

00362
5
24

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
FACULTAD DE CIENCIAS

**ESTUDIO DE ENERGIA DE IONES LIGEROS
ACELERADOS EN UN FOCO DE PLASMA DENSO
MEDIANTE EL DETECTOR POR TRAZAS CR-39**

T E S I S

*que para obtener el grado de
MAESTRO EN CIENCIAS*

(FISICA)

presenta

Fermín Castillo Mejía

México, D.F.

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

1990



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 está 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.

INDICE

INTRODUCCION	ii
I. DESCRIPCION GENERAL DEL EXPERIMENTO FOCO DE PLASMA DENSO .	1
I.1 Introducci3n al foco de plasma denso FPD	2
I.2 Principales componentes del FPD	4
I.3 Diagn3stico	7
II. MODELOS DE ACELERACION DE IONES EN EL FOCO DE PLASMA DENSO	11
II.1 Modelo propuesto por M.J. Bernstein	12
II.2 Modelo propuesto por S.P. Gary y F. Hohl	20
II.3 Modelo propuesto por Y. Hondow y K. Hirano	31
II.4 Modelo propuesto por M.G. Haines	42
II.5 Modelo propuesto por R. Deutsch y W. Kies	50
III. DETECCION POR TRAZAS	62
III.1 Modelos de formaci3n	63
III.2 Materiales detectores	65
III.3 Geometrfa de las trazas	67
III.4 T3cnicas de revelado	71
III.5 Sistema y t3cnicas de conteo	73

IV. ESTUDIO EXPERIMENTAL	77
IV.1 Detector	78
IV.2 Irradiación	79
IV.3 Grabado	80
IV.4 Sistema de mediciones	80
V. RESULTADOS Y DISCUSION	83
V.1 Detección de iones	84
V.2 Determinación de trazas espurias	85
V.3 Dependencia de la energía de los iones (protones) con el diámetro de la traza	85
V.4 Estudio de la profundidad de las trazas producidas por los iones (protones)	87
CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS	90

BIBLIOGRAFIA

INTRODUCCION

Hoy en día nuestra civilización depende enormemente de los combustibles fósiles tales como el petróleo, el carbón y el gas natural. Sin embargo durante los últimos años se ha hecho evidente que en el futuro se deberán emplear fuentes alternas de energía. Además no es una exageración afirmar que el futuro de nuestra civilización depende del desarrollo adecuado que se haga hoy de fuentes alternas de energía.

Afortunadamente se nos han proporcionado otros recursos que pueden ser aprovechados. Uno de ellos, es la fusión nuclear, fuente de energía del sol y las estrellas. La fusión nuclear es una reacción en la cual dos núcleos ligeros se unen para formar un núcleo pesado. Existen varias reacciones de fusión que son de interés para producir energía. La que se puede producir con mayor facilidad es la de deuterio y tritio, ambos isótopos del hidrógeno.

La tarea de los científicos es diseñar métodos que permitan liberar en la tierra en forma controlada esta fuente de energía. Una forma de conseguirlo es elevar la temperatura del combustible hasta unos 100 millones de grados Kelvin. A esta temperatura, los núcleos y electrones de que está compuesta la materia forman una mezcla de gases de partículas cargadas, cuyas propiedades físicas son distintas a las usuales. Este nuevo estado de la

materia se conoce como plasma. Así pues, el problema consiste en calentar un plasma de combustible fusible hasta la temperatura requerida y mantenerlo confinado durante un lapso suficientemente grande para que se obtenga mayor energía que la que se invierte.

Para hacerlo se han ideado una serie de métodos que compiten entre sí tratando de conseguir las mejores condiciones tanto bajo el punto de vista de Física como de Ingeniería. Básicamente existen dos enfoques distintos: el confinamiento magnético y el confinamiento inercial.

Dentro del confinamiento magnético los primeros experimentos de investigación en fusión termonuclear controlada fueron Z-pinch. Sin embargo se encontró que son altamente inestables respecto a modos magnetohidrodinámicos (MHD), tales como son los modos de salchicha, de rizo y de intercambio.

La eliminación de la pérdida de plasma por los extremos y la introducción de un campo magnético estabilizador hizo que se popularizaran las configuraciones magnéticas toroidales que han conducido al diseño de aparatos tales como los Tokamaks y los pinch o configuraciones de campo invertido.

Por otro lado se ha continuado con el estudio de aparatos más simples como el foco de plasma denso, que es el tema de este trabajo, y que fue desarrollado en los Estados Unidos por J. Mather^[1] y la Unión Soviética por F. Filippov^[2]. Este es básicamente un pinch lineal cuya geometría permite una rápida compresión del plasma antes de la constricción por fuerzas magnéticas mismas. A pesar de tratarse de un aparato relativamente primitivo y con tiempos de confinamiento del plasma muy cortos su estudio es interesante porque en él se alcanzan densidades de hasta 10^{26} m^{-3} y temperaturas de varios Kev (los cuales se observan en filamentos angostos, cuyas dimensiones son de algunos milímetros de diámetro y cerca de un centímetro de largo). En el primer capítulo se hará una descripción de este tipo de aparatos.

De gran interés es también su producción muy grande de neutrones, la cual llega a ser

hasta de 10^{12} neutrones/por descarga. Esta cantidad excede a la de cualquier otro aparato de fusión de complejidad equivalente. En un valor óptimo esta producción se escala como la corriente del pinch a la cuarta potencia^[9]. Actualmente, pocos grupos sostienen que el foco de plasma denso pueda ser base para un reactor comercial de fusión. En él se ha descubierto una gran variedad de fenómenos interesantes, tales como los neutrones (cuyo origen es aún materia de investigación), los haces intensos de iones y electrones, inestabilidades, turbulencias y filamentación que se presentan en diferentes condiciones. Todos estos fenómenos están fuertemente correlacionados entre sí, y pueden no ser termonucleares del todo en origen. En particular, existen quienes sostienen que los neutrones son producidos por los iones acelerados, lo cual puede ser parcialmente cierto. Este trabajo forma parte de un proyecto de investigación más amplio enfocado a resolver este problema. Existen muchos mecanismos propuestos para explicar la producción de los haces de iones acelerados, que tienen frecuentemente energías mucho mayores que las esperadas del campo eléctrico de la descarga.

En este trabajo se muestra un experimento del tipo foco de plasma en el que se pretende caracterizar el haz de iones que se genera, mediante detectores de estado sólido por trazas (DEST). En especial se emplea el plástico, conocido comercialmente como CR-39, el cual se ha venido desarrollando, instrumentando y aplicando en diversos campos de investigación científica y tecnológica. Este tipo de detectores es sensible a partículas cargadas y neutrones teniendo la ventaja de no registrar partículas beta y radiación electromagnética.

Esta técnica de detección está basada en el hecho de que al penetrar las partículas (iones) en el DEST se forman zonas de daño que pueden ser amplificadas mediante un proceso químico apropiado para hacerlas visibles con un microscopio óptico o alguna otra forma de lectura.

Se estudian con este método las partículas cargadas (iones) que se generan en el foco de plasma, para determinar el tipo y la energía de las partículas. El presente trabajo tiene como objetivo determinar la existencia de los iones acelerados en el foco de plasma, y determinar su energía en base al diámetro y profundidad de las trazas dejadas por las partículas en los

detectores CR-39.

Los resultados obtenidos son que efectivamente sí se producen y se detectan iones en la dirección axial del aparato. Mediante la medida del diámetro de las trazas fue posible obtener, dentro de un intervalo razonable, la energía de los iones. No así mediante la medición de la profundidad de las trazas dejadas por éstos.

El trabajo está dividido en cinco partes: en el primer capítulo se presenta una breve descripción de lo que es y como funciona un foco de plasma y en particular se presenta el aparato con que se trabajó; asimismo se describen los parámetros y los diagnósticos empleados. En el capítulo II se mencionan algunos de los modelos propuestos en la literatura acerca de los mecanismos de aceleración de partículas en el foco de plasma.

El capítulo III incluye los modelos de formación de trazas en polímeros y la geometría de las mismas. También contiene las características de los detectores, las diferentes técnicas de revelado y los métodos de conteo.

El desarrollo experimental, que consiste en la selección del detector, en la técnica de irradiación, el grabado del detector y el sistema de conteo, se describen en el capítulo IV. El capítulo V discute la existencia y posibilidad de detectar los iones (protones) generados en el foco de plasma, los resultados obtenidos al medir el diámetro y la profundidad de las trazas y la determinación de la energía de los iones (protones) en base a los diámetros de dichas trazas.

Finalmente se presentan las conclusiones y perspectivas; así como la bibliografía general.

CAPITULO I

DESCRIPCION GENERAL DEL EXPERIMENTO

FOCO DE PLASMA DENSO

Desde la operación de los primeros focos de plasma, al principio de los 60's^[1,2], hasta hoy el foco de plasma denso (FPD) ha atraído considerable atención por su ingeniería relativamente simple, por las propiedades del plasma y por la producción alta de neutrones. De hecho, es una fuente intensa pulsada de neutrones, rayos x suaves y de partículas cargadas (iones), los cuales reflejan una riqueza de interesantes fenómenos físicos complejos. A pesar de ser uno de los aparatos más antiguos de investigación en fusión nuclear, todavía es atractivo su estudio.

En relación con otros aparatos de confinamiento de plasma de temperatura alta, en lo relativo a las escalas de tiempo, el foco de plasma está entre los aparatos de confinamiento magnético convencional y los aparatos de confinamiento inercial. En cierta forma está relacionado con el Z-pinch, donde una corriente alta fluye a través del eje de una columna de plasma proporcionando el campo magnético de confinamiento.

El FPD es investigado en varios laboratorios tanto al este como al oeste de Europa, en los Estados Unidos y otros países incluyendo a México.

El Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM ha empezado un proyecto en esta línea, el cual ha sido bautizado con el nombre de Fuego Nuevo*, y tiene el propósito de estudiar la naturaleza de la radiación pulsada emitida por un aparato de energía baja (6-12kJ) dentro de un intervalo ancho de voltaje (40-120kV). Hay comunmente dos tipos de diseños: Los aparatos tipo Filippov^[2] donde el diámetro del electrodo interno es mayor que su longitud y los aparatos tipo Mather^[1] donde el diámetro del electrodo interno es pequeño comparado con su longitud. El aparato FN es de este último tipo.

Las características principales de este aparato son dadas en la sección I, las principales componentes de éste se presentan en la sección II, y los diagnósticos asociados y establecidos en la sección III.

I.1 INTRODUCCION AL FOCO DE PLASMA DENSO FPD.

La descripción dinámica del foco de plasma se puede dividir en tres fases, a saber:

a) La fase inicial o rompimiento (breakdown): El FPD es básicamente un Z-pinch inverso creado en el extremo del electrodo central (EC) de un acelerador de plasma coaxial^[3]. La configuración es mostrada en la figura I.1. El acelerador es inicialmente llenado con gas (usualmente D_2 , H_2 , Ne o Ar) a presión baja (1 a 5 Torr). Un alto voltaje (10-200kV) aplicado a los electrodos causa el rompimiento de la descarga en el gas. Idealmente, éste ocurre axialmente a lo largo del aislante y rápidamente forma una hoja de plasma altamente conductora con simetría azimutal. El campo magnético azimutal (B_θ) debido a la corriente

*Fuego Nuevo es la ceremonia en la cual los Aztecas celebraban cada 52 años el inicio de una nueva era.

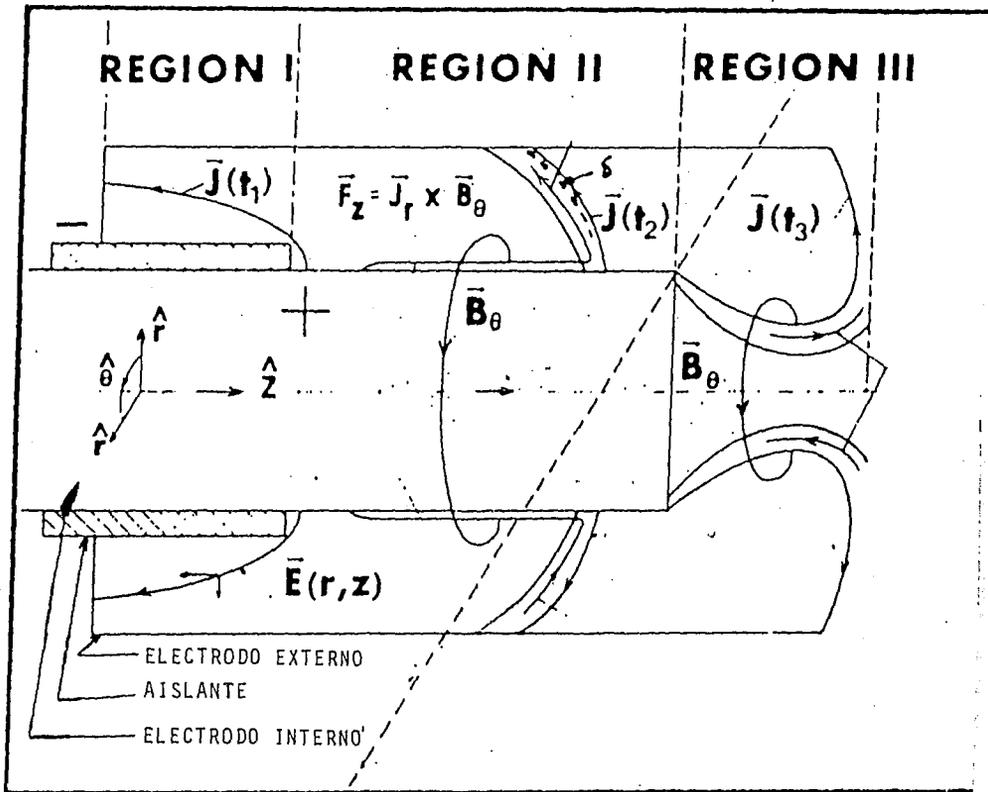


FIGURA I.1.-DIAGRAMA DE UN FOCO DE PLASMA

axial en la hoja la empuja hacia afuera radialmente. Esto conocido como efecto de pinch inverso. En aparatos convencionales de bajo voltaje, la hoja se levanta y empieza la fase de desplazamiento (rundown) en un tiempo $\lesssim 1\mu\text{seg}$. En aparatos de alto voltaje, este proceso ocurre en tiempos $\lesssim 100\text{nseg}$. En esta fase el valor de la impedancia de la carga cae desde varios cientos de ohms a un valor mínimo en la fase de desplazamiento.

b) La fase de desplazamiento (rundown): Cuando la hoja sale del aislante, ésta adquiere una componente de corriente radial, que por efecto de B_θ produce una fuerza axial. La hoja rápidamente alcanza una velocidad axial casi constante ($\geq 10\text{cm/s}$) mucho mayor que la velocidad del sonido en el gas de llenado, convirtiéndose en una onda de choque supersónica que ioniza y barre el gas en su trayectoria. En condiciones ideales todo el gas encontrado por la hoja conductora es ionizado completamente y barrido por ésta. El ancho de la hoja en aparatos convencionales es $\geq 1\text{cm}$. Esta fase dura aproximadamente un cuarto de periodo del banco de condensadores que produce la descarga, el cual es típicamente de $3-5\mu\text{seg}$. para aparatos convencionales y de $400-900\text{ nseg}$ para aparatos de alto voltaje. La resistencia de la hoja se hace pequeña ($< 10\text{m}\Omega$) y la inductancia varía casi linealmente con el tiempo ($\dot{L} = \text{cte}$) debido a la velocidad axial constante de la hoja.

c) La fase de compresión (pinch): Cuando la hoja alcanza el extremo del electrodo central (EC), toma la forma indicada en la figura 1.1. Esta forma es debida a la presión magnética normal a la superficie y al momento radial de la hoja. En la región de constricción la geometría conduce a una implosión radial similar a la de un Z-pinch clásico. Esto es el foco de plasma denso. Cuando la constricción alcanza un radio mínimo, hay un balance entre la presión térmica de plasma y el campo magnético de confinamiento. Esta configuración es magnetohidrodinámicamente (MHD) inestable y teóricamente es rápidamente rota por inestabilidades. El foco, sin embargo, permanece estable mas tiempo del predicho, posiblemente

debido a la curvatura de este tipo de constricciones durante la implosión. La constricción final puede tener algunos mm de diámetro, por aproximadamente 5 mm de longitud y contener un plasma con temperatura del orden de 1 keV con densidades arriba de 10^{19}cm^{-3} .

Las constricciones típicas duran alrededor de 100nseg antes de romperse.

Dos propiedades características distinguen al foco de plasma: 1) La alta densidad del plasma de más de 10^{19}cm^{-3} a temperaturas relativamente altas, de 1 keV durante la última fase (compresión) y 2) Las propiedades del plasma turbulento tales como conductividad anómala e inestabilidades en la última fase (pinch). En la primera fase la mayor parte de la energía almacenada en el banco de condensadores es transformada en energía magnética almacenada en el acelerador, es decir, en el espacio entre los electrodos. Durante la compresión una parte de la energía magnética disponible es transformada en energía cinética de las partículas.

1.2 PRINCIPALES COMPONENTES DEL FPD.

El foco de plasma denso (FPD) consiste de un cañón de plasma coaxial cilíndrico con un electrodo interno cargado positivamente y un electrodo externo, el cual en este caso es aterrizado, ver figura 1.2. Estos son aislados entre sí, en uno de sus extremos, por un disco de vidrio y un tubo de pyrex que cubre parte del electrodo interno. Después de limpiar el sistema mediante una descarga de resplandor y hacer un vacío de 10^{-6} torr, el gas es admitido a una presión que varía entre 1 y 5 torr. La descarga es producida al disparar un banco de condensadores, empezando por el extremo aislado, construyéndose así una hoja de corriente que genera un campo magnético azimutal. La fuerza $\vec{J} \times \vec{B}$ empuja la hoja de plasma, la cual corre hacia el final del electrodo interno (EI) ionizando el gas que encuentra en su camino. La hoja se dobla sobre el extremo del electrodo interno, enfocándose en una columna de plasma

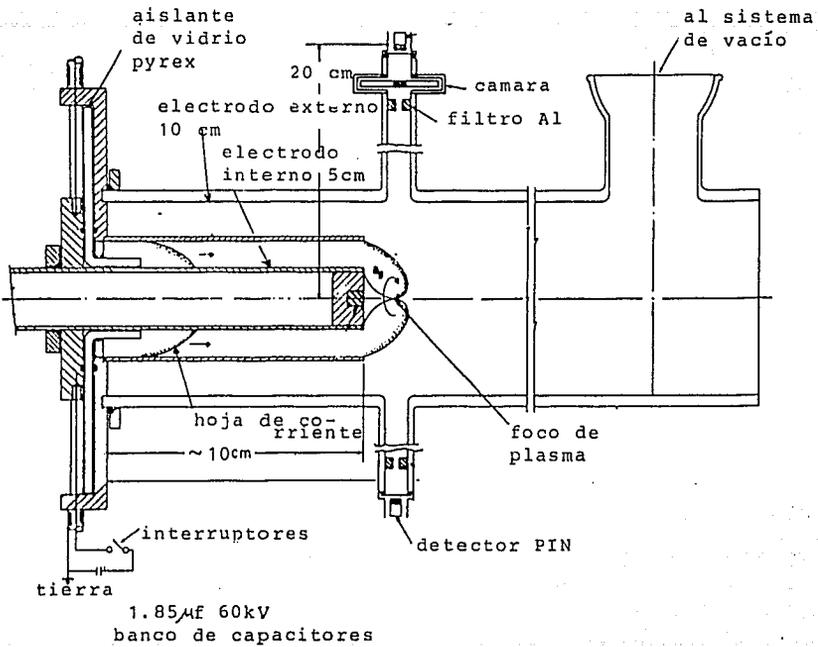


FIGURA I.2.-DIAGRAMA DEL FOCO DE PLASMA DENSO FN

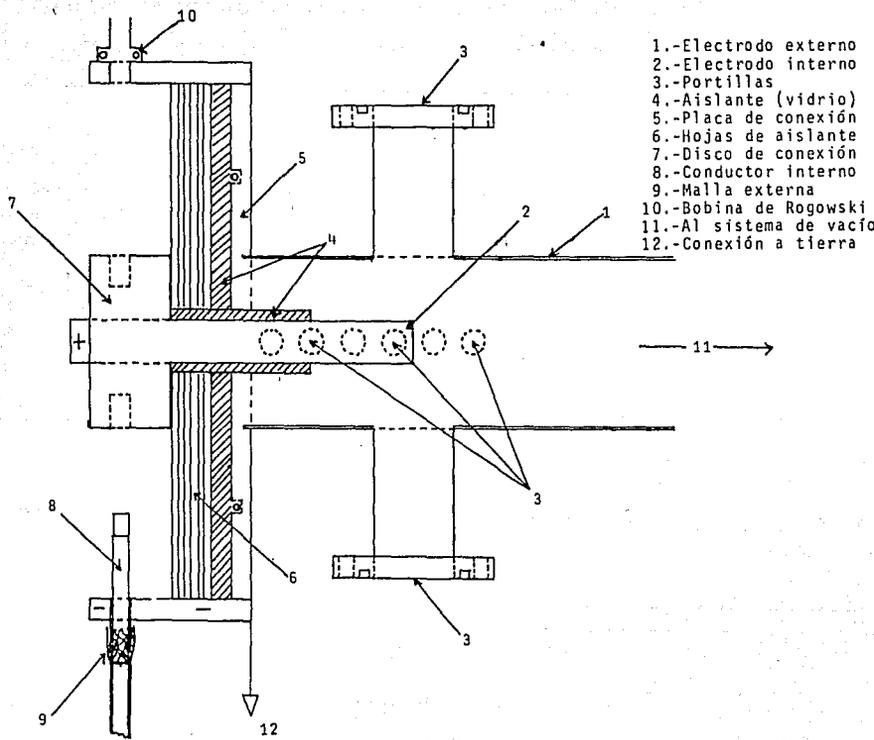


FIGURA 1.3.-DIAGRAMA DEL FPD-FN

donde la corriente se concentra, produciendo un efecto de constricción. Esto significa, que una columna de plasma de temperatura y densidad alta es confinada durante un tiempo de 100nseg o menos. Las principales componentes del aparato FN son:

a) El cañón: Las dimensiones del cañón son presentadas en la tabla I.1, y su diagrama en la figura I.3. En el aparato FN el electrodo externo es un tubo de cobre de 10cm de diámetro el cual, es soldado a un disco de latón con un diámetro de 30cm que sirve de cabeza a la cámara de vacío. A lo largo de la cámara ocho tubos espaciados 3cm proporcionan el acceso de pequeñas bobinas (sondas B) de 1mm de diámetro. A diez centímetros del extremo de la cabeza hay dos portillas de 5cm de diámetro para el acceso de diagnósticos. El electrodo interno es una barra de cobre de 3cm de diámetro por 10cm de largo. El aislante es un tubo de vidrio pyrex de 4cm el cual se extiende sobre el electrodo hacia afuera del sistema de vacío. La cabeza es aterrizada por una lámina de cobre de 20cm de ancho.

b) El sistema de vacío: El vacío es producido por una bomba de difusión (de aceite) con una capacidad de 150 lt/seg apoyada por una bomba mecánica de 1.8 lt/seg. El acceso a la cámara de vacío es directamente al cuerpo del cañón, y puede ser aislado por una válvula. Las uniones son selladas mediante aro-sellos de neopreno. Bajo estas circunstancias una presión de 3×10^{-6} torr es sistemáticamente alcanzada, la cual difícilmente puede ser mejorada debido a las componentes de latón que se tienen.

La presión en el intervalo de 10^{-6} a 10^{-3} torr es medida mediante un tubo de ionización Bayard-Alpert, y aproximadamente, en el intervalo de 10^{-3} torr a presión atmosférica mediante un termopar. El gas (H_2) de llenado necesario para la descarga se mide con precisión en el intervalo de 10^{-2} a 10 torr mediante un baratrón MKS, que está basado en la capacitancia entre dos placas paralelas. La entrada del gas está colocada al final del sistema a una distancia de 70cm del cañón de latón.

**Tabla 1.1. Dimensiones y Características principales
del Foco de Plasma Denso FN**

Electrodo externo:

Material: Cobre
Diámetro: 10cm

Electrodo interno:

Material: Cobre
Diámetro: 3.0cm
Longitud: 10cm

Aislante:

Material: Pyrex
Diámetro interior: 2.5cm
Diámetro exterior: 3.3cm
Longitud: 4.0cm

Parámetros de Operción:

Voltaje: 50-60kV
Presión: 0.5-3.5torr

Cuando el gas es admitido dentro del sistema después de que éste fue limpiado, la válvula que aísla la bomba de difusión es cerrada, permaneciendo en un estado estacionario. Una limpieza adicional puede ser conseguida mediante una descarga de resplandor en el cañón.

c) El circuito eléctrico: El diagrama a bloques del circuito eléctrico se muestra en la figura 1.4, y sus detalles en la figura 1.5. La parte principal es el banco de capacitores consistente en dos capacitores Sangamo de $1.8\mu f$ a 60kV, que pueden almacenar una energía de 3.33kJ cada uno, (dichos capacitores fueron formalmente usados en el experimento SCYLLAC en el Laboratorio Nacional de Los Alamos, y obtenidos como un préstamo con la ayuda del Dr. David Woodall de la Universidad de Nuevo Mexico). Estos son cargados mediante una fuente de alto voltaje a través de una resistencia de $10M\Omega$, y disparados independientemente por interruptores presurizados a 28psi de nitrógeno. Los interruptores son accionados por un disparador micromarx de 6 etapas. Cada una consiste de un capacitor de 2.5nf a 40kV y una resistencia de $10M\Omega$. Estas etapas son cargadas en paralelo a 20kV mediante una fuente de voltaje, y descargadas en serie mediante interruptores de chispa. El disparador micromarx es presurizado en una cámara cilíndrica de acrílico con nitrógeno a 19psi. Es acoplado a los interruptores de los condensadores mediante un capacitor de 2.5nf y disparado por una bobina de carro común, cuya potencia es proporcionada por una batería de 12V. Se encontró que este ensamble proporciona un pulso de salida para los interruptores con un tiempo de subida (rise-time) menor de 50nseg.

Para prevenir ruido de radio-frecuencia en el ambiente, el conjunto es cuidadosamente blindado y las conexiones son hechas con cables coaxiales (del tipo RG58 y RG8).

El banco de capacitores es conectado al cañón por 12 cables coaxiales de baja inductancia (de 45nH por pie), 6 por cada uno de los capacitores. Su longitud de 3.6m es cuidadosamente medida con objeto de asegurar simultaneidad en el disparo (descarga). Estos cables tienen un núcleo de polietileno con una malla de cable RG14/U como conductor central. Un aislante

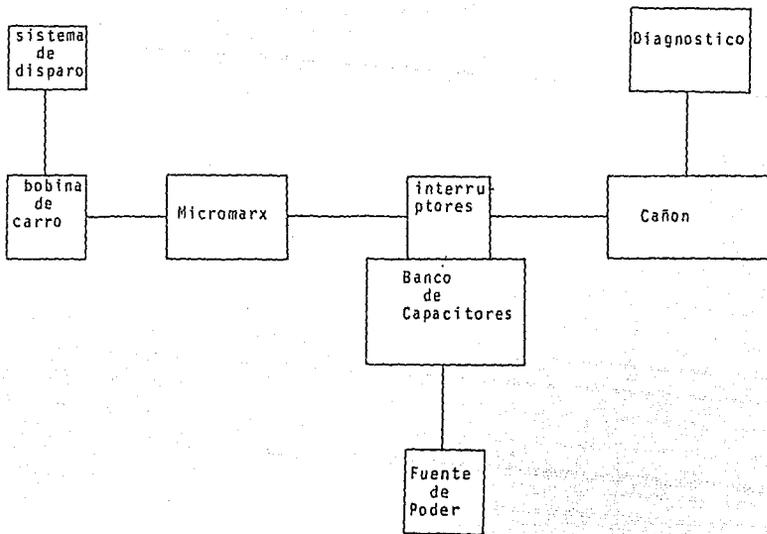


FIGURA 1.4.-DIAGRAMA A BLOQUES DEL CIRCUITO ELECTRICO DEL FPD-FN

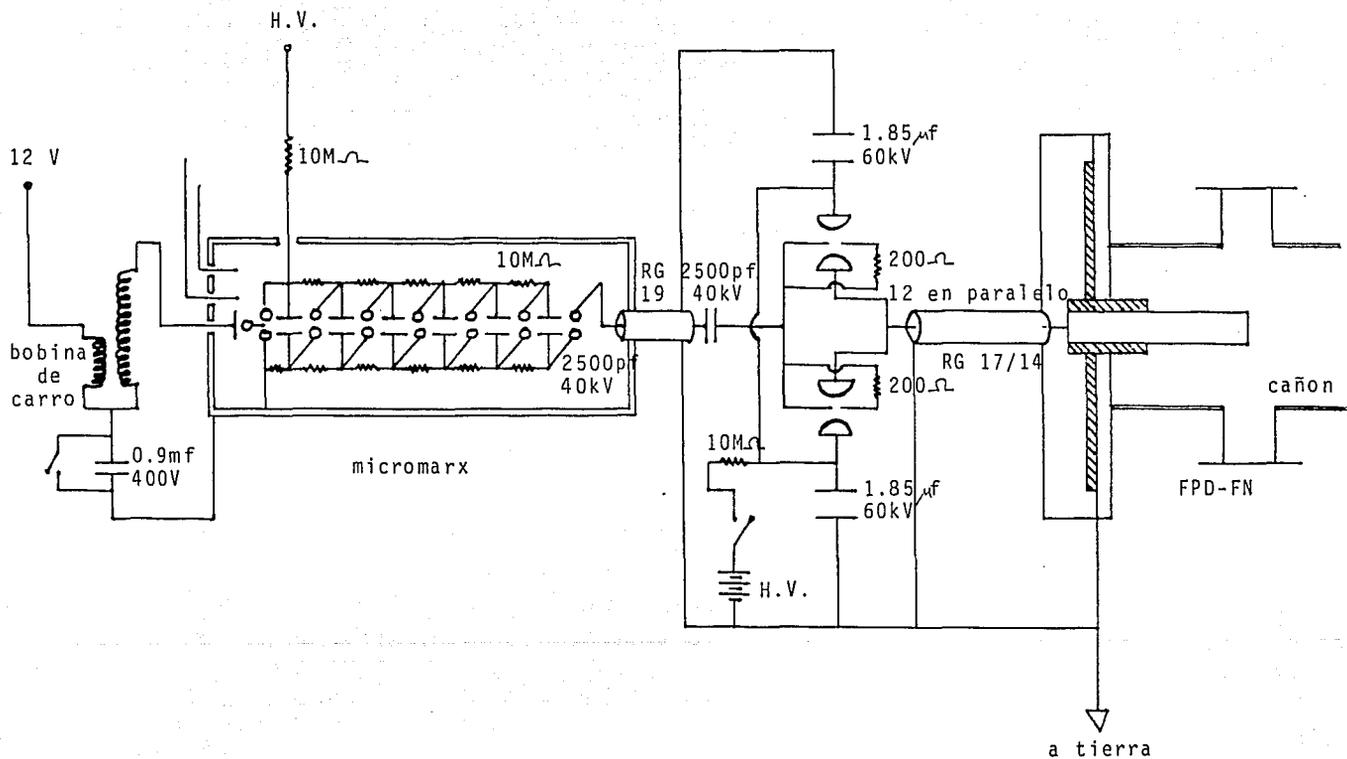


FIGURA I.5.-CIRCUITO ELECTRICO DEL FOCO DE PLASMA DENSO FN

principal va sobre esta malla interior y el conductor externo es trenzado (malla) sobre el aislante, de tal forma que la apariencia del cable es aproximadamente la de un RG17/U. La malla exterior es unida por un extremo a la cabeza del cañón, la cual es aterrizada, y por el otro a los botes de los interruptores, los cuales son montados sobre los capacitores.

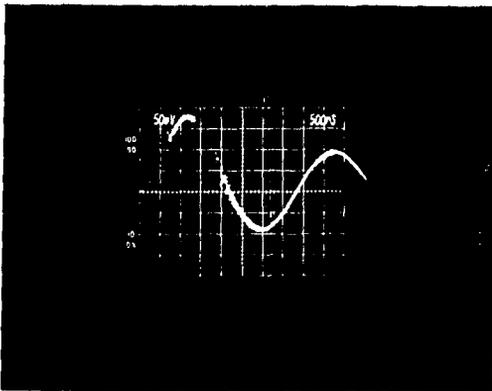
Puesto que el blindaje de ruido del sistema de disparo es también unido a los botes de los interruptores, el circuito eléctrico completo es aterrizado a través de ellos.

1.3 DIAGNOSTICO.

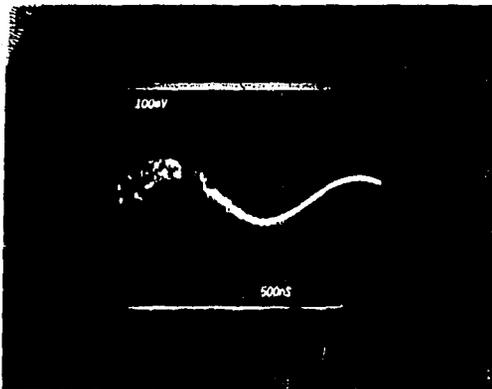
Hay cinco diagnósticos en la presente etapa (6.6kJ, 60KV, 1-2.5 torr) del proyecto, cuatro de los cuales ya han sido instalados.

a) Voltaje: El problema de cuantificar el voltaje de una descarga pulsada de esta magnitud es reducir la señal por varios órdenes de magnitud sin modificar su forma. Esto puede ser conseguido mediante un divisor de voltaje líquido de inductancia baja. La resistencia es proporcionada por una solución de sulfato de cobre en un cilindro coaxial de nylon. Las dimensiones del cilindro son de 48cm de longitud por 5cm de diámetro. La división es hecha al tomar la señal a 3cm de la base, y más adelante empleando un divisor de resistencias de carbón de 1000 a 1. Este segundo divisor es colocado en una caja de cobre al final del cilindro de nylon, y la señal es tomada de un conector de salida BNC al osciloscopio. Un diagrama del divisor y resultados típicos se muestran en la figura 1.6a

b) Corriente: La corriente es cuantificada mediante bobinas de Rogowski, las cuales rodean al conector interior de los cables coaxiales que conectan al cañón. Estas son encapsuladas en una caja de cobre y la señal es tomada a través de un conector BNC. La bobina



a)



b)

FIGURA I.6.-SEÑALES TÍPICAS DE: a)VOLTAJE Y b)CORRIENTE

consiste de una espira de cobre de 64 vueltas, cada una con 5.5mm de diámetro, para formar un círculo alrededor del cable de 46mm de diámetro. La señal es filtrada antes de llegar al osciloscopio. Una señal típica de la medida de I es mostrada en la figura 1.6b.

c) Sondas de \dot{B} : La derivada del campo magnético en el FPD es registrada mediante bobinas de alambre de cobre #32, introducidas al sistema a través de tubos colocados sobre la parte superior del cuerpo del cañón (figura 1.2). Ellas constan de 4 vueltas de 1mm de diámetro, y son fijadas a conectores BNC mediante cables coaxiales microdot, cuyas señales para tres diferentes posiciones se muestran en la figura 1.7.

d) Detector por trazas: Puesto que se espera que partículas cargadas sean aceleradas por la constricción del plasma, se han colocado detectores por trazas CR-39 (plástico) en el extremo lejano del sistema, al frente del cañón. Después de procesar estos detectores se han mostrado trazas de partículas con energías en el intervalo de MeV de energía. El estudio completo de este diagnóstico es el objetivo de este trabajo.

e) Diagnóstico de rayos x: Se ha instalado una cámara de agujero con película Polaroid 667 que ha permitido obtener resultados integrados en el tiempo de los rayos x suaves que se producen al momento de la constricción (pinch).

f) Detectores PIN: El pulso de rayos x suaves producidos en la etapa de constricción (pinch) es registrado por detectores de estado sólido de barrera superficial con capas positiva, intrínseca y negativa (PIN). La zona de depleción es proporcionada por baterías de 300 volts. El objetivo de usar estos detectores es el de medir la temperatura del plasma al comparar las señales de diferentes detectores, cada una filtrada con ventanas de aluminio de diferentes espesores. Hasta el momento no se han obtenido resultados razonables de este diagnóstico.

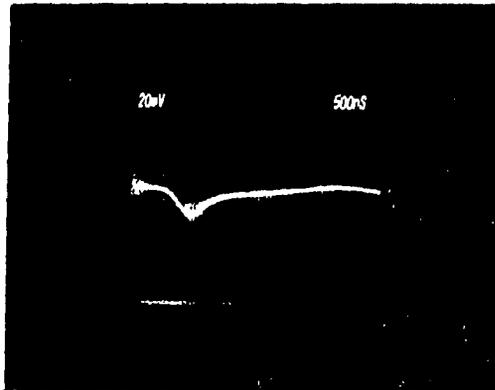
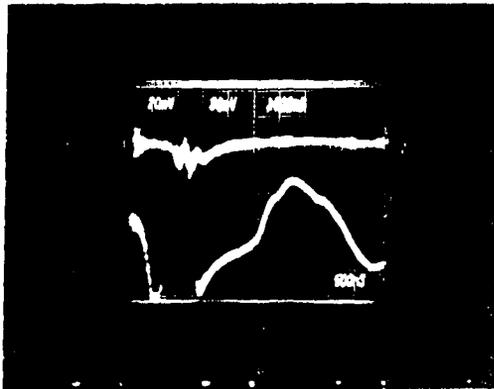


FIGURA I.7.-SEÑALES DE LAS SONDAS B PARA TRES POSICIONES DIFERENTES

Existen algunos otros diagnósticos que permiten conocer algunas otras características de la descarga en sus diferentes fases y en especial de la etapa final (compresión del plasma), como: interferometría óptica para medidas de densidad^[4,5], fotografías con cámaras de alta velocidad^[6], espectrómetro de Thomson^[7-9], etc.

Las señales del experimento son registradas por tres osciloscopios rápidos de un solo haz y uno con un haz doble, todos provistos con cámaras Polaroid. Así, se tienen cinco canales independientes. Estos son operados en el modo single sweep y disparados por la señal.

REFERENCIAS

- [1] Mather, J.W.
Phys Fluids, Suppl. (1964) 528.
- [2] Filippov, N.V., T.J. Filippova, V.P. Vinogradov.
Nucl. Fusion, Suppl. 2 (1962) 577.
- [3] Mather, J.W., P.J. Bottoms.
Phys. Fluids. Vol. 11, No. 3 (1968) 611.
- [4] Schmidt, H., H. Salzmann, H. Strohwald.
Applied Optics 14 (1975) 2250.
- [5] Bernard, A., et. al.
Phys. Fluids 18 (1975) 180.
- [6] Noll, R., et. al.
Physics letters, Vol. 101A, No. 2 (1984) 86.
- [7] Rhee, M.J.
Rev. Sci. Instrum. 55 (1984) 1229.
- [8] Weber, R., et. al.
Rev. Sci. Instrum. 57, 7 (1986) 1251.
- [9] Rhee, M.J., et. al.
Rev. Sci. Instrum. 58, 2 (1987) 240.

CAPITULO II

MODELOS DE ACELERACION DE IONES EN EL FOCO DE PLASMA DENSO

Existen evidencias de que haces de iones energéticos existen en experimentos de Foco de plasma. Algunos autores sugieren que el haz de iones es la fuente principal de los neutrones, aunque algunos otros no están de acuerdo^[15,16].

Para estudiar o analizar la aceleración de los iones durante la fase de compresión en un FP es necesario conocer los medios por los cuales estos iones se mueven a medida que se desarrolla la fase.

Del análisis de datos experimentales (flujo y espectros de las partículas de fusión, etc.), de Z-pinch y focos de plasma se ha propuesto que los iones son acelerados durante la evolución macroscópica de la inestabilidad $m = 0$. Varios mecanismos de aceleración han sido propuestos, basados en el movimiento de partículas en campos electromagnéticos inducidos dinámicamente^[1,2,3,4,5,6]. Hay algunas propuestas basadas en campos eléctricos resistivos

debido a anomalías realizadas por la resistividad del plasma^[7,8].

Sin embargo, los aparatos FP grandes (Fracatti, IMJ, POSEIDON 780 KJ en Stuttgart y SPEED en Düsseldorf) emiten un número significativo de neutrones ($> 10^{10}$) con antelación o al mismo tiempo que las inestabilidades $m = 0$ o campos resistivos. Además, las características espectrales (v.gr. energía anisotrópica) resultan de la dependencia de las condiciones iniciales de la descarga y la presión del gas de llenado, observadas en los experimentos del SPEED^[9].

Mientras que la parte importante de la producción de neutrones en aparatos convencionales (y aún en experimentos grandes) es producida por inestabilidades $m = 0$, estos mecanismos de aceleración no pueden explicar la producción de neutrones en los experimentos de SPEED en el régimen de presión óptima y aún para el primer pulso de neutrones del experimento POSEIDON^[10].

Un mecanismo basado en ideas concernientes al movimiento de iones libres en campos inducidos dinámicamente^[1,5,11] y en campos suplementarios debido a la aceleración de la hoja^[13], el llamado mecanismo de giro-reflexión podría ser el importante en estos últimos aparatos.

El propósito de este capítulo es revisar brevemente algunos^[1,2,4,6,14] de los modelos de aceleración que se han propuesto y que tratan de explicar la generación y el movimiento de los iones acelerados durante la fase de compresión en un Z-pinch o FP.

II.1 MODELO PROPUESTO POR M.J. BERNSTEIN EN 1970^[1]

El mecanismo de aceleración presentado aquí está basado en cálculos de computadora de las trayectorias de los iones en los campos eléctricos y magnéticos cruzados generados por una distribución de corriente colapsándose rápidamente. El propósito principal es mostrar

cómo los iones pueden ser acelerados a energías altas en la descarga y que los resultados son consistentes con las emisiones de neutrones y rayos x.

Modelo Analítico

Este modelo asume una distribución de corriente $J(r, t)$ cilíndrica, axisimétrica, la cual es finita en ancho y anular inicialmente en forma. Se supone que la distribución se contrae rápidamente al eje de alguna manera. La variación en el tiempo de la densidad de corriente da un crecimiento del campo magnético azimutal $B_\theta(r, t)$ y el campo eléctrico axial $E_z(r, t)$ cuyos valores son derivados de las ecuaciones de Maxwell:

$$\frac{\partial(rB_\theta)}{\partial r} = rJ(r, t) \quad (\text{II.1.i})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\partial B_\theta}{\partial t} \quad (\text{II.1.ii})$$

Sin embargo los detalles de la distribución de corriente real no son conocidos, la distribución inferida con forma $J(r, t)$ ha sido aproximada, produciendo expresiones analíticas para $B_\theta(r, t)$ y $E_z(r, t)$. Usando estas expresiones resultantes para B_θ y E_z , la ecuación de movimiento fue resuelta para obtener las trayectorias de los deuterones, teniendo condiciones iniciales diferentes. Como una primera aproximación, el efecto de las colisiones puede ser despreciado durante la aceleración de muchos de los iones. Esto permite suponer, para facilidad de los cálculos, que el movimiento de los deuterones acelerados toma lugar solamente en el plano de dos dimensiones $r - z$. Entonces la ecuación de movimiento en dos dimensiones es:

$$m_i \ddot{r} = -e\dot{z}B_\theta(r, t)$$

$$m_i \ddot{z} = e\dot{r}B_\theta(r, t) + eE_z(r, t)$$

donde m_i es la masa del ion, e es la carga del ion, y \dot{r} y \dot{z} son las componentes de la velocidad.

En estos cálculos, las siguientes suposiciones fueron introducidas, las cuales serán justificadas más adelante: antes que nada, la densidad de corriente se supone que cae a cero en alguna frontera externa R y las trayectorias de los iones están confinadas dentro de esta frontera. Como ya se mencionó los efectos de colisión ion-ion son despreciados en los cálculos. Esto no significa que tales colisiones sean completamente despreciadas, porque es reconocido que establecen una distribución azarosa en la velocidad de los iones al principio de la aceleración. También, como la frecuencia de colisión es dependiente de la energía, solamente una fracción pequeña de los iones acelerados evita perder su energía vía colisiones y escapan con energías grandes.

En este análisis las colisiones electrón-ion no son despreciadas y se supone que la conductividad del plasma es finita. De hecho una suposición clave es que la resistividad o resistencia del plasma se incrementa en la columna del plasma comprimiéndose, conduciendo a una transición rápida de la corriente a una concentración axial. Tal subida en la resistividad del plasma se debe probablemente a una pérdida axial de plasma. Durante la acción de la constricción (pinch) los campos eléctricos radiales están presentes en la hoja de plasma, pero son ignorados en este análisis. Esta suposición parece ser razonable después de que la columna de plasma alcanza su máxima compresión.

El suponer simetría axial para estos cálculos parece aceptable, a pesar de que fotografías rápidas han revelado que el colapso radial de la columna de plasma no es uniforme a lo largo del eje. Más allá de algunos milímetros de distancia la curvatura observada debe ser despreciable. La duración del pinch (de la constricción) y su naturaleza no-cilíndrica juegan un papel preponderante en el comportamiento de la descarga por sí mismos. En primer lugar, resulta una inyección axial de plasma y esto parece estar ligado al proceso de aceleración. En segundo lugar, como el estrangulamiento no es uniforme, se supone que los campos aceleradores tampoco son generados uniformemente a lo largo de la columna. Entonces, es

posible un mecanismo de aceleración Tandem, donde los deuterones acelerados en la región de compresión inicial mueven la columna y son además acelerados por los campos generados un instante después.

Idealmente se quisiera calcular la dinámica del plasma de una manera completa y auto-consistente, tomando en cuenta el movimiento anisotrópico de las partículas y sus colisiones, así como la interacción entre el plasma y el campo magnético.

RESULTADOS

La variación temporal de la distribución de corriente $J(r, R, t)$ es expresada en dos formas, dependiendo de si la frontera R de la corriente es fija o se constriñe. La mayoría de las distribuciones varían de la segunda forma y la densidad de corriente es expresada como $J(r, R)$, donde $R = R(t)$. En el caso de un valor constante para el radio de la frontera, la densidad se puede expresar como $J(r, t)$ y la dependencia temporal entra directamente como un periodo de tiempo τ específico para la transición de una distribución picuda en la frontera a una axialmente puntiaguda. Las siguientes expresiones fueron utilizadas para aproximar las supuestas variaciones en la distribución de corriente:

$$J(r, R) = J_b \left(\frac{r}{R} \right)^\beta, \quad (\text{II.1.1})$$

$$J(r, R) = J_a \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^\alpha \right], \quad (\text{II.1.2})$$

$$J(r, t) = J_a \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^\alpha \right] + J_b \left(\frac{r}{R} \right)^\beta, \quad (\text{II.1.3})$$

$$J(r, R) = J_a + (J_b - J_a) \left(\frac{r}{R} \right)^\alpha, \quad (\text{II.1.4})$$

donde J_a es la densidad de corriente sobre el eje, J_b es la densidad de corriente en la frontera R , y α y β son constantes positivas. Estas cuatro formas de la distribución de corriente son

ilustradas en la figura II.1.1 para $\alpha = \beta = 1$, así como la dependencia radial de B_θ y E_z para la última expresión de la corriente (Ec. II.1.4). En general, ambas J_a y J_b varían con el tiempo de una manera consistente con la corriente de descarga total, la cual se supuso permanece constante durante el tiempo de interés. Para las tres distribuciones que se construyen, se supone que la frontera se contrae a una razón constante $\frac{dR}{dt} = -V_b$. Los valores de α y β están en el intervalo de 0.3 a 3.0. La primera expresión, Ec. II.1.1, representa una distribución de corriente puntiaguda contrayéndose en la frontera. Es típica de las primeras etapas del plasma colapsándose cuando las colisiones son probablemente las dominantes. Entonces, los resultados originados del uso de esta expresión no son discutidos aunque se encuentra una considerable ganancia de energía usándola. La segunda expresión, Ec. II.1.2, representa una distribución de corriente, también contrayéndose, pero puntiaguda sobre el eje. La tercera expresión, Ec. II.1.3, representa una transición de una densidad puntiaguda sobre la frontera a una puntiaguda sobre el eje, mientras que la frontera permanece fija. En este caso se supone que J_a se levanta linealmente desde un valor cero en $t = 0$ hasta un valor máximo en $t = \tau$, cuando J_b cae a cero. Finalmente, la última expresión, Ec. II.1.4, combina la contracción y la transición de la densidad de corriente representadas separadamente en las ecuaciones II.1.2 y II.1.3. Esta expresión, con J_b constante y J_a levantándose de cero en concordancia con la frontera contrayéndose, fue usada en los cálculos dados previamente en la referencia^[17]. Puede tenerse en mente que en este sistema axialmente simétrico, el valor de ambos campos, eléctrico y magnético, son siempre cero sobre el eje y tienen su valor máximo en la frontera. En cualquier tiempo dado, la razón de campos, E_z/B_θ , varía como r/R en primera aproximación.

Algunas observaciones muestran una correspondencia significativa entre el desvanecimiento de la frontera del plasma luminoso y el comienzo de la emisión intensa de neutrones. Sobre esta base se supuso que la aceleración realmente empieza cuando la densidad de corriente experimenta una transición a una concentración axial. En suma, parece razonable suponer que esta transición está acompañada por una contracción, tal como fue representada

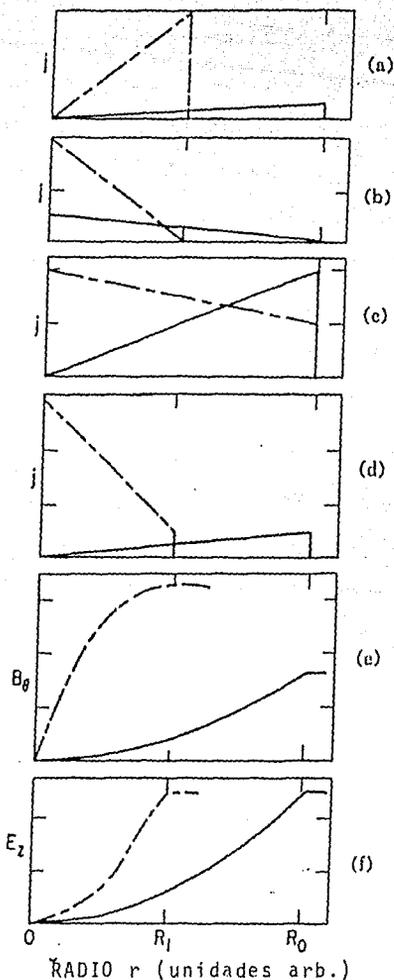


Figura II.1.1.- Distribución de Corriente $J(r, R, T)$ elegida: a) densidad puntiaguda en la frontera contrayéndose, b) densidad puntiaguda en el eje contrayéndose, c) fija en la frontera, cambiando en el eje, d) contrayéndose con transición al eje contrayéndose. Las líneas sólidas muestran la distribución inicial y las líneas punteadas muestran la distribución un tiempo después. Todas las escalas son arbitrarias y lineales. Las curvas e) y f) dan la dependencia radial del campo magnético y eléctrico para la distribución d)^[1].

de manera simple en la Ec. II.1.4. Usando los campos para esta distribución, las órbitas de dos deuterones típicos fueron calculadas, presentándose dos clases de trayectorias como se muestra en la figura II.1.2. En ésta gráfica de trayectorias espaciales, ambos iones parten de la misma posición del eje con la misma energía inicial, pero sus velocidades iniciales se escogen con direcciones diferentes. Los iones que describen la primera clase de trayectorias (tipo I) nunca alcanzan el eje y gradualmente derivan en contra del campo eléctrico en la dirección $\vec{B} \times \nabla \vec{B}$. Los iones de la segunda clase (tipo II) oscilan a través del eje y exhiben un movimiento pronunciado en la dirección del campo eléctrico. Vemos rápidamente que tales iones son los que están ganando más energía y adquieren velocidades axiales grandes.

Esta energía ganada por los iones en los campos cruzados de la descarga puede ser comparada a la aceleración en un ciclotrón. Para el primer tipo, esta analogía requiere un ciclotrón cuyo campo eléctrico entre las D 's no cambia de signo, pero cuya amplitud varía en medios ciclos alternos; esta variación en amplitud corresponde al gradiente en el campo eléctrico del plasma. Como una analogía para el segundo caso, el campo eléctrico en el ciclotrón cambia de signo en medios ciclos alternos.

Para el par de ejemplos mostrados en la fig. II.1.2, la evolución en el tiempo de los iones positivos y sus velocidades son mostradas en la figura II.1.3. Ambos iones tienen la misma energía inicial de 2keV y sus velocidades radiales son idénticas, mientras sus velocidades axiales se encuentran inicialmente en direcciones opuestas. En el tipo I los deuterones ganan considerable energía dentro de una fracción de una órbita de giro y entonces gradualmente ganan más energía durante subsecuentes órbitas. El tipo II se ve que es el caso más interesante, sin embargo, para ellos la energía ganada sobre órbitas sucesivas es mucho mayor. Aún más importante es el hecho de que estos iones no solamente alcanzan energías muy altas, sino sus velocidades axiales en promedio alcanzan valores muy grandes. La aparente discontinuidad en la velocidad radial ocurre cuando la trayectoria pasa a través del eje. Como ya se mencionó, consideraciones del movimiento azimutal de los iones da un movimiento similar, pero sin la

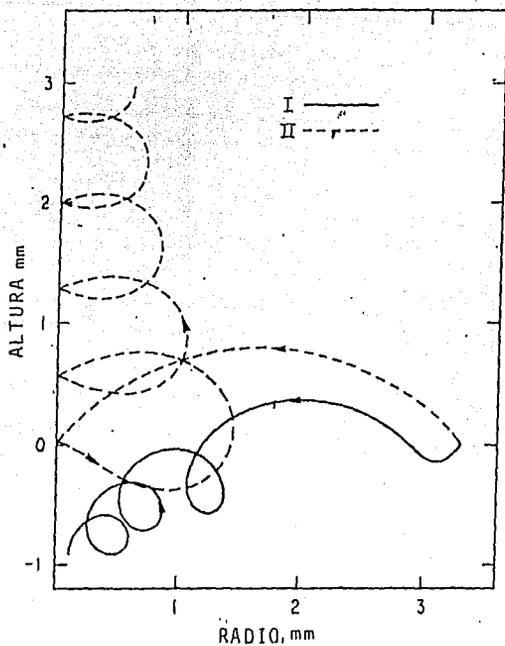


Figura II.1.2.- Trayectorias de los deuterones para dos tipos de iones acelerados. Reflexiones en $r = 0$ del tipo II representan pasos a través del eje^[1].

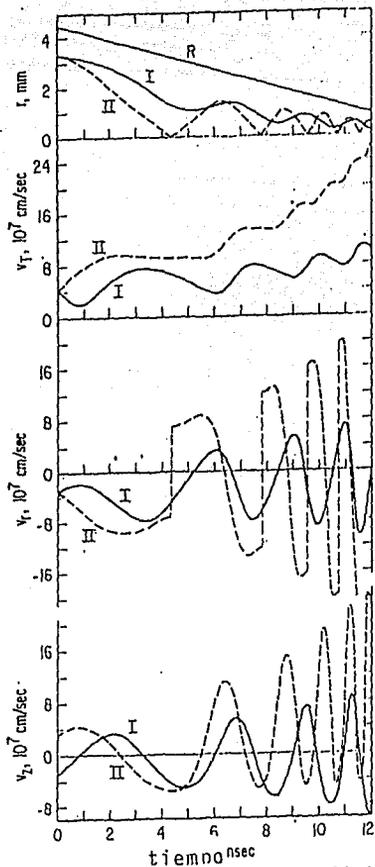


Figura II.1.3.- Dependencia temporal del radio r , velocidad v_T , velocidad radial v_r , y velocidad axial v_z para dos tipos de iones acelerados. La energía es proporcional a v_T^2 . Corriente de descarga I es 700kA^[1].

forma discontinua en las gráficas de las trayectorias.

Así se está listo para discutir los resultados de la energía resultante a partir del uso de la distribución de la corriente definida por la Ec. (II.1.4). Los resultados dados en la fig. II.1.3 muestran que los campos generados por una distribución de corriente que varía en el tiempo pueden acelerar los deuterones a energías muy grandes y que sus velocidades axiales en promedio (en el tiempo) alcanzan valores altos. Por ejemplo, los deuterones tipo II ilustrados en las figuras II.1.2 y 3 tienen una energía inicial de 2Kev, la cual se incrementa a energías de 18, 60, 150 y 260Kev conforme la frontera disminuye de 4.5mm a valores de 2.0, 1.0, 0.5 y 0.3mm, respectivamente. La ganancia en la energía depende solamente de la razón entre el radio a la frontera inicial y el radio final. De hecho, la ganancia en la energía calculada es limitada solamente por el radio mínimo de la corriente en el plasma que se contrae. Una estimación para este valor puede ser obtenida suponiendo que los electrones tienen una velocidad axial promedio de sólo $1 \times 10^9 \text{ cm/seg}$ y una densidad promedio de 10^{19} cm^{-3} . Entonces la frontera disminuirá a un radio menor que 0.2mm y llevará una corriente de 1MA. Sin embargo esta distribución representa una combinación de las distribuciones dadas por las Ecuaciones (II.1.2) y (II.1.3), y se espera que la ganancia en la energía dependa un poco de la magnitud de la corriente de descarga. Los cálculos confirman que; un factor de 2 de incremento en la corriente resulta en alrededor de 20-30% más en la ganancia de energía. El efecto de la orientación de la velocidad es ilustrado en la figura II.1.4 para cuatro iones típicos los cuales parten de la misma posición radial con la misma energía. Aquí la energía es graficada como una función del tiempo y, en suma, la posición axial de estos cuatro iones también es mostrada como una función del tiempo. Esta figura ilustra que la energía ganada no es proporcional a la magnitud del desplazamiento en la dirección del campo eléctrico. Un resultado interesante es el que la energía final de un ion acelerado sea débilmente dependiente de su energía inicial. Para señalar este punto, se espera que la energía ganada por los iones que parten del reposo pueda ser calculada, como se ilustra en la figura II.1.5. Se encuentra

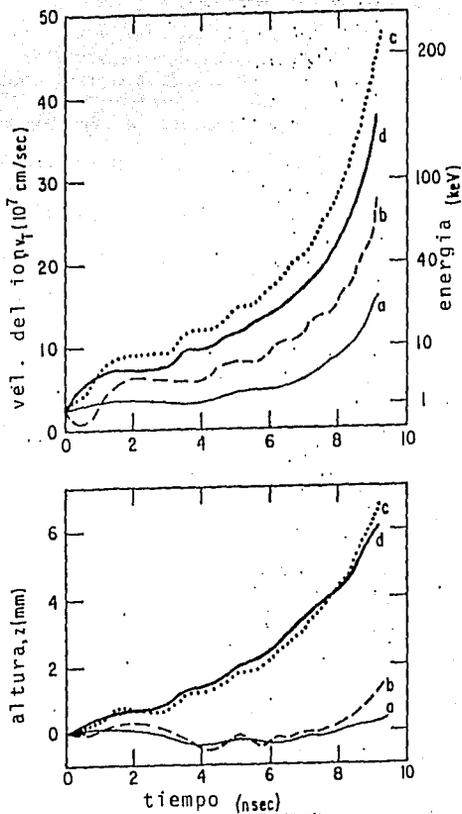


Figura II.1.4.- Dependencia temporal de la velocidad v_T y desplazamiento axial z para iones que tienen inicialmente la misma energía y posición radial pero partiendo con diferente orientación de la velocidad. Inicialmente $v = 2.5 \times 10^7$ cm/seg, $r = 1$ mm y $R = 2$ mm con $V_b = 2 \times 10^7$ cm/seg y $I = 700$ kA^[1].

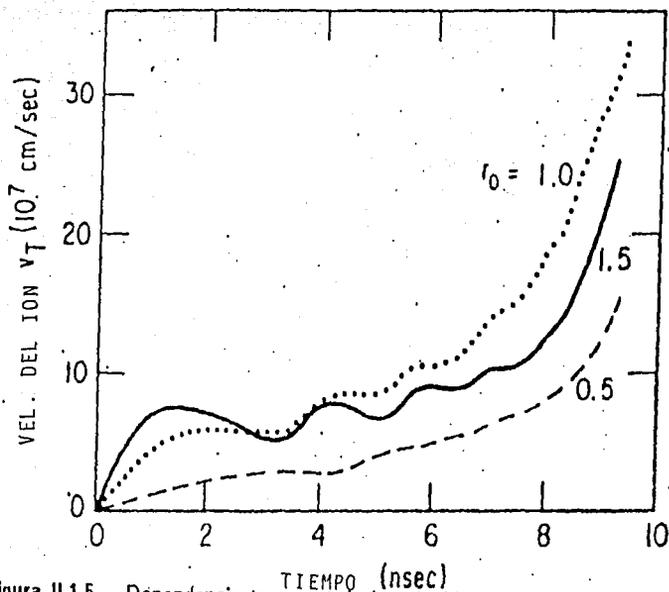


Figura II.1.5.- Dependencia temporal de la velocidad v_T para iones partiendo del reposo y a diferente posición radial inicial r_0 . Inicialmente $R = 2mm$ con $V_b = 2 \times 10^7$ cm/seg y $I = 700kA^{[1]}$.

que la energía ganada por un ion inicialmente en reposo es aproximadamente el promedio de la energía alcanzada por un grupo de iones que parten del mismo punto con una velocidad inicial con orientación al azar. De hecho las energías mayores serán conseguidas por iones energéticos los cuales parten en la dirección derecha, pero estos cálculos muestran que los iones iguales con velocidades pequeñas en el plano $r - z$ pueden ser acelerados a energías grandes. Sobre la base de varios de estos cálculos se estima que alrededor del 25% de todos los iones se aceleran en trayectorias tipo II. También se encontró que algunos iones parten en una trayectoria tipo I por algunas órbitas, y entonces caen al eje y continúan su aceleración en un modo tipo II. Los valores para el radio inicial en la frontera y la velocidad en la frontera fueron elegidos a modo de ser consistentes con fotografías en el visible y la emisión de rayos x.

La limitación sobre el número de iones que serán acelerados a velocidades axiales grandes es limitado por la probabilidad de colisión. Como es bien conocido la frecuencia de colisión decrece rápidamente con un incremento en la energía del ion, así que es en gran parte una cuestión de qué fracción de los iones pueden escaparse en los campos. Sin embargo, para iones con una distribución de energía promedio alrededor de 1Kev, parece que el 1% se acelerará sin estorbarles las colisiones.

La magnitud de la velocidad del ión no está limitada a los valores obtenidos en los cálculos anteriores.

El suponer un aumento brusco en la resistencia del plasma y una transición en consecuencia en la distribución de corriente parece consistente con el pulso bien localizado de rayos-x duros generados por la descarga. Como se ha visto, la velocidad del deuterón de $6 \times 10^8 \frac{cm}{seg}$ y más, puede resultar de la aceleración en los campos generados por esta transición rápida de la corriente. Las trayectorias de estos iones de energía alta parecen satisfacer todos los aspectos de la emisión de neutrones de una descarga foco de plasma. La verificación directa del modelo presentado aquí requeriría medidas detalladas de la distribución radial de la densidad

de corriente, de la densidad del plasma y la producción de neutrones con una gran exactitud.

II.2 MODELO PROPUESTO POR S. PETER GARY Y FRANK HOHL EN 1973^[2].

Usando campos magnéticos y eléctricos cruzados los cuales varían solamente como función de la coordenada radial r , y suponiendo que los iones se mueven solamente en el plano $r-z$, donde z es la dirección axial, Bernstein^[1] ha demostrado que ciertos iones pueden ganar energías altas y velocidades axiales promedio grandes. Sus resultados fueron revisados en la sección anterior.

El interés del trabajo que se describe a continuación, realizado por S.P. Gary y F. Hohl^[2] es extender el modelo de Bernstein para comprender resultados experimentales. Hay tres diferencias significativas entre este trabajo y el anterior:

- 1.- Se considera a las partículas con distribución espacial inicial, así como también con distribución de velocidades inicial Maxwelliana.
- 2.- Se calculan las trayectorias de los iones en un espacio de configuración de tres dimensiones.
- 3.- El más importante, considera modelos más apropiados para el campo eléctrico axial $E_z(r)$.

La elección de Bernstein de $E_z(r=0) = 0$ implica campos eléctricos fuertes fuera del eje; esto conduce a un proceso de aceleración de ciclotrón el cual calienta a los iones. Sin embargo, es más apropiado elegir $E_z = 0$ fuera del plasma conforme a la Ley de Lenz. Esto implica un campo eléctrico inducido fuerte sobre el eje, conduciendo en el caso de una

corriente que decrece, a una aceleración de iones grande en la dirección del flujo de corriente. De hecho, existe evidencia experimental de una correlación entre una caída rápida de corriente y la aceleración de los iones que se alejan del ánodo, por lo que esta suposición es más apropiada para el foco de plasma FP.

Se enfatiza que estos cálculos no son auto-consistentes; no se calculan los efectos del movimiento de las partículas cargadas sobre los campos. Aquí, los campos se suponen dados y la respuesta de los iones a estos campos es calculada. Una ventaja importante de esta técnica es que permite examinar muchas de las condiciones más generales que están presentes en simulaciones auto-consistentes.

Suponer que los campos son dados es posible solamente cuando la respuesta de las partículas no los afecta significativamente. Se puede hacer esto aquí porque los electrones, los cuales son mucho menos masivos que los iones, son los que llevan la corriente primaria y por lo tanto determinan las propiedades de los campos magnéticos y eléctricos inducidos.

LAS ECUACIONES

Las ecuaciones de movimiento de una partícula cargada sujeta a campos eléctricos y magnéticos arbitrarios son:

$$\frac{d\vec{v}(t)}{dt} = \frac{e}{m} \left\{ \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{r}, t)}{c} \right\},$$

$$\frac{d\vec{r}(t)}{dt} = \vec{v}(t), \quad (\text{II.2.1})$$

Es apropiado para la escala de tiempo de interés despreciar la corriente de desplazamiento, de modo que las ecuaciones de Maxwell relevantes son:

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \nabla \times \vec{B} &= \frac{4\pi}{c} \vec{J},\end{aligned}\tag{II.2.2}$$

se emplearán las variables dimensionales:

$$\begin{aligned}\vec{v}' &= \frac{\vec{v}}{v_0}, \quad \vec{r}' = \frac{\Omega_0}{v_0} \vec{r}, \quad t' = \Omega_0 t, \\ \vec{E}' &= \frac{c}{B_0 v_0} \vec{E}(r, t), \quad \vec{B}' = \frac{\vec{B}(r, t)}{B_0},\end{aligned}$$

donde: $\Omega_0 = \frac{eB_0}{mc}$, siendo v_0 la velocidad térmica inicial, y B_0 el campo magnético para el radio en que se anula el campo eléctrico.

Empleando coordenadas cilíndricas con la corriente en la dirección z , se elige que los campos sean función solamente de \vec{r} , la coordenada radial, y

$$\begin{aligned}\vec{B}(\vec{r}, t) &= \hat{\theta} B_\theta(r, t), \\ \vec{E}(\vec{r}, t) &= \hat{z} E_z(r, t), \\ \vec{J}(\vec{r}, t) &= \hat{z} J_z(r, t).\end{aligned}\tag{II.2.3}$$

Eligiendo por simplicidad una densidad de corriente uniforme, no se esperan diferencias cualitativas con respecto a los resultados de Bernstein^[1], para diferentes elecciones de $J_z(r)$.

Suponiendo una dependencia lineal en el tiempo:

$$J_z(t') = \left(\frac{cB_0\Omega_0}{4\pi v_0} \right) \beta(1 + \alpha t'),$$

se obtiene:

$$E'_\theta(r', t') = \beta r'(1 + \alpha t') \quad (\text{II.2.4})$$

y

$$E'_z(r', t') = \frac{1}{2} \alpha \beta \{(r')^2 - (r'_1)^2\}$$

donde r'_1 es una constante que se determina por las condiciones a la frontera de E'_z .

Entonces las ecuaciones de movimiento son:

$$\begin{aligned} \frac{dx'}{dt'} &= v'_x & \frac{dv'_x}{dt'} &= -\beta v'_z x'(1 + \alpha t') \\ \frac{dy'}{dt'} &= v'_y & \frac{dv'_y}{dt'} &= -\beta v'_z y'(1 + \alpha t') \\ \frac{dz'}{dt'} &= v'_z & \frac{dv'_z}{dt'} &= \frac{1}{2} \alpha \beta \{(r')^2 - (r'_1)^2\} + \beta (v'_x x' + v'_y y')(1 + \alpha t') \end{aligned} \quad (\text{II.2.5})$$

En lo sucesivo solamente se emplearán variables adimensionales, y se quitará la notación primada.

Las dos constantes de movimiento:

$$v_y x - v_x y = v_\theta r = cte \quad (\text{II.2.6})$$

y

$$v_z - \frac{1}{2} \{\beta (r^2 - r_1^2)\} (1 + \alpha t) = cte \quad (\text{II.2.7})$$

resultarán útiles para analizar los resultados.

Las ecuaciones (II.2.5) se integran numéricamente para ciertos valores de α y β y una variedad de condiciones iniciales de los iones. En todos los casos, el incremento del tiempo en el cálculo de integración ha sido elegido para tener un error en las ecuaciones (II.2.6) y

(II.2.7) menor que 1%. Todos los resultados obtenidos son para un conjunto de 100 a 1000 partículas con la condición de velocidad inicial Maxwelliana de $\langle \vec{v} \rangle \simeq 0$ y $\langle \vec{v}^2 \rangle \simeq 3$.

RESULTADOS

Se obtienen resultados para dos diferentes modelos de $E_z(r, t)$.

En el primer modelo, se usó la condición a la frontera de Bernstein $E_z(r = 0, t) = 0$, la cual implica $r_1 = 0$. La intención fue examinar dónde el cálculo tridimensional y la distribución Maxwelliana de velocidades afectan significativamente los resultados de Bernstein^[1].

Se eligió $\alpha = 1.0$ y $\beta = 0.20$ las cuales, con $r \sim 10$, corresponden a condiciones típicas durante la fase de colapso del foco de plasma ($T_i = 200eV$ $B = 4 \times 10^4 G$ en un radio de 1cm). las dos trayectorias representativas son mostradas en la figura II.2.1; esto representa el movimiento $r - z$, pero no ilustra la componente θ la cual (de la Ec. (II.2.6)) dá el centro de guía.

Los iones en la Fig. II.2.1 parten de $r = 10$, pero tienen diferentes velocidades iniciales.

Se obtienen los siguientes resultados generales:

- i) Mientras t se incrementa, el radio promedio de los centros de giro de los iones decrece. Esto es debido a la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ del ión.
- ii) Los iones cuya posición inicial sea tal que $r \neq 0$ difícilmente alcanzan $r = 0$. Esto se sigue de la Ec. (II.2.6), siempre que se consideren trayectorias tridimensionales. Los iones singulares, que ganarían energía por cruzar y recuzar el eje libre de campo, según el cálculo bidimensional, no son físicamente aceptables si la cantidad $v_{\theta} r$ es diferente de cero.
- iii) La energía ganada no es asociada con v_z grandes debido al movimiento de los iones a lo largo del eje libre de campo, pero sí a procesos de aceleración de ciclotrón. Como el

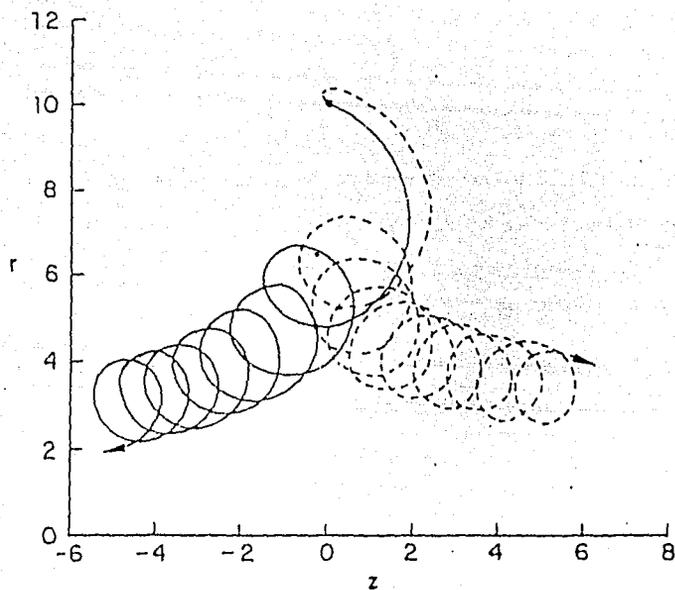


Figura II.2.1.- Trayectoria en el espacio $r - z$ de dos iones representativos con radio inicial $r_0 = 10$, $\beta = 0.20$, $\alpha = 1.0$, $r_1 = 0.00$, $0 \leq t \leq 10^{[2]}$.

campo eléctrico en el modelo se incrementa como r^2 , el trabajo neto hecho sobre el ion en una órbita de ciclotrón es positivo, y las partículas ganan energía cinética. La mayor razón de energía ganada tiene lugar cuando B_θ es pequeña comparada con E_x ; esto es, al principio.

El siguiente paso fue calcular valores promedio para la velocidad v_z . Para empezar, se eligieron condiciones iniciales tales que para un cálculo particular todos los iones fueron distribuidos azarosamente sobre un círculo de radio r_0 . Estos resultados son mostrados en la figura II.2.2. El conjunto promedio $\langle \rangle$ fue tomado sobre 100 partículas.

Por la variación temporal en los valores promedio, el resultado en $t = 9.0$ mostrado en la figura II.2.2 se promedió sobre $8.6 \leq t \leq 9.5$.

La $\langle v_z \rangle$ en la figura II.2.2 puede ser interpretada vía la constante de movimiento, Ec. (II.2.6). En $r_0 = 0$, $\langle v_z \rangle \simeq 0$ en $t = 0$, tal que

$$\langle v_z \rangle \simeq \frac{1}{2} \beta \langle r \rangle^2 (1 + \alpha t),$$

y para r_0 suficientemente pequeña, hay una deriva neta en la dirección positiva de z . Para r_0 incrementada, la deriva ∇B empieza a dominar y la dirección de la deriva se invierte.

De los cálculos se encontró que $\langle v_z^2 \rangle \sim \langle v_y^2 \rangle \sim \langle v_x^2 \rangle$ excepto para $r_0 = 10$, donde $\langle v_z^2 \rangle$ es alrededor de 20% mayor que $\langle v_x^2 \rangle$ y $\langle v_y^2 \rangle$ en $t = 9.0$. Más importante es el resultado, mostrado en la figura II.2.2, de que $\langle v^2 \rangle$ se incrementa casi como r_0^2 . Esto es debido a que E se incrementa como r^2 ; el campo puede hacer más trabajo sobre los iones a radios grandes. Esto también puede ser interpretado por medio de la Ec. (II.2.6); como las partículas van hacia adentro, $\langle r^2 \rangle$ decrece y $\langle v_\theta^2 \rangle$ se incrementa correspondientemente.

El paso siguiente fue un cálculo con los iones distribuidos azarosamente sobre el intervalo $0 \leq r \leq R_0$ en $t = 0$. Para la función de distribución de velocidades en la dirección de z , $f(v_z)$ se encuentra un resultado interesante. La figura II.2.3 muestra a $f(v_z)$ en $t = 0$ y $t = 10$ para una corrida con $R_0 = 10$, $\alpha = 1.0$, $\beta = 0.20$ y 1000 partículas. El comportamiento de la

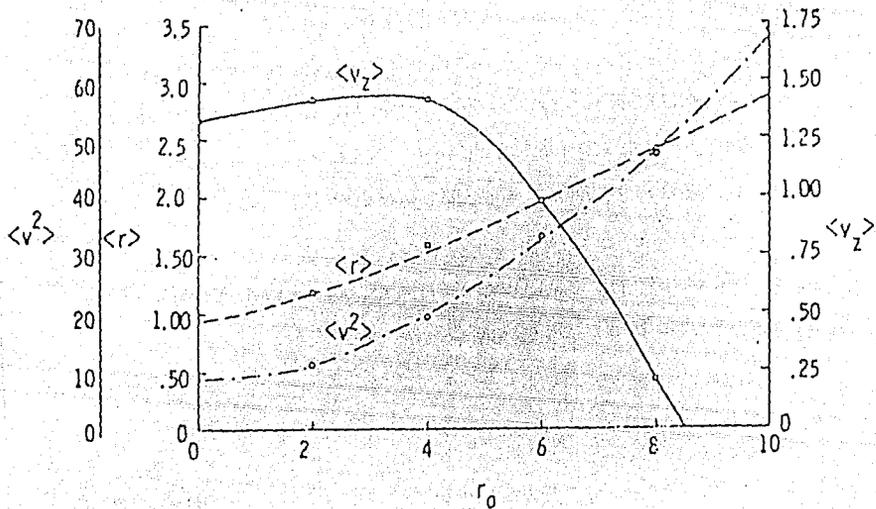


Figura II.2.2.- $\langle v_z \rangle$, $\langle r \rangle$ y $\langle v^2 \rangle$ como función de r_0 , el radio inicial en $t = 9$ con $\beta = 0.20$, $\alpha = 1.00$, $r_1 = 0.00$. La línea sólida indica $\langle v_z \rangle$, la línea discontinua $\langle r \rangle$, la línea punteada y discontinua $\langle v^2 \rangle$. $\langle v_z(0) \rangle \approx 0$ y $\langle v^2(0) \rangle \approx 3$ en todos los casos. 100 partículas fueron usadas en cada r_0 por corrida^[2].

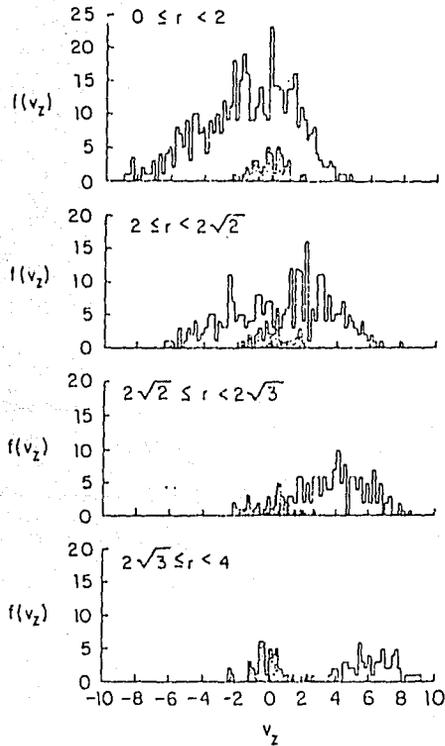


Figura II.2.3.- La función de distribución $f(v_z)$ como función de v_z , en $(2m-1)^{1/2} \leq r \leq 2m^{1/2}$ para $m = 1, 2, 3, 4$ con $\beta = 0.20$, $\alpha = 1.00$, $r_1 = 0.00$ y 1000 partículas. Inicialmente los iones están distribuidos azarosamente a través de $0 \leq r_0 \leq 10^{[2]}$.

función de distribución es mostrado para diversos valores de r ; las cuatro gráficas describen dicho comportamiento para

$$2(m-1)^{1/2} < r \leq 2m^{1/2}, (m = 1, 2, 3, 4).$$

Esto corresponde a un círculo y tres anillos de igual área, tales que cada uno inicialmente contiene aproximadamente igual número de iones. Cuando el tiempo se incrementa $\langle r \rangle$ decrece, y el número de partículas para radios pequeños se incrementa (en $t = 10$ habrá solamente 6 partículas para $r > 4$).

La figura II.2.3 muestra otros dos resultados significativos. Primero, hay un calentamiento substancial de iones, como se evidencia por el incremento en el ancho de $f(v_z)$ para $0 < r < 2\sqrt{2}$. Segundo, alrededor del 10% de los iones son acelerados a velocidades axiales mayores que $6v_0$ (donde v_0 es la velocidad térmica inicial); aquellas con v_z positivas son encontradas para radios grandes, y un poco menos con v_z muy negativa ocurren cerca del eje. Las primeras partículas son de mayor interés, porque experimentalmente se encuentra anisotropía en la emisión de neutrones del foco de plasma indicada substancialmente por los iones acelerados en la dirección z positiva.

Se enfatiza que estos iones de velocidad alta no son conducidos a lo largo del eje z , ya que se encuentran solamente para valores de r tales que el campo magnético es comparativamente grande. La figura II.2.1 muestra que estas partículas están en órbitas de ciclotrón entre r grandes (donde $v_z \gg 1$) y r pequeñas (donde $v_z \ll -1$), otra vez como consecuencia de la Ec. (II.2.7).

También se hicieron otros tres cálculos, los cuales difieren del anterior solamente en el valor de α . En $t = 10$, $\langle v^2 \rangle$ se incrementa aproximadamente como $\alpha^{3/2}$ y el número de iones con v_z mayor que seis veces la velocidad térmica inicial es como sigue: para $\alpha = 0.21$ es uno; para $\alpha = 0.5$ son dos; para $\alpha = 0.75$ son treinta y seis; para $\alpha = 1.0$ son setenta y dos. Esto indica que el incremento de α (correspondiendo a una subida o elevación más

rápida del campo magnético) conduce a incrementar el calentamiento de los iones, así como el número de partículas con v_z grande.

Para comparar los resultados de tres-dimensiones con los cálculos de dos-dimensiones de Bernstein se repitió el cálculo mostrado en la figura II.2.3 con condiciones iniciales en "dos-dimensiones", i.e. $y(0) = 0$ y $v_y(0) = 0$. El subsecuente movimiento de los iones está entonces en el plano $x-z$. Los resultados en dos-dimensiones (en comparación con los de tres-dimensiones) son: a) $\langle r \rangle$ es pequeña en comparación con el caso anterior; b) $\langle v_x \rangle$ ahora es negativa; c) $\langle v^2 \rangle$ es $\frac{2}{3}$ del valor anterior; d) en $t = 10$, 5% de los iones tienen alrededor de seis veces la velocidad térmica inicial, mientras que para tres dimensiones es del 7%.

En el caso de tres-dimensiones (3D), los iones circundan el eje z ; la "fuerza centrípeta" asociada tiende a hacer $\langle r \rangle$ grande y entonces responde al resultado a). El resultado b) se sigue de a) y la Ec. (II.2.7); $\langle v_y^2 \rangle = 0$ explica el resultado c). El resultado d) es congruente con la Ec. (II.2.6) e indica que los resultados en dos-dimensiones de Bernstein^[1] son cualitativamente similares a los obtenidos con tres dimensiones de este trabajo^[2].

El segundo modelo examinado produjo resultados significativamente diferentes. Si $E_x = 0$ para un radio suficientemente grande (por ejemplo, como en un flujo de corriente coaxial), entonces se sigue que en $r = 0$ habrá un E_x inducido puntualmente (de acuerdo con la Ley de Lenz) opuesto al sentido del cambio de la corriente. El valor de la constante r_1 en la Ec. (II.2.4) depende del modelo, pero para estos propósitos será suficiente elegir $r_1^2 \gg r^2$.

Ya que la densidad de corriente está creciendo durante la fase de colapso del foco, el campo eléctrico es inducido puntualmente en contra de J_x , es decir, hacia z negativa. Entonces parece que el modelo de Bernstein^[1] $E_x(r = 0, t) = 0$ es limitado a soluciones en las cuales el campo eléctrico inducido justo cancela el campo E_0 aplicado externamente. Esto puede ser relevante para otra clase de plasmas constrictados, pero no en el caso del foco de plasma —donde el campo E_x inducido es muchas veces mayor que E_0 .

Se hacen algunos cálculos similares a los anteriores con E_z negativo y fuerte, es decir $r_1 \gg 1$, $\alpha > 0$. Los resultados (por ejemplo, las líneas discontinuas en la figura 11.2.4) muestran que las partículas cerca del eje tienden a ganar energía del campo E_z cuando fluyen a lo largo de éste, pero también se mueven a radios mayores (en la dirección de la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$) donde el campo magnético llega a ser mayor y la energía sólo puede ser ganada por el proceso de aceleración de ciclotrón. Solamente algunos iones alcanzan velocidades v_z grandes, y se concluye que no ocurre aceleración significativa en la fase de colapso del foco.

Sin embargo, experimentalmente es bien conocido que la producción de neutrones en el foco de plasma está asociada con una caída rápida en la corriente. Esto provoca un E_z inducido en la dirección z positiva, el cual no sólo acelera iones en la dirección correspondiente a la anisotropía de neutrones observada, sino que proporciona una deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ hacia el eje libre de campo magnético, tal que los iones son dirigidos hacia la región donde son más propensos a ganar energía del campo eléctrico.

Las líneas sólidas en la figura 11.2.4 muestran varias trayectorias $r - z$ representativas para este caso. Los valores $\alpha = -0.03$, $\beta = 0.025$ y $r_1 = 40$ corresponden por ejemplo, a parámetros del foco $T_i = 800eV$ ($v_0 = 2 \times 10^7 \text{ cm/seg}$) y $B_0(r_1) = 160kG$ ($\Omega_0 = 8 \times 10^8 \text{ seg}^{-1}$). Entonces, $\Delta t = 10$ implica que una corriente de 800kA fluye a través de un cilindro de 1cm de radio cayendo el 30% en alrededor de $10n\text{seg}$.

Como E_z es fuerte sobre el eje, el campo no hace trabajo sobre los iones para r pequeña y las trayectorias exhiben flujos a lo largo del eje z , en contraste con las órbitas de ciclotrón de la figura 11.2.1. Como en el primer modelo, $\vec{E} \times \vec{B}$ apunta hacia el eje, entonces la posición r promedio de un ion decrece con el tiempo. Sin embargo, en este modelo, esta deriva acarrea los iones hacia E_z fuerte y B_θ débil donde, a radios suficientemente pequeños, la aceleración en una región cercana a la libre de campo magnético toma lugar. Estas dos características hacen este modelo mucho más eficiente que el de Bernstein^[1] en lo referente a transferir energía a los iones.

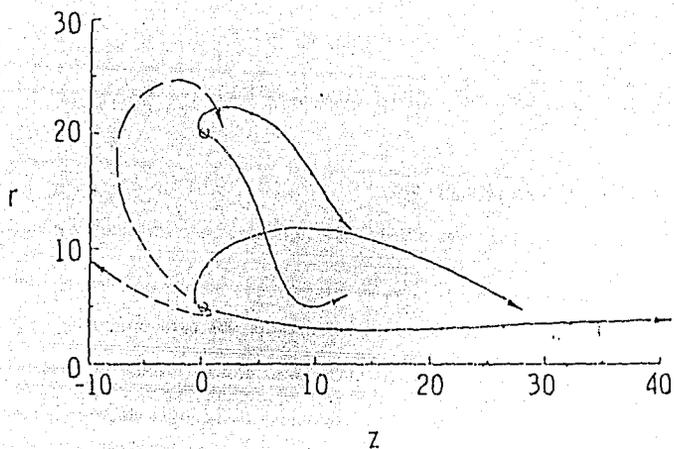


Figura II.2.4.- Trayectorias en el espacio $r - z$ de seis iones representativos, con $\beta = 0.025$, $r_1 = 40.00$ $0 \leq t \leq 10$. Las líneas sólidas con marcas indican $\alpha = -0.03$; las líneas discontinúas $\alpha = 0.03$. Los círculos indican la posición inicial en $r_0 = 5.00$ ó $r_0 = 10.00^{[2]}$.

CONCLUSIONES Y DISCUSION

Evidencias experimentales indican que cualquier modelo de energización de iones en un foco de plasma exhibirán (entre otras) dos características importantes:

- i) El calentamiento del conjunto de los iones y
- ii) la aceleración de algunos de estos iones a velocidades grandes en la dirección z positiva.

Se han examinado dos modelos, los cuales producen estas dos características; en particular, el segundo modelo es muy eficiente en producir iones con v_z grande. Además, los autores del segundo modelo argumentan que el suyo, el cual trata al campo eléctrico inducido en el foco es más correcto que el modelo bidimensional de Bernstein^[1]. Encuentran que la aceleración axial de iones no ocurre durante la fase de colapso (durante la que aumenta la corriente), sino durante la fase del foco (en que decrece la corriente). Otra diferencia es que la aceleración de iones con v_z positiva grande ocurre solamente a radios grandes en el modelo de Bernstein^[1], mientras que éstos se mueven a lo largo del eje z cerca de $r = 0$ para este modelo^[2].

La energía ganada por un ion que fluye libremente es fácil de estimar. Las ecuaciones de Maxwell implican

$$E_z \simeq \frac{1}{c^2} \frac{\Delta I}{\Delta t}, \quad (\text{II.2.8})$$

tal que

$$\Delta V \simeq \frac{e \Delta I}{m_i c^2}. \quad (\text{II.2.9})$$

Una caída de corriente de 200kA (típica para un foco de plasma) implica $\Delta v = 10^8 \text{cm/seg}$. Como se hizo notar al principio, ésta es la velocidad de ion promedio deducida de la anisotropía de los neutrones producidos en el foco. Este resultado da un buen apoyo a este modelo.

Estos cálculos no incluyen los efectos de colisión ion-ion, los que fueron introducidos en el cálculo por medio de cambios al azar en el vector velocidad del ion en tiempos al azar. Sin embargo, es claro que las colisiones impedirán procesos de aceleración libre, de modo que para E_z pequeño la deriva de iones será también pequeña y el trabajo hecho sobre los iones aparecerá como un incremento en la temperatura. Solamente si E_z es suficientemente grande para que un ion adquiera una componente de la velocidad en z entre colisiones mayor que la velocidad térmica v_i , puede ocurrir un número apreciable de iones de escape ("runaway"). La condición para que este proceso ocurra es que E_z sea mayor que algún campo crítico E_0 determinado por las colisiones de Coulomb:

$$E_z > E_0 = (0.21)(8^3 n L n \Lambda) k T_i \quad (\text{II.2.10})$$

ó. para $n = 10^{19} \text{cm}^{-3}$ y $k T_i = 1 \text{KeV}$, $E_0 \simeq 37 \frac{\Lambda \Delta t v}{\text{cm}} = 11 \times 10^3 \frac{v}{\text{cm}}$, donde $\Lambda = \frac{m v_i^2 \lambda_D}{e^2}$, siendo λ_D la longitud de Debye $\lambda_D = \left(\frac{k T_i}{4 \pi n e^2} \right)^{1/2}$.

Usando $\Delta I = 200 \text{kA}$ en la Ec. (II.2.8) se encuentra que E_z excederá a E_0 si $\Delta t \lesssim 15 n \text{seg}$. Resultados experimentales^[18,19,20] muestran que $\Delta t \lesssim 50 n \text{seg}$. Sin embargo éste es el tiempo para la caída de corriente total a través del foco, y es posible que la caída inicial en la densidad de corriente a un radio menor a lo largo del eje proceda más rápidamente que esto. Entonces, $E_z > E_0$ y una fracción substancial de los iones cerca del eje serán de escape por el proceso descrito anteriormente.

Por el mismo argumento algunos electrones también escapan en la dirección opuesta. Sin embargo, hay que puntualizar dos cosas: i) El número de electrones de escape irá como $(m_e/m_i)^{1/2}$ veces el número de iones, porque el radio de Larmor de los electrones es menor que el de los iones; y ii) Los electrones acelerados durante la fase de foco se mueven hacia

el ánodo. Entonces, ellos son probablemente la fuente de radiación intensa, que se observa aproximadamente a los $100nseg.$ después de la formación del foco y la cual parece se debe al material desgastado del ánodo.

Resumiendo los resultados más importantes: el modelo de Bernstein^[1] con $E_x(r=0) = 0$ en la fase de colapso del foco de plasma produce un proceso de aceleración de ciclotrón, el cual conduce a un calentamiento moderado y a un pequeño porcentaje de iones con velocidad v_x positiva grande. Este modelo, más realista con $E_x(r=0)$ grande durante la fase del foco, produce una aceleración de escape para aquellos iones que se encuentran dentro de un radio de Larmor alrededor del eje.

II.3 MODELO PROPUESTO POR Y. KONDOW Y

K. HIRANO EN 1978^[4]

En este trabajo, el movimiento de los iones es calculado numéricamente para un Z-pinch compresional (aparato simétrico a lo largo del eje consistente en dos electrodos planos con un espacio pequeño entre ellos y diámetro grande), cuyas propiedades esenciales de aceleración serían semejantes a las de un foco de plasma. El movimiento radial macroscópico del plasma es calculado auto-consistentemente usando el modelo barredora de nieve para un cascarón cilíndrico de plasma que se colapsa^[21] (snowplow model), y una ecuación del circuito. El movimiento de los iones es calculado en un campo electromagnético inducido en la fase de compresión del movimiento macroscópico empleando el modelo de aceleración de campo cruzado en tres-dimensiones. Existen dos diferencias significativas entre el presente trabajo y las referencias [1] y [2], a saber:

- i) Se resuelven las ecuaciones de movimiento de los iones en presencia de los campos

derivados de las ecuaciones de fluido y del circuito del aparato, de modo que se pueden tomar en cuenta los efectos del movimiento macroscópico radial del plasma y la variación temporal en la corriente de descarga sobre el movimiento de los iones.

- ii) Para el cálculo del campo eléctrico axial $E_z(r)$ inducido, se usa el potencial vectorial para tomar en cuenta la variación temporal en la corriente de descarga y el movimiento de la hoja de corriente en el plasma. La distribución de $E_z(r)$ obtenida en este trabajo es considerada más apropiada que la obtenida en las referencias [1], [2] y [22]. En contraste, en la referencia [1], el cálculo fue hecho bajo la suposición de una condición a la frontera de $E_z(r = 0, t) = 0$, mientras que en la referencia [2] y [22], E_z se anula e invierte para $r > 0$ fuera del plasma.

LAS ECUACIONES

Movimiento Radial Macroscópico del Plasma

Se usará un modelo, que consiste de dos etapas sucesivas: 1) la etapa de un plasma anular de ancho Δr , el cual se colapsa al eje bajo el modelo barreadora de nieve (snow-plow) y 2) la etapa de un plasma cilíndrico lleno la cual sigue a la primera etapa y cuyo movimiento radial es descrito por la ecuación de Leontovich-Osovets^[21]. Aquí, se supone que la densidad de corriente es uniforme en el plasma y que el cilindro de plasma se expande axialmente con velocidad térmica.

Un diagrama esquemático del $Z - pinch$ compresional y su circuito equivalente es mostrado en la figura II.3.1. La ecuación de movimiento del plasma anular en la primera etapa es escrita como:

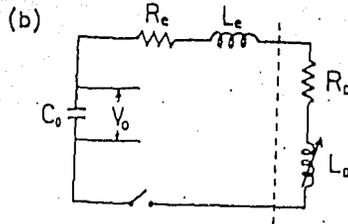
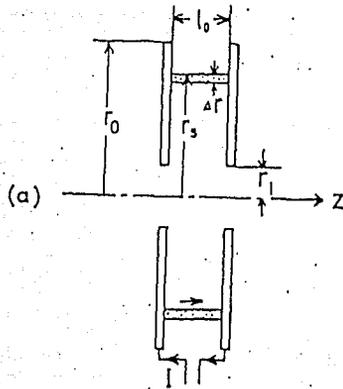


FIGURA III.3.1.- a) DIAGRAMA DEL Z-PINCH TIPO FOCO DE PLASMA. r_0 EL RADIO DE LOS ELECTRODOS; l_0 EL ESPACIO ENTRE LOS DOS ELECTRODOS; r_i EL RADIO DEL ORIFICIO PARA MEDICIONES; r_s EL RADIO DE LA SUPERFICIE DEL PLASMA; I LA CORRIENTE TOTAL DE LA DESCARGA. b) CIRCUITO EQUIVALENTE. C_0 Y V_0 LA CAPACITANCIA Y VOLTAJE DE CARGA DEL BANCO DE CONDENSADORES. R_e Y L_e LA RESISTENCIA E INDUCTANCIA DEL CIRCUITO EXTERNO. R_0 Y L_0 LA RESISTENCIA E INDUCTANCIA DE LA DESCARGA [4].

$$\frac{d}{dt} \left(M \frac{dr_s}{dt} \right) = - \frac{\mu_0 l_0 I^2 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{\Delta r}{r_s} \right)}{4\pi r_s \left(1 - \frac{\Delta r}{r_s} + \frac{\Delta r^2}{4r_s^2} \right)}, \quad (\text{II.3.1})$$

donde $M = \rho_0 \pi l_0 [r_s^2 - (r_s - \Delta r)^2]$ y ρ_0 es la densidad del gas de llenado.

De acuerdo a Leontovich y Osovets^[21], la ecuación de movimiento del plasma cilíndrico, lleno en la segunda etapa, se escribe como:

$$\frac{d}{dt} \frac{2}{3} M_t \frac{dr_s}{dt} = -2\pi r_s l_0 \left\{ \frac{\mu_0 I^2}{6\pi^2 r_s^2} - P \right\}, \quad (\text{II.3.2})$$

donde

$$M_t = \frac{M_{t_0} l_0}{l_0 + 2 \int v_0 dt}, \quad (\text{II.3.3})$$

M_{t_0} es la masa total del gas de llenado, y v_0 es la velocidad térmica de los iones. De la ecuación de compresión adiabática, la presión del plasma P está dada por:

$$P = P_c \left\{ \frac{\Delta r^2 l_0}{r_s^2 \{ l_0 + 2 \int v_0 dt \}} \right\}^\gamma, \quad (\text{II.3.4})$$

donde P_c es el valor de P en $r_s = \Delta r$. El denominador del lado derecho de las ecuaciones (II.3.3) y (II.3.4) incluye el término de la expansión térmica del plasma en la dirección z . El factor numérico de $\frac{2}{3}$ del lado izquierdo de la Ec. (II.3.2) es derivado de la suposición de que el plasma tiene una densidad de masa uniforme y es comprimido uniformemente.

Con la suposición de que el decremento de la energía cinética del plasma en la transición de la primera etapa a la segunda en $r_s = \Delta r$ llega a ser la energía térmica $3P_c/2$ del plasma, se obtiene una ecuación para P_c de la forma:

$$P_c = \frac{M_{t_0} v_c^2}{6\pi \Delta r^2 l_0}, \quad (\text{II.3.5})$$

donde v_c es el valor de la velocidad $\frac{dr_s}{dt}$ en $r_s = \Delta r$.

La ecuación del circuito en ambas etapas está dada por:

$$(R_e + R_D)I + L_e \frac{dI}{dt} + \frac{d}{dt}(L_D I) = v_0 - \frac{1}{C_0} \int_0^t I dt, \quad (\text{II.3.6})$$

donde

$$L_D = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} L n \frac{r_0}{r_s}. \quad (\text{II.3.7})$$

Aquí, por simplicidad, se supondrá que $R_D = ctz$ en la Ec. (II.3.6) y se desprecia la contribución del ancho del plasma a la inductancia L_D en la Ec. (II.3.7).

Como condiciones iniciales en la primera etapa se toman: $I = 0$, $r_s = r_0$ y $\frac{dr_s}{dt} = 0$ en $t = 0$. Para la segunda etapa las condiciones iniciales para I y $\frac{dr_s}{dt}$ en $r_s = \Delta r$ son las obtenidas de la primera etapa.

Movimiento de una Partícula Cargada

La ecuación de movimiento de una partícula cargada de masa m_0 y carga q , es:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\{\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\} - \frac{q(\vec{E} \cdot \vec{v})}{c^2} \vec{v} \quad (\text{II.3.8})$$

donde $m = \frac{m_0}{(1 - (\frac{v}{c})^2)^{1/2}}$, y c es la velocidad de la luz. La ecuación (II.3.8) es reescrita usando el sistema de coordenadas cilíndricas como:

$$\ddot{r} = -\frac{q\dot{z}}{m} \left\{ B_0 - \frac{\dot{r}}{c^2} E_z \right\} + r\dot{\theta}^2 \quad (\text{II.3.9})$$

$$\ddot{\theta} = -\frac{q}{mc^2} \dot{z}\dot{\theta} E_z - \frac{2\dot{r}\dot{\theta}}{r} \quad (\text{II.3.10})$$

$$\ddot{z} = \frac{q}{m} \left\{ \dot{r} B_0 + \left(1 - \frac{\dot{z}^2}{c^2}\right) E_z \right\} \quad (\text{II.3.11})$$

donde $\vec{E} = (0, 0, E_z)$ y $\vec{B} = (0, B_\theta, 0)$. En las ecuaciones (II.3.9) - (II.3.11) se supone que la columna de plasma tiene longitud infinita.

Puesto que la corriente de desplazamiento puede ser despreciada, se calcula el potencial vectorial a partir de la hoja de corriente cilíndrica que se colapsa, $\delta I_z(t)$, con velocidad radial $\dot{\zeta}$, en la posición radial ζ , y la correspondiente corriente en el circuito de retorno:

$$\begin{aligned} dA_z &= \frac{\mu_0}{2\pi} \delta I_z(t) L n \frac{r_0}{r} \quad \text{para } r > \zeta, \\ dA_z &= \frac{\mu_0}{2\pi} \delta I_z(t) L n \frac{r_0}{\zeta} \quad \text{para } r \leq \zeta. \end{aligned} \quad (\text{II.3.12})$$

Aquí, el radio del circuito de retorno es denotado por r_0 , el cual se supone es el mismo que el de los electrodos. De la ecuación (II.3.12), el campo inducido es expresado como:

$$dE_z = -\frac{\mu_0}{2\pi} \frac{d}{dt} \delta I_z L n \frac{r_0}{r} \quad \text{para } r > \zeta, \quad (\text{II.3.13})$$

$$dE_z = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{\delta I_z}{\zeta} \dot{\zeta} - \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{d}{dt} \delta I_z L n \frac{r_0}{\zeta} \quad \text{para } r \leq \zeta. \quad (\text{II.3.14})$$

El primer término del lado derecho de la Ec. (II.3.14) expresa el campo inducido sobre la base del movimiento de la hoja de corriente, $\vec{V} \times \vec{B}^{[22]}$. El segundo término es el campo inducido por la variación en el tiempo de la corriente de descarga. Integrando las ecuaciones (II.3.13) y (II.3.14) sobre la sección transversal del plasma, se obtiene E_z . Bajo la suposición de una distribución de corriente uniforme y una compresión uniforme en el área de la sección transversal del plasma, E_z y B_θ pueden ser escritos como sigue:

En la primera etapa ($r_s > \Delta r$),

para $r > r_s$:

$$E_z(r, t) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \frac{dI}{dt} L n \frac{r_0}{r},$$

$$B_\theta(r, t) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}, \quad (\text{II.3.15})$$

para $r_s \geq r \geq r_s - \Delta r$:

$$E_z(r, t) = \mu_0 I \frac{dr_s}{dt} f(r_s) \cdot (r_s - r) - \mu_0 \frac{dI}{dt} f(r_s) \cdot$$

$$\cdot \left(\frac{x^2}{2} L n \frac{r_0}{x} + \frac{x^2}{4} \right)_r^{r_s},$$

$$B_\theta(r, t) = \frac{\mu_0 I}{2r} f(r_s) \{r^2 - (r_s - \Delta r)^2\}, \quad (\text{II.3.16})$$

para $r_s - \Delta r > r$:

$$E_z(r, t) = \mu_0 I \frac{dr_s}{dt} f(r_s) \Delta r - \mu_0 \frac{dI}{dt} f(r_s) \cdot$$

$$\cdot \left(\frac{x^2}{2} L n \frac{r_0}{x} + \frac{x^2}{4} \right)_{r_s - \Delta r}^{r_s},$$

$$B_\theta(r, t) = 0, \quad (\text{II.3.17})$$

donde

$$f(r_s) = \frac{1}{\pi \{r_s^2 - (r_s - \Delta r)^2\}}.$$

En la segunda etapa ($r_s \leq \Delta r$).

para $r \geq r_s$:

$$E_z(r, t) = -\frac{\mu_0}{2\pi} \frac{dI}{dt} L n \frac{r_0}{r},$$

$$B_\theta(r, t) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}, \quad (\text{II.3.18})$$

para $r_s > r$:

$$E_z(r, t) = \frac{\mu_0 f(r_s)}{2} \left\{ r_s I \frac{dr_s}{dt} - r_s^2 \frac{dI}{dt} \left(\ln \frac{r_0}{r_s} + \frac{1}{2} \right) - \left(\frac{1}{r_s} \frac{dr_s}{dt} - \frac{1}{2} \frac{dI}{dt} \right) r^2 \right\},$$

$$B_\theta(r, t) = \frac{1}{2} \mu_0 I f(r_s) r, \quad (\text{II.3.19})$$

donde

$$f(r_s) = \frac{1}{\pi r_s^2}.$$

En todos los casos, el incremento en el tiempo que se eligió para la integración numérica fue tal que el error fuera menor que 5% para la conservación del momento angular, $mv_\theta r = \text{cte}$.

RESULTADOS

Primero se presentan los resultados del movimiento radial macroscópico del plasma, y después los resultados para el movimiento de los iones. Siguiendo un resultado numérico de la referencia [23] en la fase de colapso de un foco de plasma tipo Mather, se supone $\Delta r = 5 \text{ cm}$. El gas de llenado fue deuterio.

Resultados del movimiento radial macroscópico

Se muestran resultados típicos de la integración numérica en la figura II.3.2, donde se presentan las variaciones de r_s , I y el voltaje $V = \frac{d(L_D I)}{dt}$ a través de los electrodos, contra el tiempo. Aquí, se supuso $R_D = 1.0 \text{ m}\Omega$ y se despreció el término $R_D I$ en V porque $\frac{d(L_D I)}{dt} \gg R_D I$. Se reconoce de la figura II.3.2 que el instante del primer mínimo de r_s ,

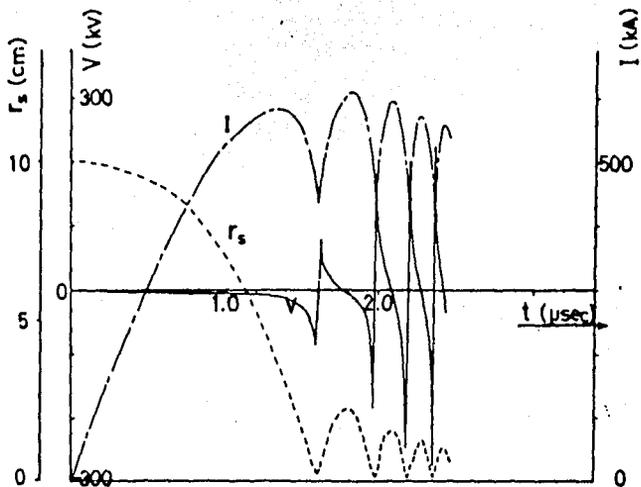


FIGURA II.3.2.- RESULTADO DE LA SIMULACION DEL MOVIMIENTO RADIAL MACROSCOPICO. $r_0 = 10$ cm. $l_0 = 4$ cm., $C_0 = 52.8 \mu F$, $R_e = 2.4$ m Ω , $Le = 30$ nH $P_0 = 0.5$ torr, $V_0 = 20$ kv, $r_i = 1$ cm. [4].

$r_{s\ min}$ coincide aproximadamente con el primer mínimo de I . Los sucesivos mínimos de r_s varían de la misma forma. El voltaje V a través de los electrodos alcanza su primer mínimo V_{min} en -86.7kV y su primer máximo V_{max} en 79.6kV antes y después del primer máximo de compresión, respectivamente. En este caso, las dos componentes principales del voltaje, i.e. $I \frac{dL_D}{dt}$ y $L_D \frac{dI}{dt}$ son -138kV y 51.7kV al primer mínimo de V , respectivamente. Por otro lado, ambos son 138kV y -58.9kV en el primer máximo de V respectivamente; por lo que $I \frac{dL_D}{dt}$ es dominante en el voltaje inducido.

Como se muestra en la fig. II.3.2, la variación de r_s con el tiempo es oscilatoria después de su primer mínimo, y ambas la amplitud y el periodo de la oscilación gradualmente disminuyen. Esta disminución viene de la expansión térmica del plasma en la dirección z en la segunda etapa.

Las relaciones de $r_{s\ min}$, V_{min} y V_{max} con la presión del gas de llenado P_0 y con el voltaje de carga V_0 son mostradas en las figuras II.3.3(a) y 3(b), respectivamente. Puede verse de la fig. II.3.3 que $|V_{min}|$ y $|V_{max}|$ son máximas a presiones P_0 bajas y a voltajes V_0 altos. Los valores altos de V provienen de $I \frac{dL_D}{dt}$ el cual es dominante en V . La fig. II.3.3 muestra que $r_{s\ min}$ toma un valor constante, aproximadamente alrededor de 2.3mm cuando P_0 está en el intervalo de $0.1\text{-}2.0$ torr de D_2 y V_0 está en el intervalo de $15\text{-}30\text{kV}$.

Resultados del movimiento de los iones

Se discutirá el movimiento de los iones de deuterio. De acuerdo con los resultados de la sección anterior, el plasma constriéndose forma un cilindro completo con $r_s = 5\text{mm}$ en alrededor de 20nseg antes de su primer máximo de compresión como muestra la figura II.3.4 (a) para condiciones señaladas anteriormete. Entonces, el radio alcanza su mínimo en ($t' = 0$) para un radio de alrededor de 2.3mm . 20nseg después ($t' = 20\text{nseg}$) el radio del plasma se incrementa otra vez hasta alrededor de 5mm , lo cual es aproximadamente el mismo radio

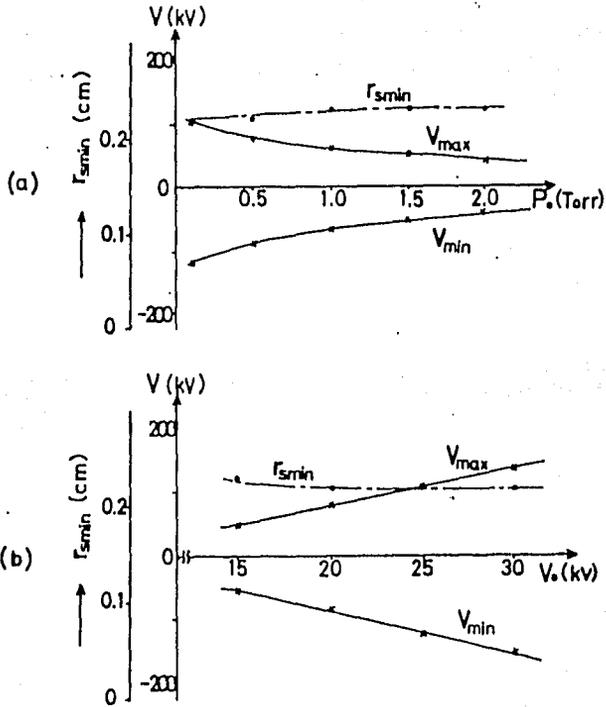


FIGURA II.3.3.- RELACION DE r_{smin} , V_{min} Y V_{max} CON LA PRESION DE LLENADO P_0 a) Y CON EL VOLTAJE DE CARGA V_0 b). a) $V_0 = 20$ kV; b) $P_0 = 0.5$ torr [4].

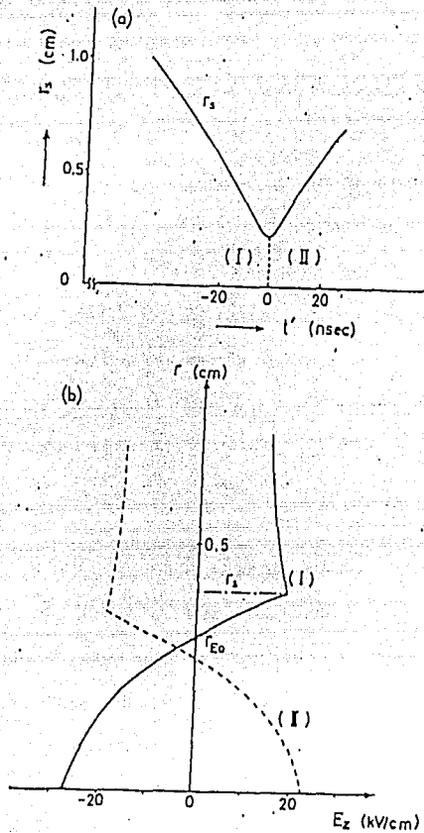


FIGURA II.3.4.- a) DEFINICIONES DE LA FASE DE COLAPSO (I) Y LA FASE DE EXPANSION (II). b) DISTRIBUCION RADIAL DEL CAMPO ELECTRICO INDUCIDO E_z . LAS LINEAS SOLIDA Y DISCONTINUA REPRESENTAN LA DISTRIBUCION DE E_z EN $t' = -7$ nsec EN LA FASE DE COLAPSO Y $t'=7$ nsec EN LA FASE DE EXPANSION. $P_0 = 0.5$ torr, $V_0 = 20$ kV [4].

que a $t' = -20nseg$. Las trayectorias de los iones fueron calculadas durante este intervalo, $-20nseg \lesssim t' \lesssim 20nseg$, en este trabajo. Se define la fase de colapso para $t' < 0$ y la fase de expansión para $t' > 0$. Distribuciones radiales típicas del campo inducido en la fase de colapso y en la fase de expansión son mostradas en la fig. 11.3.4(b), donde r_s es el radio de la columna de plasma en la cual se supone que la densidad de corriente es uniforme. El campo inducido es cero en $r = r_{E0}(t)$ y la dirección del campo es contraria al cruzar el punto. Esta es una de las peculiaridades de este cálculo en el cual la ecuación del circuito y de movimiento de la hoja de corriente son tratadas auto-consistentemente; entonces, E_z es obtenida del potencial vectorial. En contraste con este cálculo, $E_z = 0$ es dado como una condición a la frontera sobre el eje en la referencia [1] y sobre la superficie de la columna del plasma en la referencia [2], respectivamente.

Ejemplos típicos de las trayectorias y las energías cinéticas de tres iones para diferentes posiciones iniciales en la fase de colapso son mostradas en la figura 11.3.5. Los iones hacen un movimiento tridimensional incluyendo la dirección azimutal, pero las trayectorias proyectadas sobre el plano $r - z$ son presentadas en la fig. 11.3.5(a). Los iones, cuyas posiciones iniciales están en la parte de arriba de r_{E0} , derivan hacia el eje. Por otro lado aquellas que inician en la parte de abajo de r_{E0} derivan en la dirección opuesta al eje, primero, y después giran alrededor de r_{E0} el cual depende del movimiento macroscópico del plasma. Como la dirección de la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ es hacia adentro en la parte de arriba de r_{E0} y hacia afuera en la parte de abajo de r_{E0} , la deriva tiene una tendencia a atrapar iones cerca de esta región. En otras palabras, los iones se mueven como si los centros de giro se concentraran en r_{E0} , en la fase de colapso. Este movimiento es contrario al movimiento macroscópico de colapso. Debe notarse, sin embargo, que aquellos iones de interés se suponen libres de colisión y son parte de una cola de energía alta en la función de distribución del plasma colisional, cuyo movimiento es descrito aquí por las ecuaciones de fluido. Durante cada giro, E_z el cual tiene signo opuesto al cruzar r_{E0} va a acelerar estos iones, pero apenas consiguen las velocidades de deriva axial

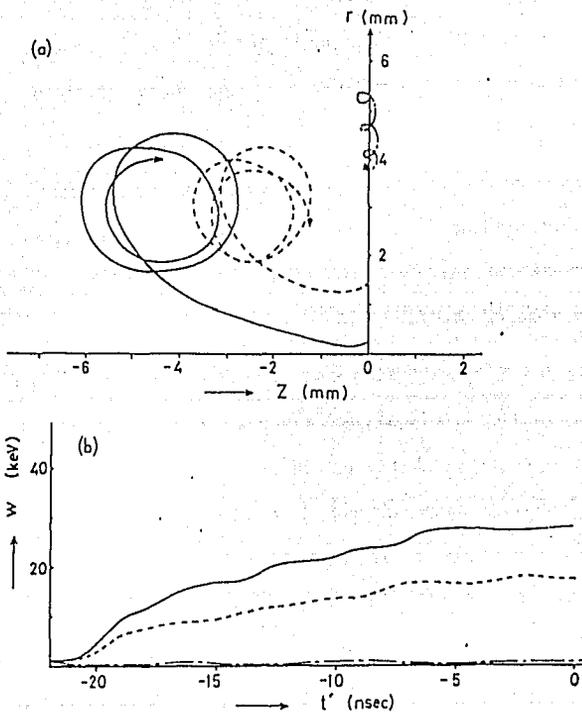


FIGURA 11.3.5.- RESULTADOS DE LA SIMULACION PARA TRES IONES REPRESENTATIVOS CON DIFERENTES POSICIONES INICIALES EN LA FASE DE COLAPSO. a) TRAYECTORIAS. b) ENERGIA CINETICA W . LA POSICION INICIAL DEL ION REPRESENTADO POR LA LINEA DISCONTINUA CON PUNTOS ESTA FUERA DE r_{EO} , Y LOS OTROS DOS ESTAN DENTRO DE r_{EO} . $P_0 = 0.5$ TORR $V_0 = 20$ kV [4].

como se muestra en la fig. 11.3.5(a). La velocidad de los iones individuales se incrementa con el tiempo, pero B_θ se incrementa simultáneamente y hace que los giros proyectados sobre el plano $r - z$ permanezcan en un radio casi constante. Este mecanismo es considerado como una aceleración de betatrón. Esto no puede ser obtenido en los cálculos de las referencias [1] y [2], y ocurren las distribuciones radial del campo inducido tal como se muestra en la fig. 11.3.4(b).

En general, iones cuya posición inicial está en la parte de arriba de r_{E0} son apenas acelerados. Por otro lado, iones cuya posición inicial está en la parte de abajo de r_{E0} son acelerados considerablemente. En este caso, iones cuya posición inicial está cerca del eje pueden obtener energías cinéticas grandes.

Ejemplos típicos de las trayectorias y energía cinética de tres iones en la fase de expansión son mostradas en la figura 11.3.6(a) y (b). Como la dirección de E_z en esta fase (de expansión) es opuesta a la que tiene en la fase de colapso, la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ va en la dirección de r_{E0} . Como resultado, los iones que están bajo r_{E0} derivan hacia el eje z . Porque r_{E0} se incrementa con el tiempo, los iones que están inicialmente por arriba de r_{E0} vienen hacia abajo de r_{E0} , y se reúnen cerca del eje. El decremento en la distancia radial de los iones da un B_θ débil y un E_z fuerte, y así la aceleración por el campo eléctrico se realiza efectivamente. Como la velocidad inicial en la dirección θ es dada, la conservación del momento angular evita que los iones lleguen al eje. Por lo tanto, éstos son acelerados continuamente por E_z sin giro sobre el plano $r - z$ en esta fase y obtienen una energía cinética considerable, la cual es mostrada por una línea continua en la fig. 11.3.6(b). En contraste a la fase de colapso, la velocidad promedio en la dirección z , \bar{v}_z puede ser mayor en la fase de expansión. La dirección de \bar{v}_z coincide con la corriente de descarga. Esto concuerda con los resultados experimentales que se dan en las referencias [7, 24 y 25].

Una caída rápida, tan grande como el 27% en la corriente de descarga, I , ocurre en el colapso alrededor de $t = 1.5 \mu\text{seg}$ como se muestra en la fig. 11.3.2. Como la resistencia R_D en

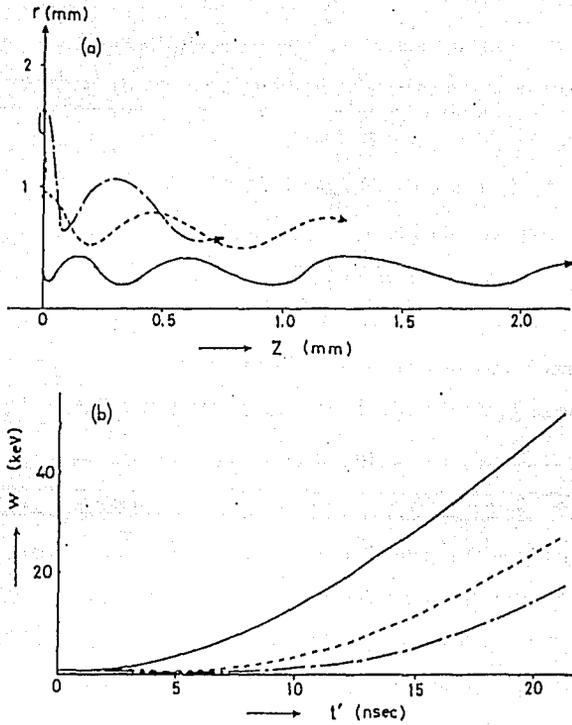


FIGURA 11.3.6.- RESULTADOS DE LA SIMULACION PARA TRES IONES REPRESENTATIVOS CON DIFERENTE POSICION INICIAL EN LA FASE DE EXPANSION. a) TRAYECTORIAS. b) ENERGIA CINETICA W . LA POSICION INICIAL DE LOS IONES PARA LAS TRES LINEAS ES LA MISMA QUE LA DE LA FIG. 11.3.5. $P_0 = 0.5$ torr. $V_0 = 20$ kV [4].

la descarga se supuso constante en el cálculo, la aparición de la caída rápida solamente puede ser explicada por un incremento rápido de la inductancia L_D en la descarga. Esto sugiere que en los resultados experimentales la parte importante de la caída rápida en la corriente de descarga es debida al incremento rápido de la inductancia en ésta durante la fase de colapso, aún cuando la resistencia no sea constante.

En este cálculo, la variación en el tiempo de la densidad de corriente J_z , la cual es obtenida usando la ecuación del circuito y la ecuación del movimiento macroscópico del plasma auto-consistentemente, es dada en la figura 11.3.7. Mientras que la corriente de descarga I decrece en la caída rápida (dip), en la fase de colapso, J_z se incrementa suavemente en la misma fase, como se muestra en las figuras 11.3.2 y 11.3.7. En la fase de expansión, sin embargo, J_z decrece mientras I crece. El proceso de aceleración en esta fase de expansión es similar a la aceleración de flujo libre (free streaming) descrita en la referencia [2], a pesar de que los modelos de aquella referencia y los de este trabajo no son los mismos. El E_x inducido de la referencia [2] es debido a una $\frac{dI}{dt}$ negativa. En este trabajo, sin embargo, los iones en la fase de expansión son acelerados durante un tiempo de $\frac{dI}{dt}$ positiva, y el E_x inducido es primeramente derivado del término expansión del plasma de la Ec. (11.3.19). A pesar de estos mecanismos aparentemente diferentes, la aceleración de los iones en ambos casos son debidas a un decremento en la densidad de corriente.

Al comparar con las referencias [1] y [2], las peculiaridades de este trabajo son: a) las ecuaciones del circuito y del fluido han sido resueltas autoconsistentemente, y las ecuaciones de movimiento de los iones han sido resueltas en la presencia de campos derivados de las ecuaciones de fluido y del circuito, y b) el campo eléctrico $E_z(r,t)$ axial inducido ha sido calculado en una forma general a través del potencial vectorial. c) Se toma en cuenta la evolución de la hoja de corriente, tomando en cuenta la compresión del cilindro hueco.

Los resultados más importantes obtenidos en este trabajo son:

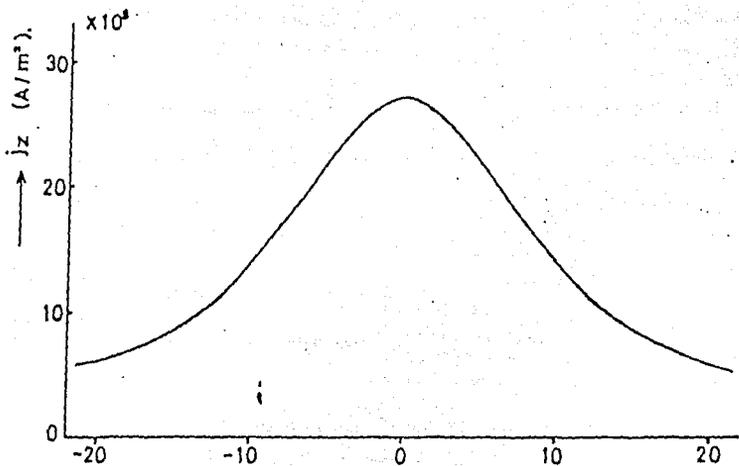


FIGURA II.3.7.- VARIACION TEMPORAL DE LA DENSIDAD DE CORRIENTE J_z . $t' < 0$ LA FASE DE COLAPSO; $t' > 0$ LA FASE DE EXPANSION. $P_0 = 0.5$ torr $V_0 = 20$ kV [4].

- i) El radio del plasma en el primer máximo de compresión $r_{s, \min}$ tiene un valor constante aproximadamente alrededor de 2.3mm, en el intervalo de presión del gas de llenado de 0.1 a 2.0 torr de D_2 y un voltaje de carga entre 15 a 30kV.
- ii) Existe una posición radial r_{E0} , donde $E_z = 0$ en el plasma cilíndrico completo, y la dirección de E_z en la parte de arriba de r_{E0} es antiparalela a la de la parte de abajo de r_{E0} .
- iii) En la fase de colapso, los iones se mueven como si los centros de giro estuvieran concentrados en r_{E0} . Un proceso de aceleración tipo betatrón con velocidad de deriva despreciable parece ser el proceso más eficiente de transferir energía a los iones en esta fase.
- iv) En la fase de expansión, la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ conduce a los iones en la dirección radial fuera de r_{E0} . Como resultado, los iones que están abajo de r_{E0} son atraídos cerca del eje z . Un proceso de aceleración fuerte libre de corrientes, conduciendo a velocidades axiales grandes de los iones en la dirección de flujo de corriente parece ser el proceso más eficiente para acelerarlos en esta fase. A pesar de los mecanismos aparentemente diferentes de los modelos de la referencia [2] y de este trabajo, el proceso de aceleración de corriente libre en ambos casos se debe a una densidad de corriente decreciente.
- v) Una posición inicial de los iones cercana al eje da una energía cinética grande para estos en ambas fases.

II.4 MODELO PROPUESTO POR M.G. HAINES EN 1983^[6].

La parte importante de este trabajo concierne a un nuevo mecanismo de aceleración asociado con una inestabilidad $m = 0$, cuando se modela el proceso mediante ecuaciones magnetohidrodinámicas.

Considerando un z-pinch con forma de columna cilíndrica, con una perturbación local centrada en $z = 0$, como se muestra en la figura II.4.1, las ecuaciones de magnetohidrodinámica (MHD) son simétricas respecto a reflexiones sobre el plano $z = 0$. Esto puede ser ilustrado usando las ecuaciones de continuidad, movimiento y la Ley de Ohm (con resistividad):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 \quad (\text{II.4.1})$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial v_r}{\partial t} + \rho v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \rho v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\rho v_\theta^2}{r} = \\ = - \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{J_z B_\theta}{c} \end{aligned} \quad (\text{II.4.2})$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} + \rho v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{J_r B_\theta}{c} \quad (\text{II.4.3})$$

$$\eta J_z = E_z + \frac{v_r B_\theta}{c} \quad (\text{II.4.4})$$

$$\eta J_r = E_r - \frac{v_z B_\theta}{c} \quad (\text{II.4.5})$$

Todos los términos en las ecuaciones (II.4.1), (II.4.2) y (II.4.4) son pares y todos los términos en las ecuaciones (II.4.3) y (II.4.5) son impares. De aquí la simetría.

Efectos asimétricos, que se esperan de la aceleración de iones en una dirección preferente, no están contenidos en las ecuaciones de la MHD, y con objeto de representarlos, el término Hall y el de gradiente de presión de los electrones de la ley generalizada de Ohm deben ser considerados^[26]. Las ecuaciones (II.4.4) y (II.4.5) se reemplazan por:

$$\eta J_z = E_z + \frac{v_r B_\theta}{c} - \frac{J_r B_\theta}{n_e e c} + \frac{1}{n_e e} \frac{\partial P_e}{\partial z} \quad (\text{II.4.6})$$

$$\eta J_r = E_r - \frac{v_z B_\theta}{c} + \frac{J_z B_\theta}{n_e e c} + \frac{1}{n_e e} \frac{\partial P_e}{\partial r} \quad (\text{II.4.7})$$

Estas ecuaciones son de paridad mezclada, los términos Hall y ∇P_e son de paridad opuesta a la de los otros y la simetría se rompe. Puede pensarse que una solución a esto se encuentra al dividir \vec{E} en dos términos de paridad opuesta. A saber:

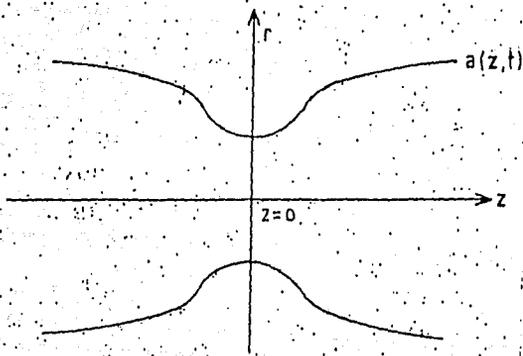


Figura II.4.1.- Esquema de la deformación $m = 0$ de la columna constriñida centrada en $z = 0$ ^[6].

$$\vec{E} = -\nabla\phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{II.4.8})$$

El campo eléctrico que aparece en las ecuaciones de MHD ideal es inductivo (para $\eta = 0$) y, al menos en un equilibrio axisimétrico, E_r es puramente $-\frac{\partial\phi}{\partial r}$.

Sin embargo, para que esta bipartición (o separación) valga; es decir para que $\nabla\phi$ balancee los términos Hall y ∇P_e es necesario que el rotacional de los términos Hall y ∇P_e sea cero. Precisamente para presión de electrones y densidad constante esto no vale porque para un Z-pinch con simetría azimutal se cumple que

$$\nabla \times (\vec{J} \times \vec{B}) = 2 \frac{B_\theta J_r}{r} \hat{\theta} \quad (\text{II.4.9})$$

La inclusión del término Hall significa que las líneas de campo magnético son congeladas al fluido de electrones más bien que al fluido de iones; es claro que una perturbación mucho mayor a la considerada en la figura no será estacionaria estrictamente, pero si orientada en la dirección $-z$.

El mantener los términos Hall y ∇P_e dentro de la Ley generalizada de Ohm esencialmente significa que hay una diferencia entre la velocidad centro de masa \vec{v} y la velocidad centro de guía \vec{v}_{gc} . En este mismo orden es usualmente necesario incluir el término de radio de Larmor de iones finito (RLF) en las ecuaciones de movimiento, sin embargo uno de sus efectos es cambiar el operador $\vec{v} \cdot \nabla$ por $\vec{v}_{gc} \cdot \nabla$. Entonces en la ecuación (II.4.2) el término $-\frac{\partial P}{\partial r}$ se reemplaza por:

$$-\frac{\partial P}{\partial r} \rightarrow -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r P_{rr}) - \frac{\partial P_{zr}}{\partial z} + \frac{P_{\theta\theta}}{r} \quad (\text{II.4.10})$$

y en la ecuación (II.4.3) $-\frac{\partial P}{\partial z}$ por:

$$-\frac{\partial P}{\partial z} \rightarrow -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r P_{rz}) - \frac{\partial P_{zz}}{\partial z} \quad (\text{II.4.11})$$

donde las componentes del tensor de esfuerzos son;

$$P_{rr} = P_{\perp} + \frac{P_{\perp i}}{2\Omega_i} \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \quad (\text{II.4.12})$$

$$P_{zr} = \frac{P_{\perp i}}{2\Omega_i} \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \quad (\text{II.4.13})$$

$$P_{zz} = -\frac{P_{\perp i}}{2\Omega_i} \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \quad (\text{II.4.14})$$

donde $\Omega_i = \frac{ZeB_0}{m_i c}$ es la frecuencia de Larmor de ion. Entonces, puede verse que los términos del radio de Larmor finito (RFL) con los gradientes de velocidad tienen paridad opuesta a los otros términos en la ecuación de movimiento.

Se esperaba que la inclusión de los términos Hall y RFL en un análisis de estabilidad no-lineal revelaran algunos indicios de la variación asimétrica. Sin embargo la expansión RFL cae cerca del eje donde el campo B_{θ} tiende a cero. Las ecuaciones de fluido por lo tanto podrán describir la variación correcta de los iones singulares cerca del eje cuando su trayectoria libre media sea larga. Idealmente se requiere un modelo auto-consistente del movimiento de iones que incluya al fluido de electrones para describir al fenómeno. En este trabajo se emplea un modelo simplificado.

MODELO DE ORBITAS EN UNA PERTURBACION

$m = 0$ IMPUESTA

Refiriéndose a la figura II.4.1, se construye un modelo simplificado de una inestabilidad $m = 0$ de amplitud local grande. Para calcular las trayectorias de los iones en este modelo simplificado, las componentes del campo eléctrico y magnético son modeladas para satisfacer las ecuaciones de Maxwell y la Ley de Ohm generalizada con el término Hall incluido. El modelo siguiente fue adoptado. La densidad de corriente axial J_z se supone independiente de r y se incrementa linealmente en el tiempo con un perfil gaussiano centrado en $z = 0$:

$$J_z(z, t) = J_0(1 + \alpha t e^{-k^2 z^2}) . \quad (\text{II.4.12})$$

La corriente total I es constante y el radio de la constricción (pinch) $a(z, t)$ por lo tanto está dado por

$$a^2(z, t) = a_0^2(1 + \alpha t e^{-k^2 z^2})^{-1} . \quad (\text{II.4.13})$$

De la Ley de Ampere y $\nabla \cdot \vec{J} = 0$ se sigue que B_θ y J_r están dados por:

$$B_\theta(r, z, t) = \frac{2rI}{ca^2(z, t)} , \quad (\text{II.4.14})$$

y

$$J_r(r, z, t) = J_0 k^2 r z \alpha t e^{-k^2 z^2} . \quad (\text{II.4.15})$$

Con objeto de calcular el campo eléctrico, se requiere satisfacer la Ley de Faraday, una apropiada Ley de Ohm y al mismo tiempo tener una velocidad de centro de masa de fluido consistente con el movimiento prescrito en la frontera del plasma. Para poder tener soluciones analíticas se propone $v_z = 0$ en cualquier lugar, y v_r dado por

$$v_r(r, z, t) = \frac{r}{a} \frac{\partial a}{\partial t} . \quad (\text{II.4.16})$$

Despreciando el término ∇P_e , pero incluyendo el término Hall; las componentes del campo eléctrico están dadas por

$$E_r = -\frac{J_z B_\theta}{nec} , \quad (\text{II.4.17})$$

$$E_z = -\frac{v_r B_\theta}{c} + \frac{J_r B_\theta}{nec} . \quad (\text{II.4.18})$$

Con $v_z = 0$ es consistente escribir $\frac{1}{ne} J_z = \frac{1}{n_0 e} J_0$, una velocidad de deriva de electrones axial constante, con conservación de masa y de corriente total. Puede entonces confirmarse la consistencia con la Ley de Faraday:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial B_\theta}{\partial t} = \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad (\text{II.4.19})$$

Las órbitas de los iones pueden ser encontradas para estos campos eléctricos y magnéticos usando las ecuaciones de movimiento:

$$\frac{d\omega_r}{dt} = \frac{Ze}{m_i} \left(E_r - \frac{\omega_z B_\theta}{c} \right) + \frac{h}{r^3} \quad (\text{II.4.20})$$

$$\frac{d\omega_z}{dt} = \frac{Ze}{m_i} \left(E_z + \frac{\omega_r B_\theta}{c} \right) \quad (\text{II.4.21})$$

donde $h = (r\omega_\theta)^2$ es una constante de movimiento.

Estas ecuaciones pueden ser escritas en forma adimensional usando el radio de la constricción (pinch) inicial a_0 como unidad de longitud, mientras que la unidad de tiempo es el periodo de Larmor para iones $t_0 = \frac{m_i c}{zeB_{\theta 0}}$, donde $B_{\theta 0} = \frac{2I}{ca_0}$. La constante adimensional β que determina la magnitud del término Hall está dada por:

$$\beta = \frac{J_0 t_0}{n_0 e a_0} = \frac{c^2}{\omega_{pi}^2 a_0^2} = \frac{m_i c^2}{2z^2 e^2 N_i} \quad (\text{II.4.22})$$

donde ω_{pi} es la frecuencia del plasma de ión y N_i la densidad lineal de los iones. para una constricción (pinch) que satisface el balance de presión, dado por la relación de Bennett:

$$2NK_B(T_e + T_i)c^2 = I^2 \quad (\text{II.4.23})$$

Para $T_e = T_i$, el cuadrado de la razón del radio de Larmor de ión a el radio del pinch está dada por:

$$\frac{a_i^2}{a_0^2} = \frac{m_i c^2}{16 Z^2 e^2 N_i} = \frac{1}{8} \beta \quad (\text{II.4.24})$$

(Esto confirma la importancia de los términos Hall y RFL simultáneamente).

RESULTADOS

Si se espera un incremento grande en la energía del ión es importante iniciar los cálculos con un valor pequeño de a_i/a_0 . Se eligió un valor de 0.1, llevando a una velocidad inicial adimensional $\omega^* = \omega t_0/a_0$ en el plano $r - z$ de 0.1, y un valor de β de 0.08. La velocidad radial adimensional del pinch $\frac{\partial a}{\partial t}$ tiene un valor inicial en $z = 0$ de $\frac{1}{2}\alpha^* = \frac{1}{2}\alpha t_0$. Para una inestabilidad $m = 0$ realista se supuso que $\frac{1}{2}\alpha^*$ es igual a la velocidad media térmica del ion $t_0 v_{ri}/a_0 = a_i/a_0 = 0.1$. La escala de longitud axial característica del perfil de la constricción se tomó igual al radio del pinch, ó $K^* = K a_0 = 1$. Con estos parámetros se obtuvieron los siguientes resultados.

Se calcularon numéricamente las trayectorias de las partículas (iones) en los campos dados por $E(r, z, t)$, $B_\theta(r, z, t)$ y el paso de tiempo adimensional empleado, Δt^* , fue $\frac{\pi}{40}$. Para un campo magnético uniforme el algoritmo elegido da conservación de la energía exacta. En esta referencia solamente órbitas con $\alpha^* = 0.2$, $K^* = 1$, $\beta = 0.08$, $\omega_r^*(t = 0) = 0$, $\omega_z^*(t = 0) = 0.1$ son presentadas.

En la figura II.4.2 se muestra una trayectoria de partícula singular, partiendo de $r = 0.2$, $z = -1$ con $h^* = 0$ y moviéndose a la derecha a través de la perturbación que se desarrolla, pasando $z = 0$ en $t^* = 12.2$ cuando el pinch localmente tiene una compresión de 3.44 veces su densidad de corriente original. La energía de las partículas tiene un incremento de un factor de 3, pero cuando se mueven hacia la izquierda de la región perturbada su energía es 8.7 veces la original. Una partícula cuyo centro de guía está fuera del eje, de nuevo con $h^* = 0$, es

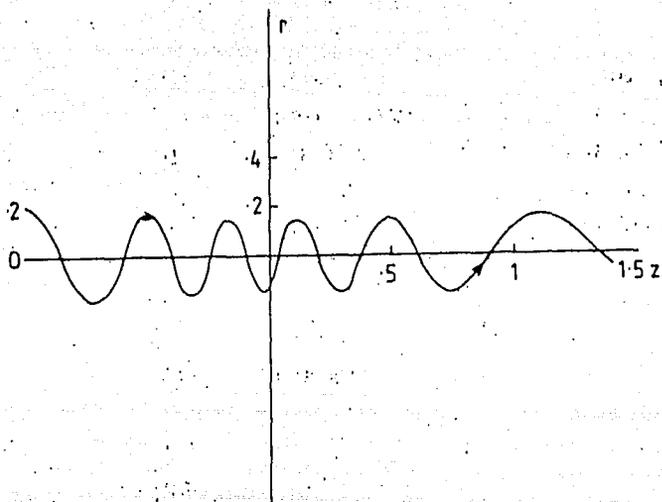


Figura II.4.2.- Gráfica de la trayectoria de un ión en una deformación creciente $m = 0$ axialmente estacionaria, para $\alpha^* = 0.2$, $k^* = 1$, $\beta = 0.08$, $h^* = 0$ con condiciones iniciales en $t^* = 0$ de $w_r^* = 0$, $w_z^* = 0.1$, $r^* = 1$, $z^* = -1$ ^[6].

ilustrada en la figura 11.4.3, con $r = 1$, $z = 1$ y $t = 0$. Las derivas ∇B y cE/B toman la partícula sobre un promedio en la dirección $-z$, y por lo tanto el movimiento fue comenzado en $z > 0$. La partícula gana energía en la perturbación, al cruzar $z = 0$ en $t = 9.3$, dejando la región de perturbación con una energía 22.6 veces su original. Al repetir este ejemplo, pero con $h^* = 0.01$, es decir $W_\theta^*(t = 0) = W_z^*(t = 0) = 0.1$ se encuentran bastantes diferencias en el comportamiento (ver figura 11.4.4). La partícula tiene una trayectoria más compleja, resultado de una reflexión en la región de perturbación y un movimiento final en la dirección tz , como una órbita más-singular con una energía 23.2 veces su valor original. El efecto de incluir el momento angular en el primer ejemplo de la figura 11.4.4 con $h^* = 0.00004$ es reducir la energía final a 2 veces la original.

En el caso de la inestabilidad $m = 0$ un fuerte candidato a explicar la formación del haz de iones y la subsecuente producción de neutrones, es la predicción de un haz de iones singulares energéticos que se mueven hacia el cátodo a un radio de Larmor del eje. El momento igual y opuesto es depositado en un número muy grande de iones, moviéndose con una deriva de centro de guía hacia el ánodo.

No solamente en el foco de plasma, sino también en los primeros experimentos de Z-pinch^[27,28] la producción de neutrones ocurre enseguida de una inestabilidad $m = 0$ y tienen una velocidad de centro de masa en el intervalo de 50-300 KeV. En la referencia [28] se sugiere que los deuterones fueron acelerados a través del alto voltaje $\sim 50\text{kV}$ asociado con un cambio grande y rápido en la inductancia.

En este trabajo de M.G. Haines, se postula que el momento igual y opuesto se deposita en un número grande de iones de centro de guía fuera del eje. Esta redistribución del momento con el plasma ocurre parcialmente a través de la acción del tensor de esfuerzos, a través de los efectos del radio de Larmor de ión grande o finito, y también a través de la otra asimetría axial proporcionada por el efecto Hall. Es tentativo concluir que la principal contribución al haz de iones altamente energéticos viene de un número pequeño de iones que son resonantes

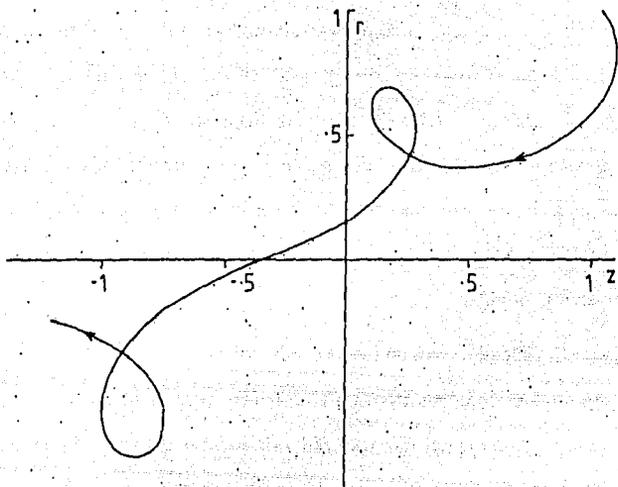


Figura II.4.3.- Gráfica de la trayectoria de un ión para $\alpha^* = 0.2$, $k^* = 1$, $\beta = 0.08$, $h^* = 0$, con condiciones iniciales en $t^* = 0$ de $w_r^* = 0$, $w_z^* = 0.1$, $r^* = 1$, $z^* = 1^{(6)}$.

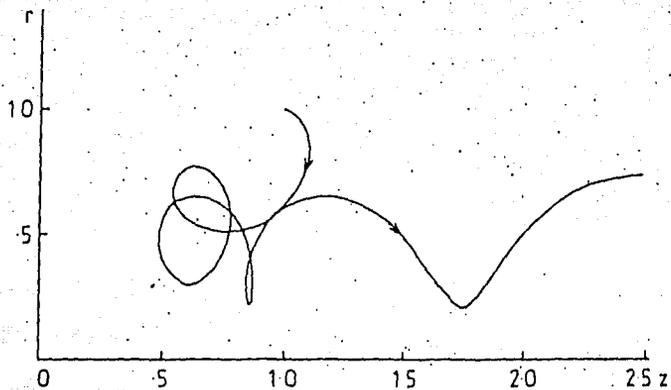


Figura II.4.4.- Gráfica de la trayectoria de un ión para $\alpha^* = 0.2$, $k^* = 1$, $\beta = 0.08$, $h^* = 0.01$, con condiciones iniciales en $t^* = 0$ de $w_r^* = 0$, $w_z^* = 0.1$, $r^* = 1$, $z^* = 1$ ^[6].

perturbación, es decir ellos tienen un tiempo de interacción grande por su movimiento relativo inicial pequeño. El movimiento es no-adiabático. Tales iones son aquellos que inicialmente tienen una deriva de curvatura que aproximadamente balancea la deriva ∇B y cE/B . Si el campo de la perturbación $m = 0$ es dirigido hacia el ánodo por estar congelado el campo magnético al flujo de electrones, los iones resonantes requieren una deriva de curvatura pequeña.

II.5 MODELO PROPUESTO POR R. DEUTSCH Y

W. KIES EN 1988^[29].

Se ha propuesto un nuevo mecanismo basado en ideas concernientes al movimiento de iones libres en campos inducidos dinámicamente y en campos suplementarios debido a la aceleración de la hoja, el llamado mecanismo de giro-reflexión, parece ser relevante para aparatos grandes de energía alta ($\gtrsim 500 \text{ kJ}$) (POSEIDON, SPEED, FRASCATI). Este mecanismo de aceleración es discutido primeramente por medio de un modelo de acelerador plano con movimiento de partículas sin colisión, el cual es extendido a simetría axial, posteriormente.

La idea de movimiento de partículas libres aparece en los primeros trabajos acerca de "modelo de partícula libre"^[30,31], pero estos trabajos analizan solamente el movimiento macroscópico de la hoja de corriente sin tratar las partículas individualmente ni su evolución energética. Hay también algunas simulaciones numéricas concernientes a la evolución energética de los iones reflejados por ondas de choque impulsadas magnéticamente^[32] que muestran la existencia de una termalización de iones reflejados y por lo tanto un calentamiento durante la compresión del pinch, sin ninguna indicación acerca del posible flujo rápido de iones. Resultados experimentales recientes de focos (SPEED 1 y 2) muestran, que el escape de iones es un efecto decisivo para su aceleración y por lo tanto conviene estudiar la historia misma de

las partículas fluyendo rápidamente durante el movimiento de la hoja. Este estudio es parte del objetivo del trabajo en cuestión.

Movimiento del ión sin colisiones en un modelo de acelerador plano.

Un modelo de acelerador simplificado es primeramente usado para estudiar las trayectorias básicas de partículas prueba en un plasma sin colisiones impulsado magnéticamente. La figura 11.5.1 muestra una configuración de electrodos planos conectados a un circuito eléctrico. Al cerrar los interruptores simultáneamente se inician dos descargas planas y se desarrollan hojas de plasma que llevan corriente impulsándose una contra la otra a velocidad supersónica $\bar{v}(10^5 m/seg)$. Se supone que el plasma es un conductor suficientemente bueno para que el campo eléctrico en el interior de la hoja casi desaparezca en su marco de movimiento. En el sistema de laboratorio en las regiones I y III libres de plasma, existe un campo eléctrico $\vec{E} = \bar{v} \times \vec{B}$ mientras que la región II es libre de campos electromagnéticos.

Dentro de la hoja de corriente (de espesor Δ) se supone que los campos decrecen linealmente.

En la figura 11.5.2 se muestran trayectorias simuladas numéricamente de cuatro partículas prueba que parten con condiciones iniciales diferentes. El campo magnético impulsor es mantenido constante durante el movimiento de la hoja. Cada ión parte de la dirección x con una velocidad (térmica) inicial de $v_{th} = 0.1v$. Tres grupos de trayectorias pueden ser distinguidos:

- Iones partiendo de la región I ó III simplemente mostrando la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ (1).
- Iones partiendo de la región II empiezan a acelerarse por varias reflexiones en las hojas de corriente (3), (4).
- Iones moviéndose siempre dentro de la hoja de corriente (2).

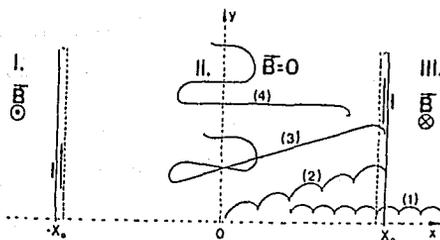
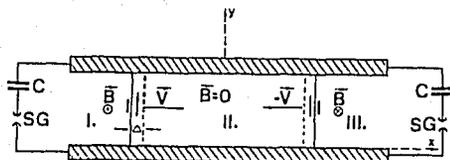


Figura II.5.1.- Modelo de acelerador plano^[29].

Figura II.5.2.- Trayectorias de los deuterones en el modelo de acelerador plano para $B = ST$, $v = 10^5 m/s$ y $v_0 = 0.1v$. Las distancias iniciales del pistón y los deuterones del plano $x = 0$ son: $X_0 = 0.02m$, (1) $x_0 = 0.027m$, (2) $x_0 = 0.02m$, (3) $x_0 = 0.0197m$, (4) $x_0 = 0.015m$ ^[29].

Las diferencias entre las trayectorias son vistas de la evolución en el tiempo del pistón y la posición de la partícula [fig. II.5.3(a)]. La ganancia en la energía cinética durante el movimiento de la hoja es esencialmente diferente para partículas de diferentes grupos como puede verse de la figura II.5.3(b). Mientras que los iones pertenecientes al primero y tercer grupo muestran solamente una energía cinética oscilatoria, aquellas partiendo de la región II sufren un giro-aceleración a saltos al penetrar la región del campo I ó III y ser reflejadas. La altura de los saltos en la variación de la energía se incrementa con el número de reflexiones.

Si el radio de Larmor del ión es pequeño comparado con la profundidad del salto, las hojas de corriente pueden ser consideradas como pistones sólidos (heurísticamente introducido por^[33]), donde los iones sufren reflexiones elásticas. Esto abre la posibilidad de estudiar la evolución en el tiempo de una distribución de velocidades de los iones arbitraria resolviendo la ecuación de Vlasov para un sistema de fronteras que se mueven. Para una distribución unidimensional $f(x, v, 0)$ inicial la solución de la ecuación de Vlasov $f(x, v, t)$ puede ser construida por una superposición

$$f(x, v, t) = \sum_{\nu=0}^N f_{\nu}(x, v, t) \quad (\text{II.5.1})$$

donde $f_{\nu}(x, v, t)$, corresponde a la función de distribución, debida a la ν -ésima reflexión en los pistones. N es el número máximo de posibles reflexiones al tiempo t . Las f_{ν} existen dentro del intervalo

$$\frac{t}{T} - 1 < \frac{x}{X_0} < 1 - t/T \quad (\text{II.5.2})$$

donde $\pm X_0$ son las coordenadas iniciales de los pistones y $T = X_0/V$ es el tiempo necesario para que los pistones choquen.

Para una distribución maxwelliana inicial $f = A \exp(-\omega_0^2)$ (con $\omega_0 = v_0/v_{th}$ y v_{th} velocidad térmica), $N = \infty$, el plano fase puede ser cortado en bandas^[34], y en la banda de

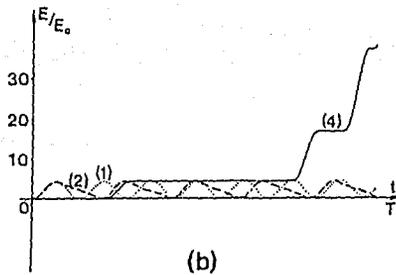
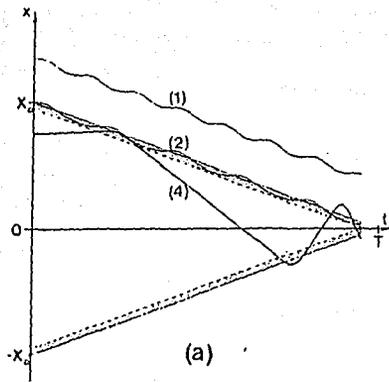


Figura II.5.3.- Evolución temporal a) de la hoja y de los deuterones al plano $x = 0$ y b) de la energía cinética del ión ($E_0 = \frac{1}{2}mv^2$) para los iones (1), (2) y (4) de la figura II.5.2 en el intervalo $0 \leq t < T = X_0/V^{[29]}$.

grado n

$$(2n - 1)X_0 < vt - x < (2n + 1)X_0, \quad (\text{II.5.3})$$

la función de distribución de velocidades es descrita por

$$f(x, v, t) = A \exp \{ -(\omega - 2nW)^2 \}, \quad (\text{II.5.4})$$

con

$$\omega = v/v_{th} \quad \text{y} \quad W = V/v_{th}.$$

Dos ejemplos típicos son considerados:

i) La figura II.5.4 ilustra la evolución en el tiempo de la función de distribución maxwelliana inicial para $V = v_{th}$. Muestra una gráfica en tres-dimensiones de $f(x, v, t)$ para $t = 0$, $T/2$ y $5T/7$ respectivamente.

ii) En constrictores dinámicos la desigualdad

$$V \gg v_{th} \quad (\text{II.5.5})$$

es usualmente satisfecha y $f(x, v, t)$ puede ser construida mediante funciones δ .

$$f(x, v, t) = \sum_{n=-M}^M \delta(\eta - 2n) \quad (\text{II.5.6})$$

con $\eta = v/V$. La figura II.5.5 muestra gráficas de esta función a diferentes tiempos (las funciones δ tienen que ser truncadas en una amplitud finita). Los niveles de velocidad mayores son sucesivamente llenados. Los niveles $n = \pm\nu$ empiezan a ser llenados en

$$t = T_\nu = \frac{2(\nu - 1)}{2\nu - 1} T \quad (\text{II.5.7})$$

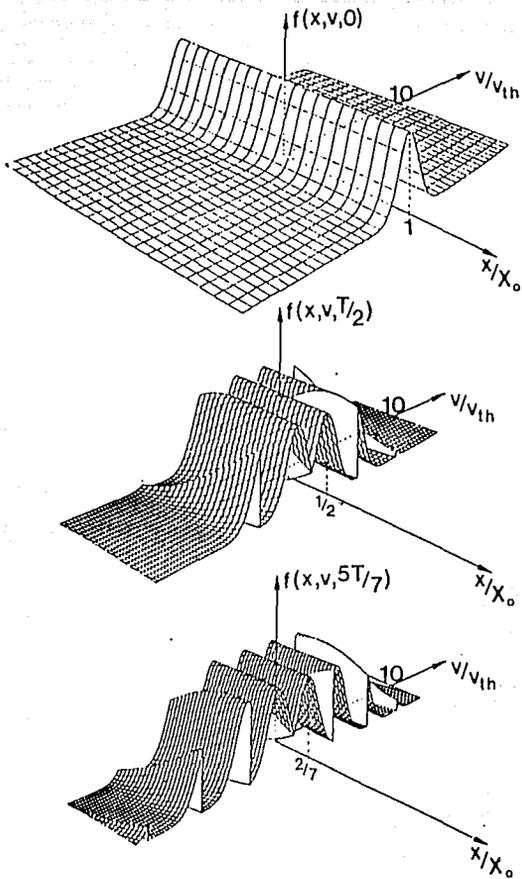


Figura II.5.4.- Evolución temporal de la distribución maxwelliana inicial para $V = v_{th}$ en el modelo de acelerador plano por reflexión de los pistones moviéndose^[29].

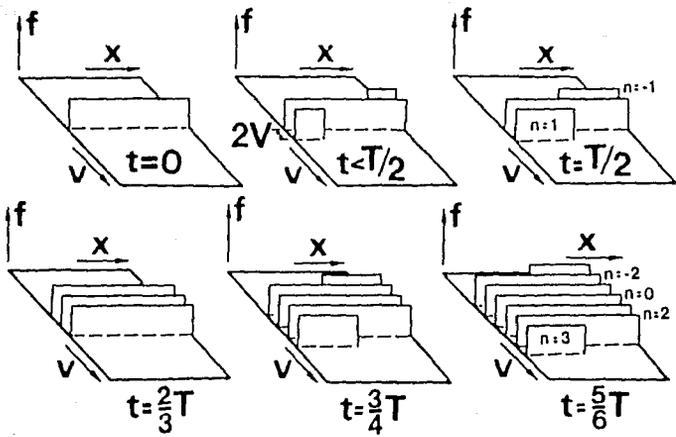


Figura II.5.5.- Evolución temporal de la distribución- δ inicial en el modelo de acelerador plano por reflexión de los pistones moviéndose^[29].

Dentro de $T_\nu < t < T_{\nu+1}$ todos los $\nu - 1$ niveles son llenados y el nivel de orden ν solamente en:

$$-X_0 + Vt < \chi < 2\nu Vt - (2\nu - 1)X_0 \quad \text{para } n = \nu \quad (\text{II.5.8})$$

y

$$(2\nu - 1)X_0 - 2\nu Vt < \chi < X_0 - Vt \quad \text{para } n = -\nu$$

Por lo tanto el límite M en la suma de la ecuación (II.5.6) es dependiente del tiempo y llega a ser $M = \nu$ en $T_\nu < t < T_{\nu+1}$.

Para determinar la evolución asintótica de la energía cinética de la partícula para $t \rightarrow T$ se considerará un ión con velocidad inicial $v_{x0} = v_0 > 0$, $v_{y0} = 0$, $v_{z0} = 0$ en la posición inicial $\chi_0 > 0$. Su velocidad y energía cinética, dependiente de la posición x , después de chocar con los pistones son, respectivamente:

$$|v| = V \left(1 + \frac{\beta + \gamma}{\zeta} \right), \quad (\text{II.5.9})$$

$$E = E_0 \left(\frac{1 + \alpha}{\zeta} + \frac{1}{\beta} \right)^2 \quad (\text{II.5.10})$$

con $E_0 = \frac{1}{2} m v_0^2$ para la energía inicial del ión,

$$\beta = v_0/V, \quad \gamma = \chi_0/X_0, \quad \alpha = \frac{\chi_0 V}{X_0 v_0} \quad \text{y} \quad \zeta = \frac{|X|}{X_0}$$

Por lo tanto, para $\zeta \rightarrow 0$ las ecuaciones (II.5.9) y (II.5.10) quedan como:

$$|v| \simeq (1 + \alpha) \frac{v_0}{\zeta}, \quad (\text{II.5.11})$$

$$E \simeq (1 + \alpha)^2 \frac{E_0}{\zeta^2}, \quad (\text{II.5.12})$$

las cuales dan la variación asintótica de estas ecuaciones.

Este incremento rápido en la energía al final de la compresión puede ser vista en la fig. II.5.3(b) para la partícula 4.

Movimiento del ión sin colisión en constrictores dinámicos.

Ahora los resultados de la sección anterior son extendidos a una geometría cilíndrica pensando en constrictores dinámicos reales. La hoja de corriente comprime una columna cilíndrica de plasma sin colisiones la cual es comprimida por un campo magnético \vec{B} azimutal. Suponiendo también una velocidad de compresión constante, las trayectorias de dos partículas prueba, partiendo radialmente dentro y fuera del plasma fueron estudiadas (fig. II.5.6) y comparadas con aquellas de la configuración plana. Mientras que los iones que parten del interior de la columna muestran una trayectoria similar, con reflexiones en un pistón magnético hacia adentro, el radio de Larmor de los que parten de afuera decrece como

$$r_L \sim r^{1/2}, \quad (\text{II.5.13})$$

porque la dependencia del campo magnético con el radio es $1/r$.

La figura II.5.7 muestra la evolución en el tiempo de la posición y la energía cinética de las partículas prueba. No solamente el ión "interno" gana energía de la aceleración por reflexiones como

$$E \sim r^{-2} \quad (\text{II.5.14})$$

(la cual concuerda con la Ec. (II.5.12)) debido a la variancia adiabática de la integral de acción $\int v_r dr$; sino también la energía cinética del ión "exterior" muestra incremento oscilatorio en la energía con la envolvente

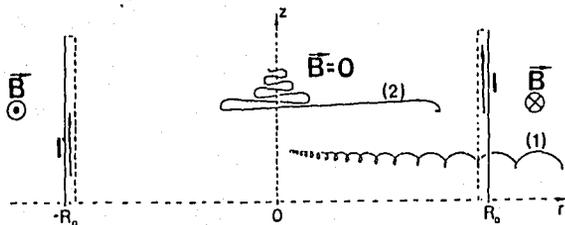


Figura II.5.6.- Trayectorias de los deuterones en el modelo restringido para $I = 500kA$ y $V = 10^5 m/seg$. Las distancias iniciales del pistón y los iones del eje- z son: $R_0 = 0.02m$, $(1)r_0 = 0.027m$, $(2)r_0 = 0.015m$ ^[29].

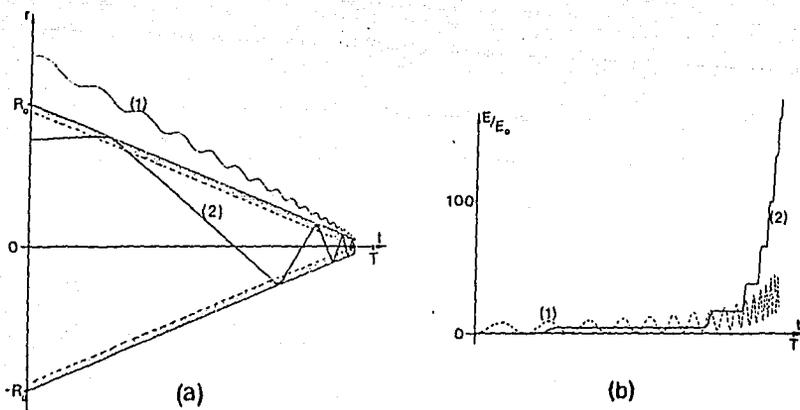


Figura 11.5.7.- Evolución temporal a) de la distancia al eje-z de la hoja y deuterones prueba y b) de la energía cinética ($E_0 = \frac{1}{2}mv^2$) para los iones (1) y (2) de la fig. 11.5.6^[29].

$$E \sim r^{-1}, \quad (\text{II.5.15})$$

debido a la invariancia adiabática de su momento magnético.

El mecanismo de aceleración fundamental es la giro-aceleración para ambos iones prueba. Mientras que la partícula 1 permanentemente se mueve en un campo inhomogéneo empezando a acelerarse en la mitad del periodo y desacelerar en la otra, conduciendo a una energía oscilatoria; la partícula 2 que penetra el campo magnético incrementado es acelerada conduciendo a incrementos por pasos de la energía cinética. Para distinguir de la pura giro-aceleración (primer proceso) el segundo proceso se denomina aceleración de giro-reflexión, la cual llega a ser muy eficiente a radios del pinch pequeños, por la dependencia con la energía (Ec. (II.5.14)) y campos eléctricos dominantes adicionales en la hoja.

En el movimiento de la hoja de plasma existen campos internos suplementarios^[35]:

- i) Un campo eléctrico de polarización paralelo al movimiento de la hoja, debido a la separación de carga por la diferencia entre la masa del ión y el electrón.
- ii) Un campo eléctrico, perpendicular al movimiento de la hoja, debido a la aceleración del plasma y la compresión del mismo.

Solamente el campo perpendicular tiene influencia en la aceleración de los iones. Esta influencia es visualizada por medio del modelo de acelerador plano (fig. II.5.8) donde este campo se supone que aumenta el campo inducido normalmente por un factor de $(X_0/X)^{1/2}$. Comparando con la fig. II.5.3 son evidentes dos diferencias:

- i) Una inyección de las partículas de la región exterior dentro del pinch de plasma (por el incremento de la deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ y por lo tanto toma lugar una transición de la giro-aceleración usual al proceso de giro-reflexión.

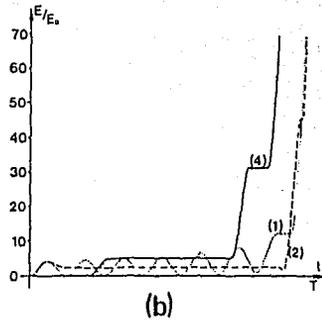
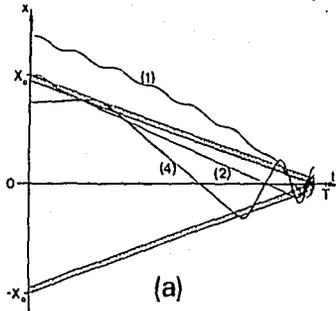


Figura II.5.8.- Evolución temporal a) de la distancia de la hoja y los deuterones al plano $x = 0$ y b) de la energía cinética ($E_0 = \frac{1}{2}mv^2$) para los iones (1), (2) y (4) de la fig. II.5.2 en la presencia de campos internos^[29].

- ii) La energía alta gana en cada reflexión porque el momento suplementario se incrementa debido a los campos internos.

La aceleración por giro-reflexión (GR) tiene un efecto estabilizador frente a perturbaciones macroscópicas. Considerando una desviación pequeña de un equilibrio, es evidente que la presión magnética en la interfaz campo-pinch, cambia como r^{-2} . Pero simultáneamente la energía cinética cambia como r^{-2} (ver Ec. (II.5.10) y (II.5.14)) y la densidad del plasma como $r^{-\alpha}$. Por lo tanto la presión del plasma varía como $r^{-(2+\alpha)}$. Tomando en cuenta que α puede ser positiva, la presión del plasma cambia siempre de tal manera que el proceso GR estabiliza el pinch. Este efecto estabilizador junto con un efecto de radio de Larmor finito pueden ser los responsables para suprimir las inestabilidades $m = 0$ en las descargas del aparato SPEED.

CONCLUSIONES

Aunque los constrictores dinámicos convencionales son dominados por inestabilidades explicando la mayor parte de la actividad de fusión, la producción de neutrones en aparatos grandes en parte proviene de mecanismos de aceleración que han sido ignorados hasta ahora. Especialmente la producción de neutrones de los experimentos del aparato SPEED parecen ser debida principalmente a una aceleración de giro-reflexión llevándose a cabo preferentemente en aparatos de corriente alta que forman un pinch de plasma caliente y pequeño.

Es probable que el flujo rápido radial de iones sea un rasgo distintivo de todas las hojas de plasma comprimiéndose dinámicamente. El que el proceso de giro-reflexión cause muchas reacciones de fusión depende principalmente del radio crítico, donde tome lugar un flujo rápido de iones. Hay evidencias experimentales^[36] de que este mecanismo de aceleración es de mayor eficiencia para producir fusión que los debidos a inestabilidades, los cuales son una consecuencia de las diferentes condiciones del blanco. Hay buenas razones para creer que estos mecanismos también proveen los iones de energía baja no térmica en aparatos convencionales.

Estos iones pueden dar cuenta del tiempo de vida del pinch, y son además acelerados por inestabilidades macroscópicas ocasionales.

De los modelos enunciados en este capítulo se puede concluir que todavía no existe uno que explique completamente cómo es que se aceleran iones en un foco de plasma o Z-pinch. Los modelos aquí presentados muestran una variedad de mecanismos que pueden originar la aceleración de los iones. En algunos casos se ha mostrado cómo ciertas simplificaciones pueden llevar a falacias, como en el primer modelo, pero en general se presentan mecanismos complementarios. Así, en un modelo completo, habrían de considerarse la ecuación del circuito, el efecto de la compresión de la hoja de corriente y del plasma; incluirse el efecto de las inestabilidades; y por lo mismo plantear un modelo al menos al nivel de las ecuaciones magnetohidrodinámicas para calcular los campos en que se mueven las partículas.

Aunque en los modelos expuestos en las primeras dos secciones, no se estudia el efecto de inestabilidades, se encuentran mecanismos de aceleración que pueden ser relevantes a éstas localmente. En el expuesto en la sección 4, por otra parte se establece la importancia de calcular los campos en una inestabilidad de una manera autoconsistente mediante ecuaciones magnetohidrodinámicas, incluyendo efectos del radio finito de Larmor. Los cálculos presentados en dicha sección, sin embargo son sobresimplificados, y adolecen de defectos semejantes a los de la sección 1.

La sección 3, por otra parte, ha presentado un modelo en el que se incluye el comportamiento del circuito que fuerza al sistema. Se ha tomado en cuenta además que en un foco de plasma se tiene un cilindro hueco que se comprime, y no solo una columna de plasma sólida, como en el caso del Z-pinch.

Finalmente, en la sección 5, se ha presentado un mecanismo de aceleración enteramente diferente a los anteriores, y que se pretende podría ser relevante a aparatos de energía alta.

Queda por evaluar el papel que juegan los diferentes mecanismos en distintos aparatos, y aún a nivel de simulación numérica, diseñar un código que los tome en cuenta simultáneamente.

REFERENCIAS

- [1] M. Bernstein,
Physics Fluids, Vol. 13, No. 11 (1970), 2858.
- [2] S.P. Gary y F. Hohl,
Phys. Fluids, Vol. 16, No. 7 (1973), 997.
- [3] V.S. Imshennik, et.al.,
Soviet Physics JETP 37 (1973), 1037.
- [4] Y. Kondoh y K. Hirano,
Phys. Fluids, Vol. 21, No. 9 (1978), 1617.
- [5] R. Deutsch,
IPF-Report Stuttgart 82-6 (1982).
- [6] M.G. Haines,
Nucl. Instrum. Methods 207, (1983), 179.
- [7] J.W. Mather,
Methods of Exp. Physics 9B, ed. R.H. Lovberg y
H.R. Griem, Academic Press (1971), 187.
- [8] S.P. Gary,
Phys. Fluids, Vol. 17 (1974), 2135.
- [9] V. Calkor, et.al.,
Phys. Lett. 113A (1985), 203.
- [10] H. Herold, et.al.,
Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. 2 IAEA (1982), 405.
- [11] R. Deutsch,
IPF-Report Stuttgart 82-5/10 (1982).
- [12] W. Kies,
Thesis University of Düsseldorf, FRG (1982).
- [13] R. Deutsch, et.al.,
Plasma Phys. Contr. Fusion 28 (1986), 1823.

- [14] V.V. Vikhrev, et.al.,
Sov. J. Plasma Phys., Vol. 15, No. 1 (1989), 44.
- [15] A. Bernard, et.al.,
Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. 2 IAEA, Vienna (1978), 159.
- [16] Ch. Maissonier y J.P. Rager,
3rd Int. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology, Novosibirsk
USSR, Vol. 1, (1979), 233.
- [17] M. Bernstein,
Phys. Rev. Letters 24 (1970), 724.
- [18] J.H. Lee, et.al.,
Plasma Physics 13 (1971), 374.
- [19] J.H. Lee, et.al.,
Phys. Fluids 14 (1971), 2217.
- [20] J.H. Lee, et.al.,
Phys. Fluids 15 (1972), 1954.
- [21] M.A. Leontovich y S.M. Osovets,
J. Nuclear Energy II, Vol. 4 (1957), 209.
- [22] C.E. Newman y V. Petrosian,
Phys. Fluids 18 (1975), 547.
- [23] D.E. Potter,
Phys. Fluids 14 (1971), 1911.
- [24] N.V. Filippov y T.I. Filippova,
in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. II, IAEA Vienna (1966), 405.
- [25] P.J. Bottoms, et.al.,
Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. II, IAEA Vienna (1967), 67.
- [26] D.R. Nicholson,
Introd. to Plasma Theory, John Wiley, (1983).
- [27] I.V. Kurchatov,
Nucleonics (Junio 1956).

- [28] O.A. Anderson, et.al.,
Phys. Rev. 109 (1958), 612.
- [29] R. Deutsch y W. Kies,
Plasma Phys. and Controlled Fusion, Vol. 30, No. 3 (1988), 263.
- [30] M. Rosenbluth,
Report LA-1850, Los Alamos Lab. (1954).
- [31] H. Kever,
Report JÜL-2-PP (1960).
- [32] R. Chodura,
Nucl. Fusion 15 (1975), 55.
- [33] K.G. Gurrev,
Soviet Phys. Tech. Phys. 25 (1980), 192.
- [34] R. Deutsch,
XVIII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases 13-17 July (1987) Swansea I, 19.
- [35] R. Deutsch, et.al.,
Plasma Phys. Contr. Fusion 28 (1986), 1823.
- [36] U. Jäger y H. Herold,
Nucl. Fusion 27 (1987), 2.

CAPITULO III

DETECCION POR TRAZAS

Para comprender la formación de trazas en sólidos es necesario conocer el medio por el cual los iones pierden energía a medida que son retardados.

Los efectos de la interacción de la partícula con el detector son los siguientes:

- 1) Excitación de los electrones a altos niveles de energía o.
- 2) Expulsión de los electrones de sus átomos (ionización).

Para polímeros, la desexcitación que sigue al proceso 1) puede conducir a rompimientos en las cadenas de moléculas, en tanto que en cualquier sólido el proceso 2) crea sólo centros de carga. El electrón emitido, llamado rayo delta, puede producir excitación e ionización adicional si lleva suficiente energía.

La ionización y excitación primarias ocurren cerca de la trayectoria del ión mientras que las secundarias se extienden a través de grandes distancias radiales del centro de la traza.

En esta sección se describirán los modelos que explican la formación de trazas en polímeros y la geometría de las mismas; se darán las características de los detectores por trazas en estado sólido (DTES) así como las técnicas de revelado y los métodos de conteo de trazas.

III.1 MODELOS DE FORMACION.

Entre los modelos de formación de trazas se tienen unos que la describen en materiales inorgánicos y otros en materiales orgánicos (altos polímeros). La tabla III.1 ^[1] muestra los modelos básicos, sus críticas y aplicaciones posibles.

Como este trabajo ha sido realizado con polímeros, se describirán únicamente los modelos relativos a ellos.

a) Modelo de pérdida de energía secundaria.

Este modelo fue propuesto por E.J. Kobetich y R. Katz ^[2,3]; supone que la energía perdida por los electrones secundarios a una distancia radial específica r cerca de la trayectoria del ión pesado es la cantidad crítica para la formación de la traza.

La cantidad de radiación D de los electrones secundarios está dada por:

$$D(r) = \frac{\alpha Z^2}{\beta^2} \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) \quad (\text{III.1})$$

donde R es el ancho máximo de la traza, $\beta = \frac{v}{c}$ con v = velocidad de los electrones secundarios y α una constante. Además, postula que la densidad de energía promedio es producida principalmente por rayos δ en una distancia $r = 20\text{\AA}$.

Tabla III.1.- Comparación de modelos de formación de trazas ^[1].

Modelo	Críticas Principales	Conclusiones
1) Punta Térmica	I) El umbral se espera aumente con la temperatura requerida para el cambio de fase, contrario al hecho experimental No hace predicciones adecuadas.	No aplicable
2) Colisiones atómicas	I) Predice trazas que son producidas a energías inferiores a las observadas	No aplicables en general. Relevantes a 1keV/uma.
3) Pérdida total de energía en ionización	I) Predice que son producidas a energías superiores a las observadas. II) Incluye la energía depositada lejos de la traza.	No aplicable
4) Energía depositada por electrones secundarios en el núcleo de la traza	I) Ignora defectos debidos a ionización y excitación primaria. II) Cuantitativamente incorrecto a bajas energías. III) No predice umbrales relativos, ni la ausencia de trazas en conductores.	Incompleto e incorrecto para minerales
5) Pérdida total de energía en el núcleo de la traza	I) Ignora diferencias entre los defectos cualitativamente distintos producidos por la ionización y excitación primaria y los debidos a la pérdida de energía por rayos δ . II) Lo mismo que el modelo 4) inciso III).	Promete para un estudio más adelante
6) Pérdida de energía restringida	I) Lo mismo que el modelo 5) inciso I). II) Supone daño importante no real a grandes distancias en contra de lo observado. III) Ignora la dosis interior depositada por rayos δ no así el exterior de la región. IV) Predice registro donde no es observado cualitativamente como pérdida total de energía pero con errores menores. V) Lo mismo que el modelo 4) inciso III).	Convenientes pero inexactas las predicciones analíticas
7) Ionización primaria y excitación	I) Ignora pérdida de energía por rayos δ dentro de la región de la traza.	Satisfactorio para detectores inorgánicos
8) Densidad lineal de eventos	I) Lo mismo que el modelo 7) inciso I).	Conviene hacer estudios aplicando el modelo.

Los fragmentos moleculares que resultan de la interacción de los rayos δ con el medio que los rodea son más solubles que las moléculas base, formándose una traza grabable si ocurre fragmentación sobre un diámetro suficientemente grande como para que el grabador penetre a través de la huella de daño, dentro del material dieléctrico.

En este modelo se tienen dos dificultades:

- 1) La selección arbitraria de diferentes radios críticos para diferentes materiales.
- 2) Ignota los efectos primarios, los cuales tienen una contribución importante al daño en el centro de la traza.

b) Modelo de pérdida de energía restringida o REL.

Este modelo, sugerido por E.V. Benton^[4,5], considera que es posible describir el daño en plásticos tomando en cuenta únicamente la parte de la pérdida de energía debida a los rayos δ de energía moderadamente baja E_o . La pérdida de energía restringida está dada por:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{E\{E_o} = \frac{2\pi n_e e^4}{\beta^2 m_e c^2} \left(Ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_o}{I^2} \right) - \beta^2 - \zeta - U \right) \quad (III.2)$$

donde $\beta = \frac{v}{c}$ con v = velocidad de la partícula, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$, n_e es el número de electrones por cm^3 en el detector, m_e es la masa del electrón, I es el potencial de ionización medio, ζ es la corrección por efecto de polarización del medio a velocidades relativistas y U es la corrección de velocidades bajas.

Debido a que son iones rápidos, una gran fracción de los rayos δ tiene energía alta, por lo que $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{E\{E_o}$ es una pequeña fracción de la pérdida de energía total a energías altas y tiene su máximo a energías bajas.

Recientemente se ha tomado $E_o = 350eV$ como la máxima energía de los rayos δ ; debido

a que el alcance de electrones con esta energía es de varios cientos de Angstroms^[2], la energía depositada fuera de la región de grabado preferencial es incluida, en tanto que la fracción de energía depositada por rayos δ de energía alta es ignorada. Estos dos errores probablemente se compensan parcialmente. Se tiene que este modelo es lo suficientemente bueno para caracterizar el comportamiento de grabado de las zonas de daño producidas por los iones en detectores poliméricos ^[6].

El modelo de pérdida de energía secundaria considera una contribución que es relevante para el registro de trazas en los plásticos, pero ignora los efectos debidos a la ionización y excitación primarias; mientras que el REL considera los rayos δ de energía baja ignorando los de energía alta aunque se encuentren muy cerca de la trayectoria del ión.

A pesar de que se ha realizado una gran cantidad de modelos de formación de las trazas aún no se tiene uno que las explique completamente.

III.2 MATERIALES DETECTORES.

Las trazas de partículas se pueden formar en casi cualquier material aislante, pero no se forman en buenos conductores^[7,8], teniéndose que los materiales con una resistividad de alrededor de 2000 ohm-cm o mayor, generalmente forman trazas. Los detectores por trazas en sólidos (DTES) caen dentro de dos categorías:

- a) Cristales inorgánicos y vidrios, y
- b) Polímeros

siendo estos últimos considerablemente más sensibles a la radiación que los materiales inorgánicos ^[9].

Se han realizado medidas cuantitativas para establecer qué partículas producen trazas y cuáles no a fin de obtener la sensibilidad relativa de los diferentes detectores. La tabla III.2 enlista, en orden aproximado de sensibilidad decreciente, distintos DTES teniéndose que las líneas interrumpidas separan detectores con sensibilidades parecidas, en tanto que las líneas contínuas separan los detectores para los que se han observado claras diferencias. Esta tabla es cualitativa ya que los datos fueron tomados de diferentes fuentes con distintas condiciones experimentales y partículas de calibración. Se tiene que los plásticos son, en general, más sensibles que los detectores inorgánicos, aunque puede haber vidrios y cristales más sensibles que algunos de ellos.

La eficiencia de un detector es la probabilidad de que cada traza permanezca visible después de efectuar el grabado^[10]; existe un ángulo crítico θ_c de ataque bajo el cual las trazas no son registradas, que depende del detector, mientras menor sea dicho ángulo va a ser mayor su eficiencia a la detección f , la cual está dada por^[11,12]:

$$f = \frac{\int_{\theta_c}^{\pi/2} d\Omega}{\int_0^{2\pi} d\Omega} = 1 - \text{sen } \theta_c \quad (\text{III.3})$$

Un DTES polimérico debe tener las siguientes propiedades:

- a) Sensibilidad a las partículas de interés e insensibilidad a fotones.
- b) Claridad óptica. Mediciones precisas de las trazas requieren que las superficies sean altamente transparentes después del grabado.
- c) Composición y morfología uniforme. Regiones de diferente composición o arquitectura del polímero conduce a fluctuaciones en la rapidez de grabado químico.

Tabla III.2.- Sensibilidades relativas y composición química de varios detectores [1]

Detector	Composición Atómica	Ionización Mínima Por Ión
Inorgánicos:		
Olivino	$MgFeSiO_4$	100 MeV ^{56}Fe
Cuarzo	SiO_2	100 MeV ^{40}Ar
Mica Muscovita	$KAl_3Si_3O_{10}(OH)_2$	2 MeV ^{20}Ne
Tektita	$22SiO_2 : 2Al_2O_3 : FeO$	
Ambar	$C_2H_3O_2$	
Orgánicos:		
Allyl Diglycol(CR-39)	$C_{12}H_{18}O_7$	
A-Plicarbonato Bisphenol (lexano, makrofol)	$C_{16}H_{14}O_3$	0.3 MeV 4He
Polypropileno	CH_2	1 MeV 4He
Polymethylmethacralato (plexiglas)	$C_6H_8O_7$	3 MeV 4He
Acetatos de Celulosa	$C_{12}H_{18}O_7$	
Triacetato de Celulosa (Triafol-T)	$C_3H_4O_2$	
Nitrato de Celulosa (darcel)	$C_6H_8O_9N_2$	0.55 MeV 1H

- d) Dominio de rompimiento de cadenas sobre la formación de enlaces químicos entre ellas (cross link)^[13].
- e) Respuesta dependiente del tiempo y estabilidad de la traza latente a temperatura ambiente.

III.3 GEOMETRIA DE LAS TRAZAS.

La geometría de las trazas grabadas está relacionada, en el caso más simple, con dos procesos de ataque: disolución química a lo largo de la traza de la partícula a una rapidez lineal V_T y el ataque químico general sobre la superficie del detector a una rapidez V_B .

La figura II.1^[14] ilustra cómo este proceso crea un cono que tiene la traza original (latente) en su eje, el daño de la radiación es mayor en la vecindad de la trayectoria de la partícula y la rapidez de ataque tiene su mayor valor V_T . En este caso se tienen que hacer dos suposiciones:

- i) V_T es constante a lo largo de la traza.
- ii) V_B es constante e isotrópica.

Como el avance del extremo de la cavidad grabada mantiene su forma mientras se mueve hacia adelante a una rapidez V_T , el ángulo entre las paredes de la cavidad y la trayectoria de la partícula debe ser tal que la proyección de V_T en la dirección de la normal a las paredes sea V_B , de donde, el ángulo θ de la traza cónica está dado por:

$$\theta = \text{ang sen } \frac{V_B}{V_T} \quad (\text{III.4})$$

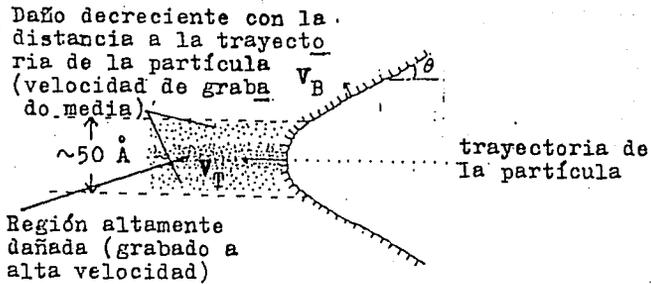


Figura III.1 Diagrama de la huella de daño y grabado de la traza en una escala submicroscópica [14].

Este ángulo puede ser considerado como un ángulo límite para obtener trazas revelables.

Se ha encontrado que V_T puede ser expresada como una función monótonamente creciente de la rapidez de pérdida de energía restringida de la partícula, REL.

Cuando la razón de las velocidades de grabado varía, la situación se complica, por lo cual es necesario introducir en el formalismo teórico el llamado estrato crítico removido h_c que se muestra en la figura III.2^[15] en la que se observa que h_c es una función del ángulo de incidencia y del alcance R_o de la partícula y puede ser obtenido resolviendo la ecuación:

$$V(R_o - X_c) \operatorname{sen} \theta - 1 = 0 \quad (\text{III.5})$$

para $X_c = \frac{h_c}{\operatorname{sen} \theta}$, en donde $V = V_T/V_B$ es de la forma

$$V = 1 + e^{-AR+B}$$

para MAKROFOL, CELLIT-T y NITRATO DE CELULOSA LR-115, y

$$V = 1 + AR^{-B}$$

para CR-39

siendo A y B parámetros de ajuste, y R el rango residual. Sustituyendo estas ecuaciones en (5) se tiene que:

$$h_c = \operatorname{sen} \theta \left(R_o \frac{-1}{A} \operatorname{Ln} \frac{\operatorname{sen} \theta}{1 - \operatorname{sen} \theta} - \frac{B}{A} \right)$$

y

$$h_c = \operatorname{sen} \theta \left(R_o - \left(\frac{A \operatorname{sen} \theta}{1 - \operatorname{sen} \theta} \right)^{1/B} \right)$$

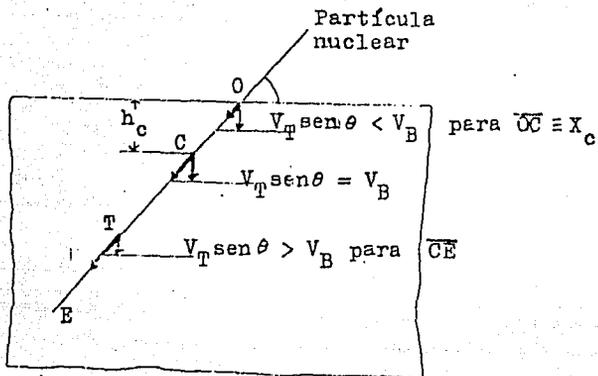


Figura III.2 Esquema del aumento de la rapidez de ataque en la traza (V_T) en comparación con la rapidez de ataque (V_B) a lo largo de la huella de daño de una partícula nuclear cargada [15].

Se tienen dos casos: $h_c = 0$ y $h_c \neq 0$; en el primero la formación de las trazas atacadas es inmediata en tanto que en el segundo es necesario grabarlas durante un tiempo suficientemente largo^[15].

La superficie del cono puede ser generada por la rotación de una línea recta, dada por la ecuación

$$Y = -x \tan \delta + L \tan \delta \quad (\text{III.6})$$

donde $\tan \delta = 1/(V^2 - 1)^{1/2}$ y $L = Vh$, alrededor del eje x del sistema de coordenadas mostrado en la figura III.3^[15]. La ecuación de la superficie cónica circular puede ser obtenida de la ecuación (6) reemplazando Y por $(Y^2 + Z^2)^{1/2}$, obteniéndose:

$$Z^2 + Y^2 - \frac{(x - hV)^2}{V^2 - 1} = 0 \quad (\text{III.7})$$

Esta ecuación describe la cinética del crecimiento de la traza en la llamada fase cónica de la formación de la cavidad.

Cuando se ha removido el estrato $h = R_o/V$ no hay ya un ataque preferencial a lo largo del eje de la traza, en esta etapa el extremo de la traza se vuelve esférico teniéndose una fase de transición en la cual la parte esférica crece gradualmente y disminuye la porción cónica, esta fase es descrita por la ecuación:

$$Z^2 + Y^2 + (x - R_o)^2 - h(R_o/V)^2 = 0 \quad (\text{III.8})$$

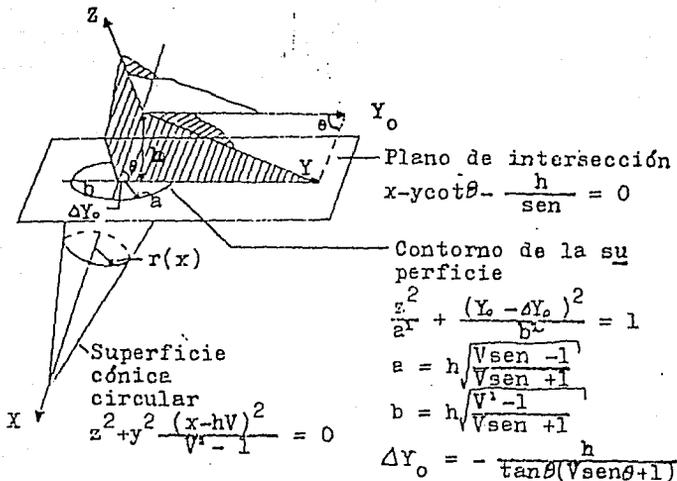


Figura III.3 Esquema que describe las cantidades de grabado en la fase cónica de la formación de la traza en sólidos isotrópicos a una velocidad de grabado V constante [15].

Finalmente, en la fase esférica de la formación de la cavidad de la traza se vuelve completamente esférica teniéndose que la superficie está dada por

$$x - y \cot \theta - h / \operatorname{sen} \theta = 0 \quad (\text{III.9})$$

para la cual la parte cónica ha sido completamente removida.

Con el conocimiento de los parámetros V , θ , y yR_o , y usando las ecuaciones (7), (8) y (9) se pueden predecir las variaciones de cualquier parámetro de la traza durante el proceso de grabado químico; el perfil de la traza está dado por la ecuación (6).

El contorno de la superficie de la traza puede ser obtenido mediante la solución de las ecuaciones que describen las paredes. Para la fase cónica se tiene que la solución es una elipse definida por:

$$\frac{Z^2}{a^2} + \frac{(Y_o - \Delta Y_o)^2}{b^2} = 1 \quad (\text{III.10})$$

donde a y b son los semiejes menor y mayor y ΔY_o es el desplazamiento del punto de intersección del eje de la traza cónica con respecto al centro geométrico de la elipse.

El contorno de la traza en la fase esférica es un círculo dado por:

$$Z^2 + (Y_o - \delta Y_o)^2 = (h - R_o/V)^2 - (h - R_o \operatorname{sen} \theta)^2 = r^2, \quad (\text{III.11})$$

donde $\delta Y_o = (h - R_o \text{ sen } \theta) = \tan \theta$.

Con las ecuaciones (10) y (11) de las fases elíptica y circular de la superficie de la traza, pueden determinarse las relaciones que describen la evolución de los ejes mayor y menor de la traza.

En el caso de cristales, el material es anisotrópico por lo que no es válida la hipótesis de que V_D es isotrópica. Para altos polímeros, las cadenas moleculares pueden estar preferencialmente orientadas produciéndose diferencias en la rapidez de grabado químico entre las direcciones a lo largo de la dirección preferencial y en la normal al alineamiento molecular.

Las trazas en materiales plásticos tienen forma de agujas, en tanto que en los vidrios inorgánicos predominan las trazas de sección circular u oval.

Para CR-39 se tiene que la rapidez de ataque en la traza V_T puede ser expresada como una función del parámetro de pérdida de energía restringida REL

$$(REL)_{w_o} = \frac{Z_{eff}^2}{\beta^2} f(\beta)_{w_o} ,$$

donde w_o es una constante cuyo mejor valor encontrado es $200eV$ y $\beta = \frac{v}{c}$ con v = velocidad de la partícula. La forma de la curva de respuesta V_T vs $(REL)_{200eV}$ para una temperatura de grabado de $70^\circ C$ en $NaOH$ al $6.25N$ se muestra en la figura III.4^[16].

III.4 TECNICAS DE REVELADO.

El daño producido por las partículas nucleares en los DTES permanece en estado latente hasta que se emplea un procedimiento que lo revela. La información obtenida depende del método de revelado.

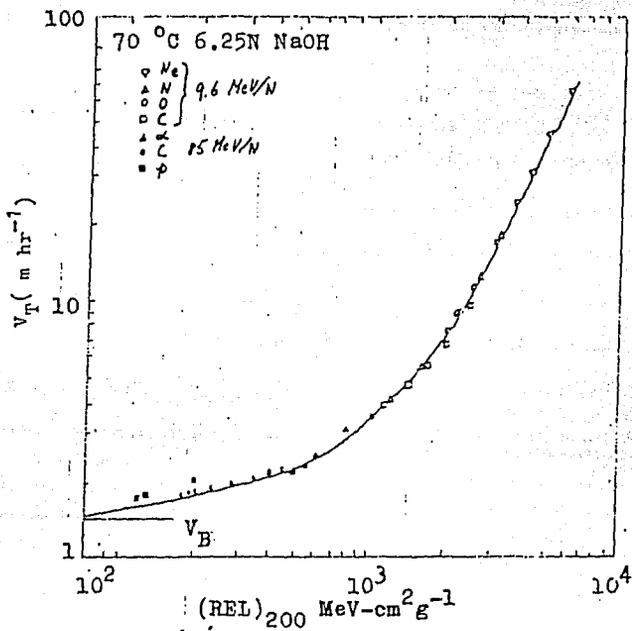


Figura III.4 Forma de la curva de respuesta del CR-39 en función de la pérdida de energía restringida. [16].

Las técnicas de revelado se pueden dividir en:

- i) Por transmisión.- Las trazas son observadas por medio de un microscopio electrónico. Consiste en difractar un haz de electrones con el detector, las trazas se observan como líneas oscuras amplificadas donde los planos del cristal están lo suficientemente inclinados como para dispersar los electrones fuera de la reflexión de Bragg. Este método está limitado a materiales cristalinos.
- ii) Por eliminación del material dañado.- Dentro de esta técnica se encuentran el grabado químico (*GQ*) y el grabado electroquímico (*GE*).

En 1958 A. Young^[17] descubrió que se forman cavidades microscópicas en la superficie de los sólidos que han sido irradiados con partículas pesadas y grabados con un atacante químico. En 1960 se mostró que las trazas se pueden hacer visibles en una gran variedad de materiales dieléctricos tales como minerales, vidrios inorgánicos naturales o artificiales y especialmente en polímeros orgánicos. En principio, cualquier agente químico que ataque a suficiente velocidad puede ser utilizado como grabador^[9,18]. El uso de diferentes grabadores conduce a diferencias en la rapidez de grabado pero no en la sensibilidad del detector. Los reactivos químicos usados más frecuentemente para revelar trazas en plásticos son: *NaOH*, *KMnO₄*, *H₂SO₄*, *HF* y *KOH*. En un material dado la velocidad de grabado depende de los siguientes parámetros: tipo y velocidad de la partícula cargada; composición química del atacante; temperatura; concentración y viscosidad del grabador y del tratamiento pre- y post-irradiación físico y químico del detector.

Una desventaja básica del *GQ* de las trazas es que únicamente las trazas de la superficie que son accesibles al grabador pueden ser hechas visibles. Para mediciones precisas de las trazas se requiere una gran reproducibilidad de las condiciones de grabado; en particular; cambios en la concentración del grabador debidos a evaporación deben ser minimizados.

La densidad de trazas obtenida depende de la temperatura de grabado y de las propiedades químicas de la solución.

El grabado electroquímico es obtenido cuando a los DTES se les aplica un campo eléctrico de corriente alterna a una frecuencia dada durante el grabado químico. El detector es colocado separando dos regiones. Una cámara que contiene el reactivo químico de un lado y agua con *NaCl* del otro, teniéndose en ambos lados un electrodo como se muestra en la figura III.5.

El grabado electroquímico tienen lugar en dos etapas consistiendo la primera en la formación de la cavidad de la traza y la segunda en la formación de un árbol, este proceso se muestra en la figura III.6^[19].

Una traza es agrandada mediante el GE, tomando forma de árbol, únicamente si la componente perpendicular a la superficie de la velocidad de grabado a lo largo de la traza V_T es mayor que la velocidad de grabado a lo largo de la superficie V_B , que es la misma condición que la requerida para grabar las trazas químicamente ^[20].

Es recomendable grabar químicamente el detector antes de aplicar el GE ya que la densidad de fondo disminuye puesto que al hacerlo se remueven los defectos del material como se muestra en la figura III.7; además, la superposición de trazas es mínima^[20-22].

iii) Por sustitución.- Consiste en la reducción y precipitación de átomos en un sólido transparente, preferentemente a lo largo de las regiones dañadas dando lugar a trazas opacas^[23].

III.5 SISTEMAS Y TECNICAS DE CONTEO.

La información básica necesaria para muchos de los estudios por trazas consiste en mediciones de la densidad de trazas; algunas veces es necesario contar trazas con ciertas

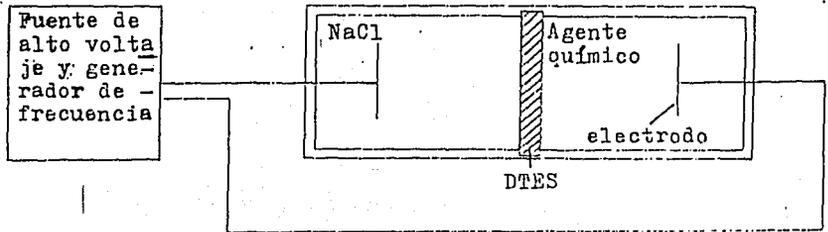
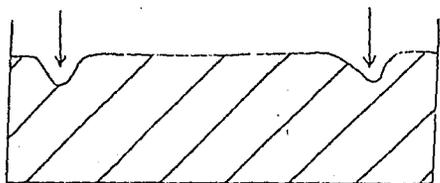
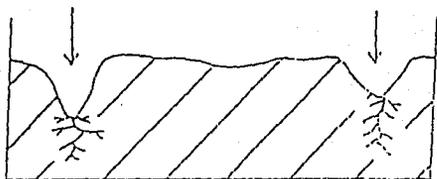


Figura III.5 Diagrama del dispositivo de grabado electroquímico.



Etapa 1. Formación de la traza.



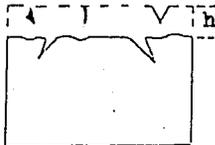
Etapa 2. Formación del árbol.

Figura III.6 Mecanismos básicos para el grabado electroquímico [19].

Defectos de la superficie



Sin grabado químico.



Con grabado químico.

Figura III.7 Formación de la cavidad de la traza y del árbol para detectores con y sin grabado químico [22].

características distintas. El método más directo para contarlas es utilizando un microscopio óptico con una rejilla calibrada contándose el número de trazas en una serie de campos de observación.

En la tabla III.3 se describen varios procedimientos de conteo de trazas.

El método por chispas es aplicable a detectores delgados, después de grabado el detector es colocado en un electrodo plano y cubierto con una hoja aluminizada que hace contacto con otro electrodo conectado a tierra. Un voltaje positivo causa chispas a través de las perforaciones en el detector que evaporan el aluminio de la hoja aluminizada obteniéndose una réplica visible de cada traza en ella; se pueden hacer varias réplicas de cada detector^[19].

El contador de bacterias consiste de una cámara de T.V. con una plataforma que puede ser iluminada desde arriba o desde abajo para contar las trazas; se puede obtener un aumento adicional usando una cámara de T.V. auxiliar con un microscopio, el campo visual es proyectado en un monitor de T.V., la forma y el tamaño del área contada puede ser seleccionada; se tiene un marcador que permite determinar el área del campo cubierta por trazas, también es posible contar el número de trazas con estos resultados se puede determinar el diámetro promedio de las trazas en un campo dado^[24].

En el presente trabajo se utilizaron un microscopio óptico y/o un lector de microfichas como método de conteo ya que son métodos directos y confiables de lectura de los detectores.

Tabla III.3.- Métodos de exploración para conteo de trazas^[1].

Técnica	Velocidad de Exploración cm^2/min	Densidad de Trazas cm^{-2}	Comentarios
Exploración óptica	0.15		Discriminación por altura de pulsos. Selección de Señal Característica.
Exploración óptica (con enfoque automático)	0.002	10^3 a 10^5	Aplicable a policarbonatos.
Conteo por chispas en C.D. con escalador	10	0 a 3000	El voltaje genera defectos.
Conteo por chispa en C.A.	100 a 200		Evita muchos defectos.
Dispersión de luz		10^4 a 10^6	
Transmisión de luz por DTES. Plástico opaco		4×10^4 a 3×10^6	Luz ultravioleta a través de Mylar.
Detector de barrera superficial + DTES		4×10^2 a 10^5	Registra partículas alfa a través de las trazas de DTES.
Conductividad eléctrica a través del DTES		1 a 10^{11}	
Contador de bacterias			Se puede seleccionar la zona y la forma del área contada.

- [¹]Fleischer, R.L., Price, P.B., Walker, R.M.
Nuclear Tracks in Solids.
University of California Press, Berkeley (1975).
- [²]Kobetich, E.J., Katz, R.
Phys. Rev. 170, (1968) 391.
- [³]Katz, R., Kobetich, E.J.
Phys. Rev. 170, (1968) 401.
- [⁴]Benton, E.V., Henke, R.P.
Nucl. Instr. Meth. 67, (1969) 87.
- [⁵]Benton, E.V., Nix, D.
Nucl. Instr. Meth. 67, (1969) 343.
- [⁶]Almási, G., Somogyi, G.
Atomki Közlemények 23, (1981) 99.
- [⁷]Fleischer, R.L., et. al.
J. Appl. Phys. 36, (1965) 3645.
- [⁸]Ahlen, S.R., Price, P.B., Tarlé, G.
Phys. Today, Sept., (1981).
- [⁹]Becker, K.
Solid State Dosimetry.
CRC Press, Cleveland, (1973).
- [¹⁰]Lecerf, M., Peter, J.
Nucl. Instr. Meth. 104, (1972) 189.
- [¹¹]Khan, H.A., Durrani, S.A.
Nucl. Instr. Meth. 98, (1972) 229.
- [¹²]Belayaev, A.D., et. al.
Nucl. Tracks 4, (1980) 49.

- [13] Wilson, J.E.
Radiation Chemistry of Monomers, Polymers and Plastics.
Marcel Dekker, Inc., N.Y., (1974).
- [14] Henke, R.P., Benton, E.V.
Nucl. Instr. Meth. 97, (1971) 483.
- [15] Somogyi, G.
Nucl. Instr. Meth. 173, (1980) 21.
- [16] Henshaw, D.L., et. al.
Nucl. Instr. Meth. 180, (1981) 65.
- [17] Young, A.
Nature 182, (1958) 375.
- [18] Price, P.B., Walker, R.M.
J. Appl. Phys. 33, (1962) 3407.
- [19] Tomasino, L.
Nucl. Instr. Meth. 173, (1980) 73.
- [20] Tomasino, L., Zapparoli, G., Griffith, R.V.
Nucl. Tracks 4, (1980) 191.
- [21] Tomasino, L., Zapparoli, G., Griffith, R.V., Mattei, A.
Nucl. Tracks 4, (1980) 197.
- [22] Espinosa, G., Golzarri, J.I., Tomasino, L., Raponi, F.
Proc. 11th Int. Conf. on SSNTD'S.
Bristol (1981).
- [23] Fleischer, R.L., et. al.
Phys. Rev. A. 133, (1964) 1443.
- [24] Espinosa, G., Griffith, R.V.
Eighth DOE Workshop on Personnel Neutron
Dosimetry, June 18-19, 88, (1981).

CAPITULO IV

ESTUDIO EXPERIMENTAL

En este capítulo se describen el proceso experimental y los criterios bajo los cuales es posible establecer algunos de los parámetros que caracterizan la interacción de iones ligeros (protones en este caso) en el polímero CR-39, así como la producción de éstos (protones) en el Foco de Plasma Denso.

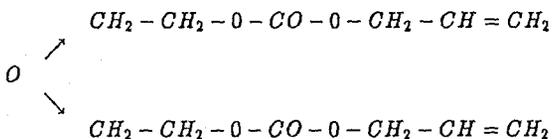
Al ser irradiados los detectores se forman zonas de daño, las cuales son trazas latentes que es posible revelar utilizando un reactivo químico (grabado químico), como se explicó en el capítulo anterior. Debido a un ataque preferencial es posible agrandar las trazas hasta que crecen a dimensiones visibles con un microscopio óptico.

Asimismo, se dan las características del detector y el sistema de instrumentación utilizado.

IV.1 DETECTOR.

Como detector se utilizó un polímero conocido comercialmente como CR-39, carbonato allyl diglycol, fabricado por Pershore Mouldings Ltd., Pershore, Inglaterra; cuya composición es $C_{12}H_{18}O_7$.

El CR-39 es polimerizado con la siguiente estructura, de un monómero líquido:



La presencia de dos grupos allyl en el monómero permite que la polimerización ocurra en una red de enlaces químicos obteniéndose un plástico térmico.

Sus características principales son:

- 1) Gran claridad. Su índice de refracción a $20^\circ C$ es 1.504 el cual es un poco menor que el del vidrio (1.52).
- 2) Estabilidad de sus propiedades ópticas.
- 3) Transmisión de la luz de un 89-92%.
- 4) Gran resistencia a altas temperaturas.
- 5) Resistencia a la radiación gamma (no alteración en color).
- 6) Al ser sujeto a radiación no hay formación de enlaces químicos entre las cadenas (cross link), sino que el daño causado es debido a degradación del peso molecular^[1,2].
- 7) Los hidróxidos alcaloides son agentes convenientes para grabarlo.

- 8) Es muy sensible a partículas cargadas.
- 9) Su uniformidad e isotropía de respuesta ha demostrado que es posible una buena discriminación de energía en las trazas de protones y partículas alfa^[3,4,6].
- 10) Bajo umbral de detección. Se ha encontrado que es de $(Z/\beta) = 9$ en tanto que el del nitrato de celulosa es de $(Z/\beta) = 30$ y el del lexano es de $(Z/\beta) = 60$ a 65 ^[6], donde $\beta = v/c$.
- 11) Es más sensible a la exposición de radiación que otros detectores poliméricos^[7].
- 12) Tiene una alta compatibilidad con las condiciones de alto vacío.

Se tiene que a todas las temperaturas de grabado estudiadas ($25^{\circ}C$ a $95^{\circ}C$) el CR-39 tiene una sensibilidad mucho mayor que la del lexano y que ésta aumenta con la temperatura de grabado^[1]. Así el CR-39 cumple con las características de un buen detector. Los detectores utilizados fueron cortados de hojas de $25 \times 20.5\text{cm}^2$ con un espesor de $500\mu\text{m}$ y marcados con un número determinado, que se asocia con el número de descargas a que fue sometido, el voltaje y presión de dichas descargas, y las condiciones de grabado sobre la superficie irradiada.

IV.2 IRRADIACION.

El arreglo experimental para la detección de los iones generados en el FPD-FN es mostrado en la figura IV.1. Un detector de $4 \times 4\text{cm} \times 500\mu\text{m}$ fue colocado a 80cm del extremo del ánodo con la superficie perpendicular al eje del cañón (eje z). El aparato FPD-FN fue operado a 54kV , 6.6kJ y una presión del gas (hidrógeno) de llenado en el intervalo de 1 a 2.5 torr.

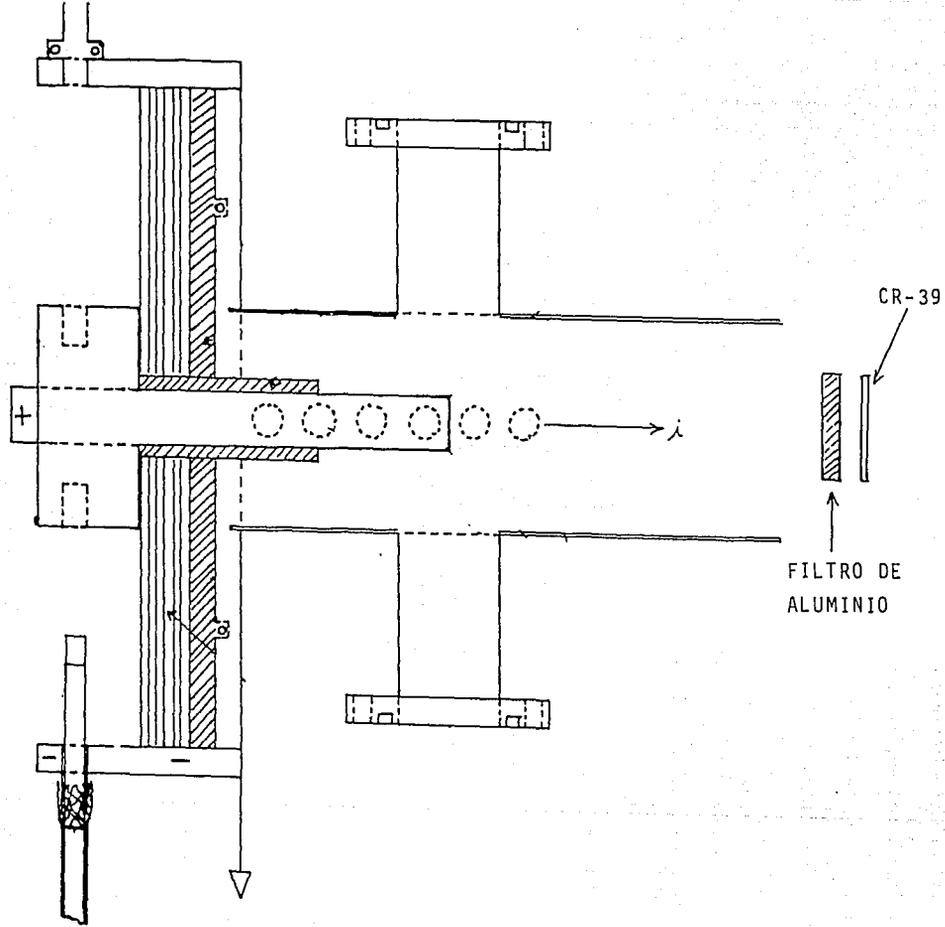


FIGURA IV.1.-ESQUEMA DE LA POSICION DE LOS DETECTORES CR-39

IV.3 GRABADO.

Los detectores (CR-39) se grabaron químicamente para hacer visible el daño, mediante una solución de hidróxido de potasio (KOH) que degrada químicamente las moléculas, rompiendo las ligaduras únicamente en la interfase líquido-sólido^[1].

El ataque químico se realizó en este caso con una solución de KOH, en solución de 6.25N, a una temperatura de $T = 70^{\circ}C$ durante 16 horas. Todos los detectores fueron grabados por inmersión durante el mismo tiempo, a la misma temperatura y posteriormente lavados para desactivar la acción del agente grabador, así como secados para su ulterior observación al microscopio. Para distinguir el fondo o ruido de las trazas debido a efectos espurios, un detector de CR-39 virgen fue siempre atacado junto con los irradiados.

IV.4 SISTEMA DE MEDICIONES.

El método que se empleó para evaluar las trazas fue el de observación a través de un microscopio óptico marca Carl Zeiss usando un objetivo x100 y un ocular x10, también Zeiss. El microscopio cuenta con una placa móvil con escala vertical y horizontal que permiten mover la muestra (detector) en ambos sentidos. Aunque las mediciones y recuento por este método es tedioso comparado con otros, es el método más adecuado para mediciones de calibración y referencia.

Los diámetros se midieron mediante un ocular que tiene integrado un diafragma con escala, la cual se calibró mediante una retícula graduada calibrada en μm . La profundidad fue medida mediante el enfoque de la parte superior del cono primero, y después de la parte interior inferior de éste; esto se hizo mediante el tornillo micrométrico de enfoque del microscopio.

También se contó con un lector de microfichas marca Datagraphix Inc., modelo Datamate

100 con un aumento de 17x al cual se le colocó en la pantalla una mica cuadrículada para facilitar el conteo.

El material comprendido en este capítulo abarca los procedimientos experimentales que se desarrollaron para el estudio de la detección de los iones (protones), así como la cuantificación de su energía, mediante el detector CR-39.

En el siguiente capítulo se darán los resultados experimentales obtenidos al seguir el procedimiento aquí descrito para cada uno de los detectores utilizados.

REFERENCIAS

- [¹]Cartwright, B.G., Shirk, E.K., Price, P.B.
Nucl. Instr. Meth. 153, (1978) 457.
- [²]Durrani, S.A., Al-Najjar, S.A.R.
Nucl. Instr. Meth. 173 (1980) 97.
- [³]Benton, E.V., et. al.
Proc. 10th. Int. Conf. on SSNTD's Lyon (1979).
- [⁴]Mühling, E., Schumacher, U., paretzke, H.G.
Nucl. Tracks, Vol. 9, No. 2 (1984) 113.
- [⁵]Hameed A. Khan, et. al.
Nucl. Tracks, Vol. 7, No. 3 (1983) 129.
- [⁶]Raq, Y.V., et. al.
Nucl. Instr. Meth. 180 (1981) 153.
- [⁷]Somogyi, G.
Proc. 11th. Int. Conf. on SSNTD's, Bristol (1981).

CAPITULO V

RESULTADOS Y DISCUSION

En este capítulo se exponen y discuten los resultados obtenidos por medio del procedimiento experimental descrito en el capítulo anterior.

Como primer paso, una vez que se seleccionó el detector a utilizar, en este caso el detector de estado sólido por trazas CR-39, por las razones expuestas en la sección IV.2, se determinó la posibilidad de detectar los iones generados en el Foco de Plasma Denso FN mediante dichos detectores (CR-39) por trazas. Una vez establecido lo anterior se procedió a determinar la energía de los iones mediante el análisis de los diámetros y las profundidades de las trazas grabadas. Todo esto se hizo comparando con curvas calibradas obtenidas en otros laboratorios^[1,2,3]. Posteriormente se analizaron los valores obtenidos para las energías de los protones y se establecieron los valores reales de éstas. Finalmente se discuten los resultados descritos.

V.1 DETECCION DE LOS IONES.

Las ventajas de los detectores empleados en este trabajo son muchas, como ya se mencionó en la sección IV.2. Una ventaja es la claridad absoluta y pureza de las hojas, lo cual permite una mejor evaluación, particularmente para tiempos de ataque $t_{Aq} \geq 8$ hrs. Su eficiencia de detección para protones es cercana al 100%^[2,3]. Por lo tanto son particularmente adecuados para mediciones en experimentos de fusión pulsados; tales como Z-pinch, focos de plasma, confinamiento inercial, etc.

Entonces, primero se comprobó si efectivamente se producían iones energéticos en nuestro aparato, por lo cual se colocó una muestra ($4 \times 4\text{cm} \times 500\mu\text{m}$) de CR-39 simple, frente al electrodo central (ánodo) perpendicularmente a su eje, a una distancia de 80cm. Se operó el aparato bajo condiciones de presión de 1.0 a 2.5 torr de gas de llenado (hidrógeno) y un voltaje de $54 \pm 1\text{kV}$. Después de 10 descargas, se grabó químicamente el detector (KOH , 6N, 70°C , 16h), y al ser observado al microscopio se encontró que efectivamente se tenía una gran cantidad de trazas, pero tan grande en número que se amontonaban e impedían el contarlas y hacer un análisis de sus formas, como se muestra en la figura V.1. Se expusieron varios detectores bajo las mismas condiciones de arreglo, pero a diferentes presiones de llenado, encontrándose las mismas características descritas.

Se procedió a colocar una hoja de aluminio (con espesor de $750\mu\text{m}$) como filtro, lo cual se muestra en la figura V.2, que permitiera eliminar las partículas de menor energía llevadas al detector por la expansión del plasma, y así analizar únicamente los iones acelerados en la evolución del foco; observándose diferentes tipos de trazas con diferente estructura (diámetro, profundidad, inclinación, etc.). Un ejemplo de ello se muestra en la figura V.3.

En estos casos, las condiciones de voltaje ($54 \pm 1\text{kV}$) y presión del gas de llenado (H_2 , 1.0torr) del aparato FPD-FN se mantuvieron constantes en cada disparo en varios arreglos, todo ello con el fin de ver la reproducibilidad del fenómeno, observándose que efectiva-

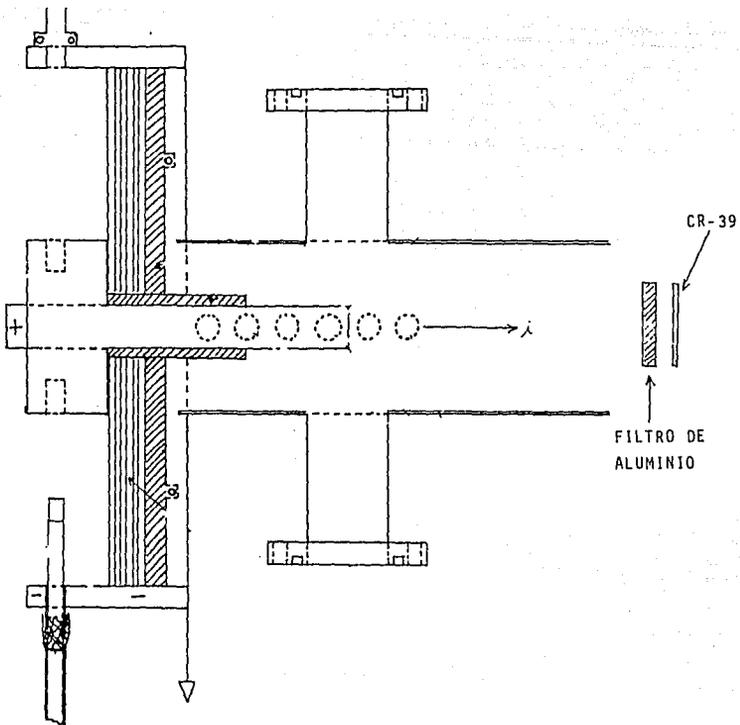


FIGURA V.2.-ESQUEMA DE LA POSICION DE LOS DETECTORES CR-39



FIGURA V.3.- FOTOGRAFIA DE LAS TRAZAS EN EL DETECTOR CR-39
DESPUES DE COLOCAR EL FILTRO DE ALUMINIO.

mente el número y características de las trazas se reproducían más o menos en cada arreglo de detectores. En cada caso se grabó un detector no expuesto a la descarga como control para tomar en cuenta la radiación de fondo que pudiera afectar al plástico.

V.II DETERMINACION DE TRAZAS ESPURIAS.

Es necesario establecer la cantidad de trazas que no son debidas a las partículas cargadas (protones o iones) emitidas o generadas por el Foco de Plasma FN, dichas trazas pueden ser causadas por los siguientes motivos:

i) Radiación ambiental.- Los detectores son expuestos a radiación durante su transporte al laboratorio o en su almacenamiento y manejo dentro del mismo.

ii) Impurezas del material.- En la elaboración, corte y grabado de los detectores se producen tensiones que pueden romper las cadenas del polímero formándose trazas.

Para determinar las trazas espurias se colocó (como ya mencionamos) un detector sin irradiar en cada uno de los baños de grabado de los diferentes paquetes (arreglos), encontrándose un número pequeño de trazas, 5 ± 1 por cm^2 , que se ignoraron del encontrado en los detectores irradiados. Los diámetros y profundidades de estas trazas son muy variados y pequeños, de tal modo que no se pueden comparar con los de las trazas producidas por la descarga.

V.III DEPENDENCIA DE LA ENERGIA DE LOS IONES (PROTONES) CON EL DIAMETRO DE LA TRAZA.

Después de grabar químicamente los detectores se observan trazas de diferentes diámetros, los cuales se miden, conforme a lo mencionado en la sección IV.4 y cuyos resultados se

muestran en las tablas V.1, V.2 y V.3. Con ello se hizo, para cada uno de los detectores, un histograma, los cuales se muestran en las figuras V.4, V.5 y V.6. Estos indican la frecuencia de ocurrencia contra el diámetro de las trazas, encontrándose que hay una distribución característica. En base a esto se tiene, en principio, que llegan al detector partículas con energías dentro de un intervalo determinado. Ahora para saber a qué energía corresponde cada uno de los diámetros medidos se utiliza la curva de referencia mostrada en la figura V.7^[1], obtenida por Khan, H.A. et. al., usando un acelerador de partículas (protones) a energías determinadas; ésta muestra la relación entre el diámetro de la traza y la energía de los protones. Las condiciones de grabado químico aplicadas en el caso de dicha curva, que se utiliza para calibración son: $NaOH$, $6N$ a $70 \pm 1^\circ C$ durante tres tiempos de grabado, con detectores CR-39, utilizando en este trabajo el referente a $t_{Ag} = 16h$.

En base a esta curva se asocian valores de la energía a los diferentes diámetros obtenidos en las mediciones hechas en los detectores. Hay que hacer notar que se tienen trazas cuyos diámetros son significativamente mayores a los de la curva de referencia, por lo que se supone que son generadas por otro tipo de iones, como: oxígeno, nitrógeno, carbón, etc., que aparecen como impurezas en la descarga.

De la curva de referencia se aprecia que para un diámetro medido, dada su incertidumbre, se asocia un intervalo de energía. Dichos intervalos se muestran en la última columna de las tablas V.1, V.2 y V.3. Como, dado un diámetro, existen dos posibles energías a las cuales pueden corresponder las trazas, fue necesario realizar una verificación independiente. Para ello se hizo uso de un sistema (calibrado) compuesto de un detector de barrera superficial, preamplificador y multicanal, con el cual se midió la energía de algunas de las partículas aceleradas por el foco, filtradas por una lámina de aluminio ($500\mu m$ de espesor). Es claro que éste no es un sistema adecuado para analizarlas, ya que la duración del pulso de partículas es menor o del orden del tiempo de recuperación del detector, por lo que en cada descarga se detectan cuanto mucho dos partículas. Sin embargo, permite conocer después de varias (10)

Tabla V.1

Número de Trazas	Diámetro (μm)	Energía (MeV)
5	10 ± 2.5	$3.3 + 2.1$ -1.1
48	15 ± 2.5	1.7 ± 0.5
221	20 ± 2.5	$0.35 + 0.85$ $0.8 + 0.4$
107	25 ± 2.5	
3	30 ± 2.5	

Detector CR-39 FN10 IV
 Presión 1 torr de H_2
 Voltaje Operación 54kV

Valores de los diámetros y número de las trazas obtenidos con el detector CR-39 FN10-IV a un voltaje de operación de 54kV y una presión de H_2 de 1 torr; así como los intervalos de energías asociados (correspondientes) a dichos diámetros de acuerdo con la curva de referencia, figura V.7^[1].

Tabla V.2

Número de Trazas	Diámetro (μm)	Energía (MeV)
48	5 ± 2.5	5.4
77	10 ± 2.5	$3.3 + 2.1$ $- 1.1$
153	15 ± 2.5	1.7 ± 0.5
90	20 ± 2.5	$0.35 + 0.85$ $0.8 + 0.4$
39	25 ± 2.5	
27	30 ± 2.5	

Detector CR-39 FN9 IV
 Presión 1.5 torr de H_2
 Voltaje Op. 54kV.

Valores de los diámetros y número de trazas obtenidos con el detector CR-39 FN9-IV a un voltaje de operación de 54kV y una presión de H_2 de 1.5 torr, así como los intervalos de energías asociados a dichos diámetros de acuerdo con la curva de referencia, figura V.7^[1].

Tabla V.3

Número de Trazas	Diámetro (μm)	Energía (MeV)
31	5 ± 2.5	5.4
93	10 ± 2.5	$3.3 + 2.1$ $- 1.1$
125	15 ± 2.5	1.7 ± 0.5
169	20 ± 2.5	$0.35 + 0.85$ $0.8 + 0.4$
87	25 ± 2.5	
49	30 ± 2.5	

Detector CR-39 FN12 IV

Presión 2.5 torr de H_2

Voltaje Op. 54kV.

Valores de los diámetros y número de las trazas obtenidos con el detector CR-39 FN12-IV a un voltaje de operación de 54kV y una presión de H_2 de 2.5 torr, así como los intervalos de energías asociados a dichos diámetros de acuerdo con la curva de referencia, figura V.7^[1].

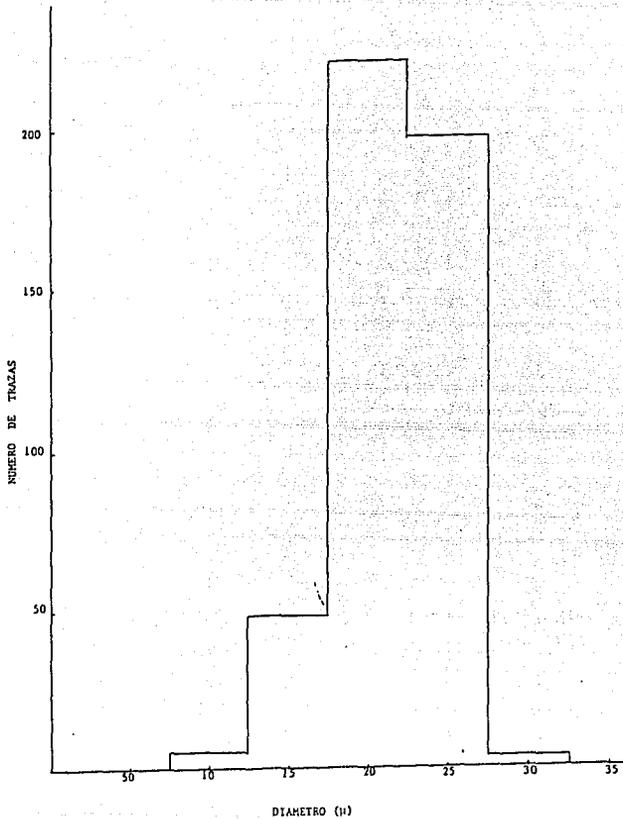


FIGURA V.4.-HISTOGRAMA DE LOS DIAMETROS DE LAS TRAZAS PARA EL DETECTOR CR-39 FN10 A UNA PRESIÓN DE 1.0 torr DE H₂ Y VOLTAJE DE OPERACION DE 54kV

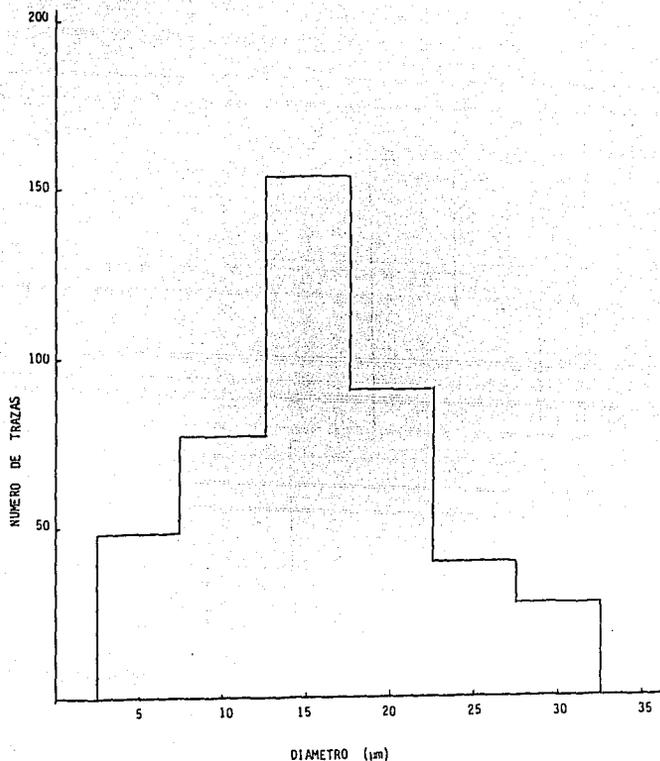


FIGURA V.5.-HISTOGRAMA DE LOS DIAMETROS DE LAS TRAZAS PARA EL DETECTOR CR-39 FN9 A UNA PRESION DE 1.5 torr DE H_2 Y VOLTAJE DE OPERACION DE 54kv

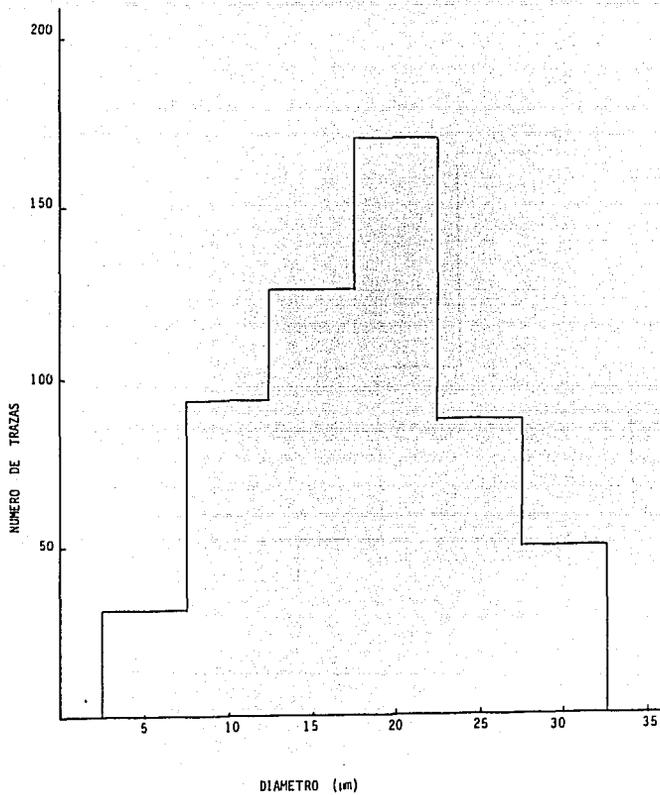


FIGURA V.6.-HISTOGRAMA DE LOS DIAMETROS DE LAS TRAZAS PARA EL DETECTOR CR-39 FN12 A UNA PRESION DE 2.5 torr DE H_2 Y VOLTAJE DE OPERACION DE 54kV

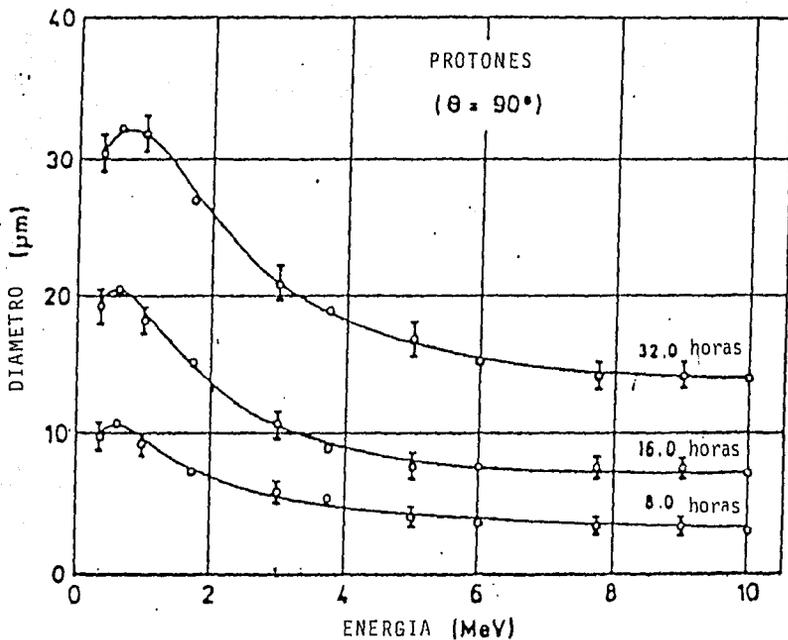


FIGURA V.7.-VARIACION DEL DIAMETRO DE LAS TRAZAS COMO FUNCION DE LA ENERGIA DEL PROTON. LA EXPOSICION FUE A 90° CON RESPECTO A LA SUPERFICIE DEL DETECTOR. FUERON ATACADOS EN NaOH 6N A $70 \pm 1^\circ\text{C}$ (1)

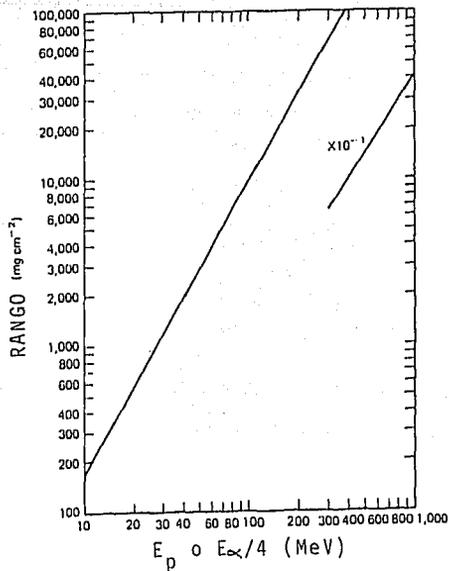
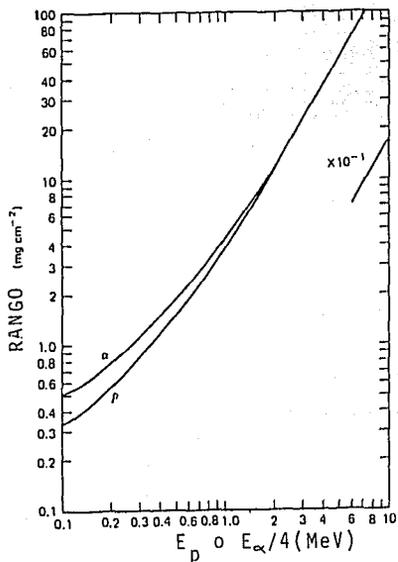


FIGURA V.8.-RELACION RANGO-ENERGIA PARA PROTONES Y NUCLEOS DE HELIO EN ALUMINIO (Data taken from University of California Radiation Laboratory Report #2426 Rev 1966).

descargas el posible intervalo de energía de los protones, discriminando posiblemente así la forma como deben analizarse los diámetros en la curva de referencia.

De este procedimiento se obtuvo un espectro de energías, para dos de las tres presiones (1.0 y 1.5 torr) de interés, todo ello bajo un arreglo de filtraje semejante al empleado para los detectores CR-39, observándose que las energías obtenidas a partir de la curva de referencia y las obtenidas mediante el sistema descrito, concuerdan en los intervalos de energías mencionados en las tablas V.1 y V.2 para ambas presiones.

Ahora bien debido al filtro de aluminio que se tiene al frente del arreglo de los detectores, es necesario calcular el valor real de la energía de las partículas (protones) que llegan al detector. Para ello se necesita calcular la energía mínima que deben tener las partículas para atravesar dicho filtro de aluminio, por lo cual se calcula el rango $[mg/cm^2]$ del filtro para este espesor ($750\mu m$), obteniéndose:

$$\begin{aligned} R &= h\rho = (0.075cm) (2.7g/cm^3) \\ &= 0.2052g/cm^2 \\ R &= 205.2mg/cm^2 \end{aligned}$$

donde h es el espesor del filtro, ρ la densidad del aluminio. De la gráfica de rango vs energía de los protones en aluminio, figura V.8^[7], se encuentra que la energía mínima de éstos es de $E=11$ Mev. Así la energía real de las partículas (protones) que producen las trazas medidas, son dadas en la tabla V.4 que corresponde a las tres distintas presiones analizadas.

Tabla V.4 Intervalos de energía reales asociados a los diámetros de las trazas medidos para los detectores (FN-10, FN9 y FN12) que corresponden a las tres presiones (1.0, 1.5 y 2.5 torr) analizadas.

Detector FN10, presión 1.0 torr.

D μm	Ec (Mev)	Er (Mev)
10 ± 2.5	$3.3 + 2.1$ -1.1	$14.3 + 2.1$ -1.1
15 ± 2.5	1.7 ± 0.5	12.7 ± 0.5
20 ± 2.5	$0.35 + 0.85$ $0.8 + 0.4$	$11.35 + 0.85$ $11.8 + 0.4$

Detector CR-39 FN9, presión 1.5 torr.

5 ± 2.5	5.4	16.4
10 ± 2.5	$3.3 + 2.1$	$14.3 + 2.1 - 1.1$
15 ± 2.5	$1.7 - 1.1 \pm 0.5$	12.7 ± 0.5
20 ± 2.5	$0.35 + 0.85$ $0.8 + 0.4$	$11.35 + 0.85$ $11.8 + 0.4$

Detector CR-39 FN12, presión 2.5 torr.

5 ± 2.5	5.4	16.4
10 ± 2.5	$3.3 + 2.1 - 1.1$	$14.3 + 2.1 - 1.1$
15 ± 2.5	1.7 ± 0.5	12.7 ± 0.5
20 ± 2.5	$0.35 + 0.85$ $0.4 + 0.4$	$11.35 + 0.85$ $11.8 + 0.4$

V.4 ESTUDIO DE LA PROFUNDIDAD DE LAS TRAZAS PRODUCIDAS POR LOS IONES (PROTONES).

Otro parámetro por el cual es posible conocer la energía de los iones (protones), generados en el foco de plasma FN, al incidir sobre el detector CR-39 y producir trazas, después de ser grabados químicamente, es la profundidad de las mismas. Las mediciones de la profundidad h de las trazas se realizó conforme a lo mencionado en la sección IV.4 y los resultados se dan en las tablas V.5, V.6 y V.7. Con estos valores se hizo, para cada uno de los detectores, un histograma, los cuales se muestran en las figuras V.9, V.10 y V.11, que nos indican la frecuencia de ocurrencia contra la profundidad de las trazas. Se encontró que hay una distribución característica para dos de las tres presiones (1.0 y 1.5 torr) empleadas, donde ambas están centradas alrededor del valor $h = 1.75\mu m$.

Ahora es conveniente establecer la relación entre diámetros y profundidades medidas. Los valores promedio de las profundidades asociados con los valores de los diámetros se muestran en las tablas V.8, V.9 y V.10. Aquí también se encuentran trazas cuya profundidad h está asociada con diámetros, cuyo origen corresponde supuestamente a otro tipo de iones, siendo ésto congruente con la suposición de que se tienen otros tipos de iones en la descarga, además de protones. A partir de esta asociación se hace la gráfica de la figura V.12 que muestra la relación entre profundidad de las trazas contra el diámetro de las mismas para las tres presiones (1.0, 1.5 y 2.5 torr) analizadas.

De la asociación profundidad-diámetro de la traza y de la relación diámetro-energía, es posible establecer la relación del cociente de el diámetro entre la profundidad (promedio) contra la energía asociada a dicho diámetro de la traza. Para las tres presiones (1.0, 1.5 y 2.5 torr) estudiadas los valores obtenidos de este cociente se muestran en la tercera columna de las tablas V.8, V.9 y V.10 respectivamente. Las gráficas de las figuras V.13, V.14 y V.15 muestran la relación antes descrita.

Tabla V.5

Número de Trazas (474)	Profundidad (μm)
1	1 ± 0.25
9	1.25 ± 0.25
109	1.5 ± 0.25
230	1.75 ± 0.25
108	2.0 ± 0.25
1	2.25 ± 0.25
2	2.5 ± 0.25

Valores de las profundidades y número de las trazas medidos con el detector CR-39 FN10-IV a un voltaje de operación de 54kV y una presión del gas de llenado (H_2) de 1.0 torr.

Tabla V.6

Número de Trazas (434)	Profundidad (μm)
35	1.0 ± 0.25
36	1.25 ± 0.25
81	1.5 ± 0.25
120	1.75 ± 0.25
93	2.0 ± 0.25
29	2.25 ± 0.25
37	2.5 ± 0.25
3	3.0 ± 0.25

Valores de las profundidades y número de las trazas medidos con el detector CR-39 FN9-IV a un voltaje de operación de 54kV y una presión del gas de llenado (H_2) de 1.5 torr.

Tabla V.7

Número de Trazas (554)	Profundidad (μm)
2	1.25 ± 0.25
95	1.5 ± 0.25
85	1.75 ± 0.25
132	2.0 ± 0.25
50	2.25 ± 0.25
165	2.5 ± 0.25
15	2.75 ± 0.25
10	3.0 ± 0.25

Valores de las profundidades y número de las trazas medidos con el detector CR-39 FN12-IV a un voltaje de operación de 54kV y una presión del gas de llenado (H_2) de 2.5 torr.

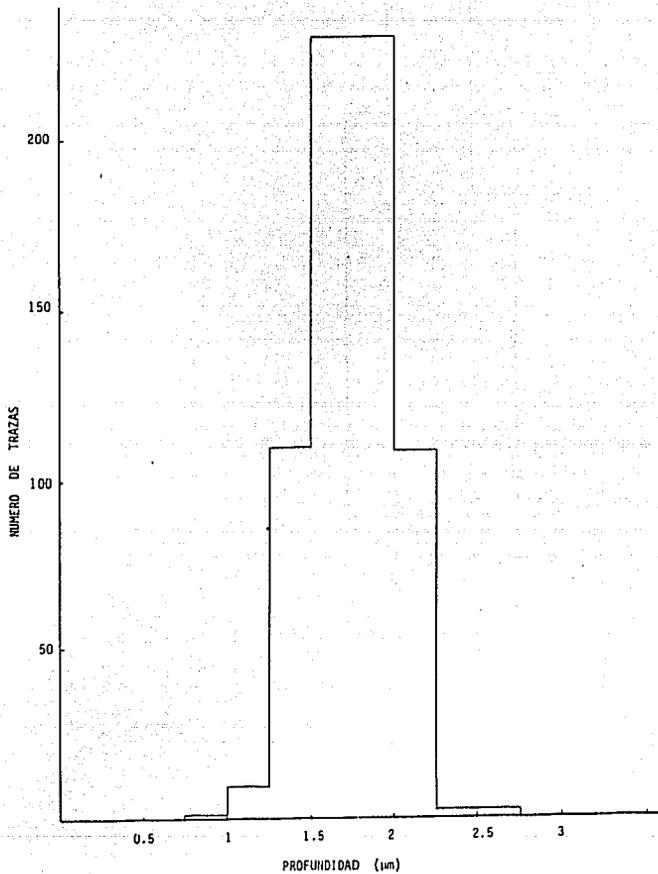


FIGURA V.9.-HISTOGRAMA DE LAS PROFUNDIDADES DE LAS TRAZAS PARA EL DETECTOR CR-39 FN10 A UNA PRESION DE 1.0 torr DE H₂ Y VOLTAJE DE OPERACION DE 54kV

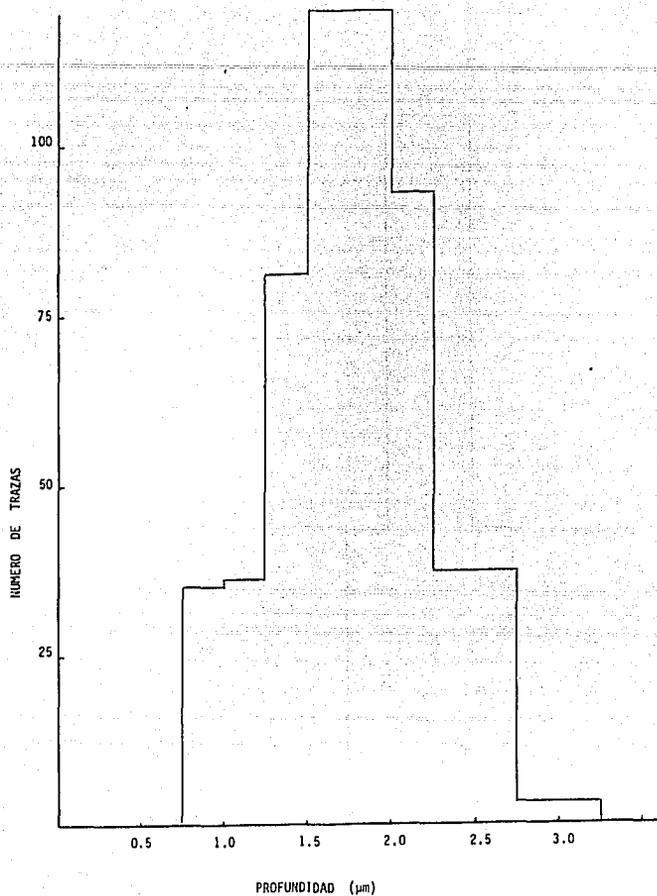


FIGURA V.10.-HISTOGRAMA DE LAS PROFUNDIDADES DE LAS TRAZAS PARA EL DETECTOR CR-39 FN9 A UNA PRESION DE 1.5 torr DE H₂ Y VOLTAJE DE OPERACION DE 54kV

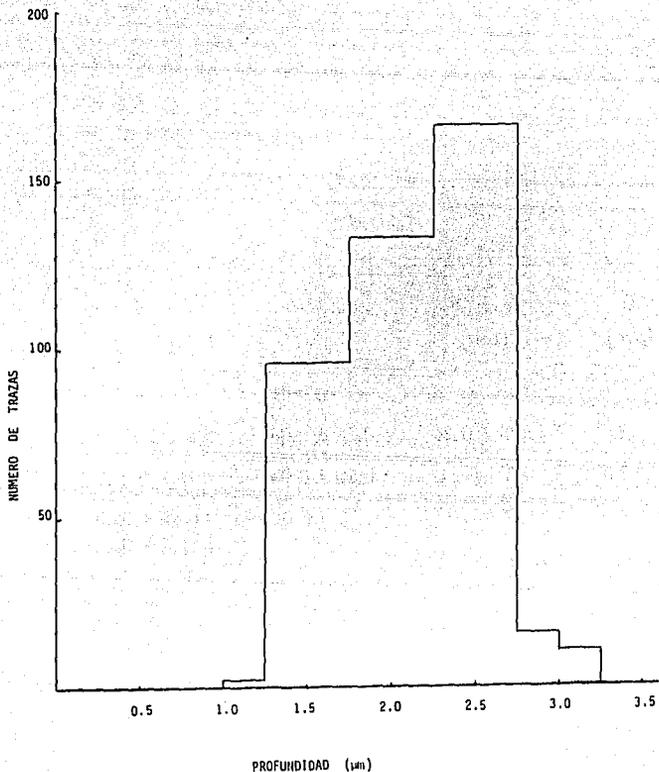


FIGURA V.11.-HISTOGRAMA DE LAS PROFUNDIDADES DE LAS TRAZAS PARA EL DETECTOR CR-39 FN12 A UNA PRESION DE 2.5 torr DE H₂ Y VOLTAJE DE OPERACION DE 54kV

Tabla V.8

D (μm)	$\bar{h} \pm S$ (μm)	\bar{h}/D	E (MeV)
10 ± 2.5	1.25 ± 0.24	0.13 ± 0.06	$3.3 + 2.1 - 1.1$
15 ± 2.5	1.5 ± 0.21	0.10 ± 0.03	1.7 ± 0.5
20 ± 2.5	1.75 ± 0.17	0.088 ± 0.023	$0.35 + 0.85$ $0.8 + 0.4$
25 ± 2.5	2.0 ± 0.21	0.080 ± 0.018	
30 ± 2.5	2.25 ± 0.25	0.075 ± 0.015	

Valores de las profundidades promedio (\bar{h}) y su desviación estandar (S) asociadas con los diámetros (D) medidos de las trazas para el detector CR-39 FN10, a un voltaje de operación de 54kV y una presión de 1.0 torr. Como se puede apreciar estas desviaciones asociadas son menores o iguales que el error del aparato; por lo cual al graficar estos valores se pone como incertidumbre el error del aparato que es de $0.25\mu m$. También se dan los valores del cociente entre la profundidad promedio y los diámetros medidos así como los intervalos de energía asociados a éstos.

Tabla V.9

D (μm)	$\bar{h} \pm S$ (μm)	\bar{h}/D	E (MeV)
5 ± 2.5	1.0 ± 0.25	0.20 ± 0.15	5.4
10 ± 2.5	1.25 ± 0.22	0.13 ± 0.06	$3.3 + 2.1 - 1.1$
15 ± 2.5	1.75 ± 0.19	0.12 ± 0.04	1.7 ± 0.5
20 ± 2.5	2.13 ± 0.30	0.11 ± 0.03	$0.35 + 0.85$ $0.8 + 0.4$
25 ± 2.5	2.25 ± 0.23	0.09 ± 0.02	
30 ± 2.5	2.6 ± 0.25	0.086 ± 0.016	

Valores de las profundidades promedio (\bar{h}) y su desviación estandar (S) asociadas con los diámetros (D) medidos de las trazas para el detector CR-39 FN9, a un voltaje de operación de 54kV y una presión de 1.5 torr. Como se puede apreciar algunas desviaciones son menor, igual o mayores que el error del aparato, entonces al graficar estos datos pondremos como incertidumbre el error del aparato ($0.25\mu m$) en los casos en que sea menor o igual y el valor de la desviación cuando ésta sea mayor. También se dan los valores del cociente entre la profundidad promedio y el diámetro medidos, así como los intervalos de energía asociados a éstos.

Tabla V.10

D (μm)	$\bar{h} \pm S$ (μm)	\bar{h}/D	E (MeV)
5 ± 2.5	1.5 ± 0.22	0.30 ± 0.2	5.4
10 ± 2.5	1.75 ± 0.19	0.18 ± 0.07	$3.3 + 2.1 - 1.1$
15 ± 2.5	2.0 ± 0.21	0.13 ± 0.04	1.7 ± 0.5
20 ± 2.5	2.25 ± 0.24	0.11 ± 0.03	$0.35 + 0.85$ $0.8 + 0.4$
25 ± 2.5	2.5 ± 0.23	0.10 ± 0.02	
30 ± 2.5	3.0 ± 0.25	0.09 ± 0.02	

Valores de las profundidades promedio (\bar{h}) y su desviación estandar (S) asociadas con los diámetros (D) medidos de las trazas para el detector CR-39 FN12, a un voltaje de 54kV y una presión de 2.5 torr. Como podemos apreciar estas desviaciones estandar calculadas son menor o iguales que el error del aparato ($0.25\mu m$), entonces al graficar estos valores pondremos como incertidumbre el error del aparato. También se dan los valores del cociente entre la profundidad promedio y el diámetro medidos, así como los intervalos de energía asociados a éstos.

PROFUNDIDAD vs DIAMETRO

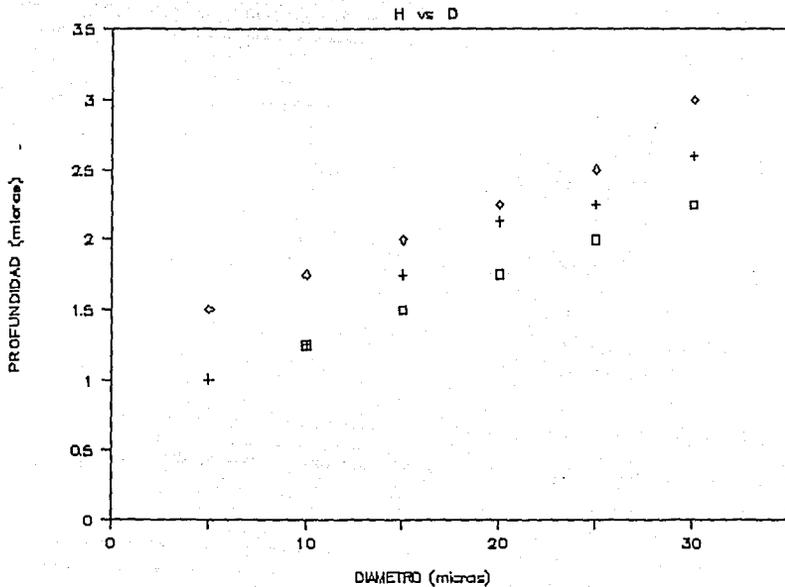


FIGURA V.12.-GRAFICA DE PROFUNDIDAD CONTRA DIAMETRO DE LAS TRAZAS DE LOS DETECTORES CR-39 PARA LAS TRES DIFERENTES PRESIONES ANALIZADAS

□ FN10--1.0torr

+ FN9 --1.5torr

◇ FN12--2.5torr

PROFUNDIDAD/DIAMETRO vs ENERGIA

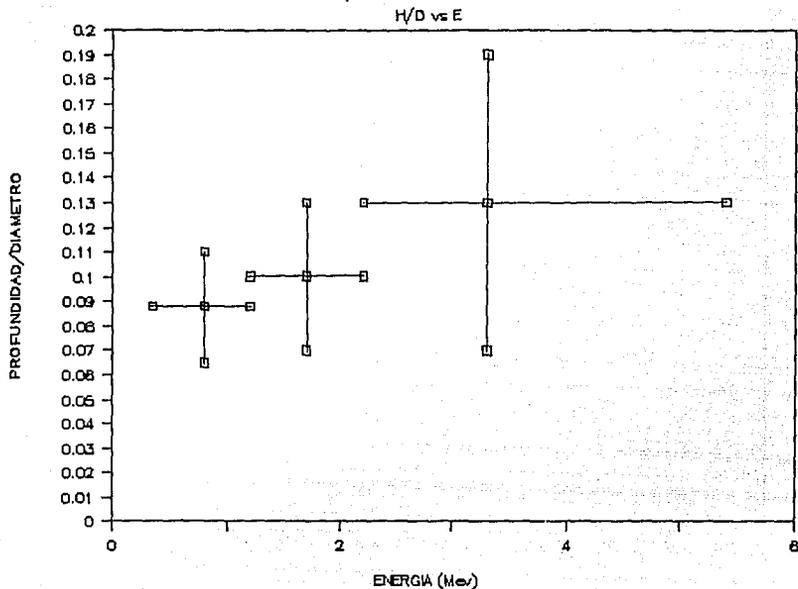


FIGURA V.13.-GRAFICA DEL COCIENTE PROFUNDIDAD/DIAMETRO DE LAS TRAZAS CONTRA LA ENERGIA ASOCIADA A DICHOS DIAMETROS PARA EL DETECTOR CR-39 FN10 A UNA PRESION DE 1.0 torr DE H_2 Y VOLTAJE DE OPERACION DE 54kV

PROFUNDIDAD/DIAMETRO vs ENERGIA

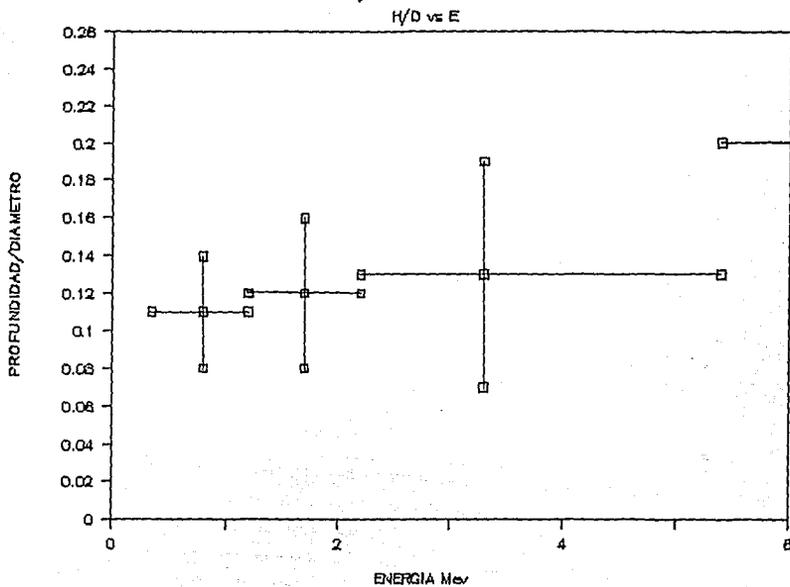


FIGURA V.14.-GRAFICA DEL COCIENTE PROFUNDIDAD/DIAMETRO DE LAS TRAZAS CONTRA LA ENERGIA ASOCIADA A DICHOS DIAMETROS PARA EL DETECTOR CR-39 FN9 A UNA PRESION DE 1.5 torr DE H₂ Y VOLTAJE DE OPERACION DE 54kV

PROFUNDIDAD/DIAMETRO vs ENERGIA

H/D vs E

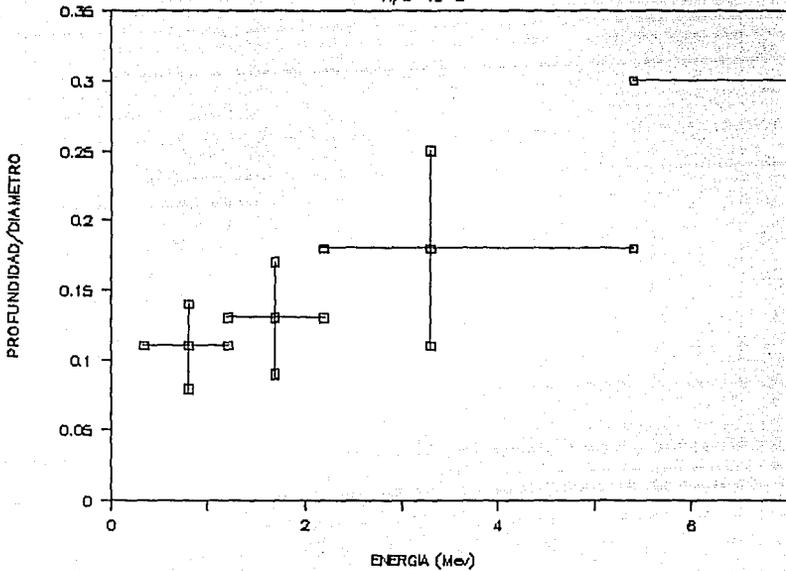


FIGURA V.15.-GRAFICA DEL COCIENTE PROFUNDIDAD/DIAMETRO DE LAS TRAZAS CONTRA LA ENERGIA ASOCIADA A DICHOS DIAMETROS PARA EL DETECTOR CR-39 FN12 A UNA PRESION DE 2.5 torr DE H_2 Y VOLTAJE DE OPERACION DE 54kV

REFERENCIAS

- [1] Khan, H.A., et.al.: Nucl. Tracks, Vol. 7, No. 3 (1983) 129.
- [2] Mühling, E., et.al.: Nucl. Tracks, Vol. 9, No. 2 (1984) 113.
- [3] Jäger, U., et.al.: Rev. Sci. Instrum. 56, 1 (1985) 77.
Somogyi, G., S.A. Szalay: Nucl. Instr. and Meth. 109 (1973) 211.
Green, P.F., et.al.: Nucl. Instr. and Meth. 203 (1981) 551.
- [4] Benton, V., N.M. Ceglio: Proceeding of the 10th International Conference on Solid State Nuclear Track Detectors, Lyon France, (1979).
- [5] Mühling, E. IPP Report No. 1/210, Garching (1982).
- [6] Mühling, E., et.al.: Nucl. Tracks, Vol. 9, No. 2 (1982) 113.
- [7] Friedlander, G., et. al.: Nuclear and Radiochemistry (1981) John Wiley & Sons 3rd Edition.
- [8] Rao, Y.V., et.al.: Nucl. Tracks, Vol. 6, No. 2/3 (1982) 119.
- [9] Rao, Y.V., et.al.: Nucl. Instr. and Meth. 180 (1981) 153.

CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

En base a los resultados obtenidos en el capítulo anterior se pueden dar las siguientes conclusiones:

El trabajo tiene como objetivo determinar la existencia de los iones acelerados en el foco de plasma así como su energía en base al diámetro y profundidad de las trazas dejadas por las partículas en los detectores CR-39. Se encuentra evidencia de que efectivamente se genera un haz de partículas cargadas (iones) en la dirección axial del aparato foco de plasma FN, bajo las condiciones adecuadas de los parámetros de operación (voltaje, impedancia, presión, etc.).

Los detectores de estado sólido por trazas (DEST) CR-39 pueden ser usados como un medio cuantitativo para estudiar dicho haz de iones. Por las ventajas enunciadas en el capítulo IV y los resultados obtenidos, los detectores CR-39 pueden ser usados regularmente para detectar y cuantificar tanto en número como en energía los iones generados en estos aparatos. Las trazas producidas por la expansión del plasma se eliminan mediante filtros.

Muchas de las trazas fueron identificadas con protones acelerados a lo largo del eje del foco de plasma, con energías en el orden de Mev. La distribución de los valores de los

diámetros y profundidades de las trazas dejadas por los iones (protones) es muy similar a la de otros autores; así como la distribución en energías de los mismos (protones).

La tabla V.4 da los intervalos de energía reales asociados a los diámetros de las trazas que corresponden a las tres presiones del gas de llenado analizadas. De estos resultados se observa que la energía de los protones (iones) detectados por el plástico está entre 11.0 y 16.5 Mev, energías mucho mayores que la que podrían adquirir por el campo eléctrico de la descarga. Este resultado además es nuevo en el sentido de que este intervalo de energías en particular no ha sido observado por otros autores, quienes reportan energías máximas de 5 MeV^[4,5,6].

Las tres presiones del gas de llenado analizadas, se eligieron porque se encuentra que dentro de este intervalo es mejor la operación del aparato.

De las mediciones de la profundidad de las trazas dejadas por las partículas, no fue posible obtener la energía de los iones (protones), debido a que no se pudo hacer una curva de calibración (profundidad de la traza vs energía), ni se tiene de la literatura dicha curva para el detector CR-39, como se tiene para los diámetros. Sin embargo se hizo una comparación entre el diámetro de la traza y la profundidad promedio que presentaba para las tres presiones del gas de llenado analizadas. Se obtuvo (figura V.12) una relación lineal entre ellas para cada una de las tres presiones, reflejo de que el modelo de grabado propuesto en el capítulo III es apropiado.

Una pequeña cantidad de trazas no pudo ser identificada con protones y probablemente se deben a iones de impurezas aceleradas en el sistema. Esto solo podrá determinarse mediante la instrumentación de un espectrómetro de masas en el aparato.

En comparación con la técnica de emulsión nuclear, los detectores por trazas (CR-39) necesitan un tiempo de procesado menor. El tiempo de ataque para estos detectores (CR-39) está entre 2 y 30 hrs., pero el proceso es mucho más simple y menos elaborado que el desarrollado para las emulsiones nucleares.

Pensar en una comparación entre la teoría y el experimento sería aventurado a este nivel, debido a que en el estado actual la teoría se compone de una serie de diferentes modelos complementarios referentes a los mecanismos de aceleración de las partículas (campos eléctricos y magnéticos, inestabilidades, compresión, etc.). Mientras tanto en el experimento se analiza la forma de detectarlas, determinar el tipo de partícula, sus energías, su evolución en el tiempo y el espacio; y su relación con los otros parámetros que caracterizan al aparato foco de plasma. Solo cuando se cuente con un experimento con diagnósticos tales que proporcionen una imagen completa de la evolución del plasma y las partículas aceleradas simultáneamente, se podrán determinar los mecanismos de aceleración relevantes.

Este trabajo proporciona resultados preliminares que motivan investigaciones futuras.

De manera inmediata se sugiere instrumentar y construir un espectrómetro de masas tipo parábola de Thompson con el cual se puedan identificar de manera conclusiva las masas y energías de las partículas aceleradas. Es importante en particular determinar la naturaleza de las impurezas en el plasma. Como un segundo paso se modificaría el espectrómetro de modo que pudiera dar información sobre la dinámica del plasma^[4,5,6].

Por otra parte en lo que se refiere a teoría, aún es problema abierto desarrollar un modelo completo del o los mecanismos de aceleración de dichas partículas (iones) que tome en cuenta tanto los efectos de la constricción, como del colapso de la lámina.

De lo expuesto en el capítulo II se sigue que la duración total de la producción del haz de partículas cargadas, es determinada por la vida media de la estructura de la corriente en el plasma al momento de la constricción. Esto incluye el principio y la ruptura de la región de constricción en la cual se cree está la fuente de aceleración de los iones. Para poder determinar si esta hipótesis es cierta será necesario desarrollar diagnósticos que permitan estudiar la dinámica de la constricción en detalle. La técnica presentada aquí únicamente permite obtener resultados integrados en el tiempo.

La obtención de una eficiencia grande en los aparatos de este tipo requiere la opti-

mización de las etapas hidrodinámica y cinética de la descarga. La optimización de la etapa hidrodinámica involucra producir una corriente en estructura estable, localizada en el eje, con la máxima corriente posible. La optimización de la etapa cinética significa arreglar las condiciones para producir el haz de iones intenso. Esto requerirá una optimización de los parámetros de operación del aparato, particularmente en lo que se refiere al acoplamiento de impedancias y a la ionización del gas neutro por la lámina de corriente.

Por otra parte este proyecto debe eventualmente determinar en qué medida los iones acelerados son responsables de la generación de neutrones en aparatos de este tipo. En esta etapa del trabajo se empleará deuterio como gas de llenado, y se agregarán al sistema diagnósticos de neutrones que permitan conocer la distribución angular de su emisión.

REFERENCIAS Y BIBLIOGRAFIA

- [1] J.W. Mather, Phys. Fluids Suppl. 7, 5-28 (1964).
- [2] N.V. Filippov, T.I. Filippova, and V.P. Vinogradov, Nucl. Fusion Suppl. Pt. 2, 577 (1962).
- [3] G. Decker, et. al., Plasma Physics, Vol. 22, 245-260 (1980).
- [4] Y. Yamada, Y. Kitagawa, M. Yokoyama and C. Yamanaka, Physics Letters, Vol. 83 A, No. 1, 9-11 (1981).
- [5] M.J. Rhee, Appl. Phys. Lett. 37 (10), 906-908 (1980).
- [6] M. Sadowski, J. Zebrowski, E. Rydygier, H. Herold, U. Jäger and H. Schmidt, Physics Letters, Vol. 113 A, No. 1, 25-31 (1985).
- 7 G. Schmidt, Physics of High Temperature Plasmas, Academic Press, New York, 1979.
- 8 F. Chen, Introduction to Plasma Physics, Plenum, New York, 1974.
- 9 N.A. Krall and A.W. Trivelpiece, Principles of Plasma Physics, McGraw-Hill, New York, 1973.
- 10 M.A. Leontovich, ed., Reviews of Plasma Physics, Consultants Bureau, New York. The Soviet equivalent of Advances in Plasma Physics.
- 11 R.L. Fleischer, P.B. Price and R.M. Walker, Nuclear Tracks in Solids, University of California Press, Berkeley, 1975.
- 12 J.A. Almaguer Andrade, Comunicación Privada.
- 13 H. Perales Valdivia. Comunicación Privada.