



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

"ESTUDIO DE COLISIONES NUCLEARES PERIFERICAS EN EL
SISTEMA $114\text{Cd}+98\text{Mo}$ A 50 MeV/A"

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE

F I S I C O

P R E S E N T A

ORLANDO HERNANDEZ CRISTOBAL



FACULTAD DE CIENCIAS
UNAM

DIRECTOR DE TESIS: DR. JOSE RUBEN ALFARO MOLINA

2005



m. 341705

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"Estudio de Colisiones Nucleares Periféricas en el Sistema 114Cd+98Mo a 50 MeV/A"

realizado por Hernández Cristóbal Orlando

con número de cuenta 9455797-0 , quien cubrió los créditos de la carrera de: Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis

Propietario Dr. José Rubén Alfaro Molina

Propietario Dr. Juan Carlos López Vieyra

Propietario Dra. Beatriz Elizabeth Fuentes Madariaga

Suplente Dr. Ernesto José María de la Salette Belmont Moreno

Suplente Dr. Jorge Ramón Soto Mercado

Consejo Departamental de Física

M. EN C. ALICIA ZARZOSA PEREZ

FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

DEDICATORIA

A mis padres y hermanos

Con cariño

AGRADECIMIENTOS:

Deseo expresar mi más profundo agradecimiento a cada uno de los que hicieron posible este trabajo; Principalmente al Dr. José Rubén Alfaro Molina, quien dedicó gran parte de su tiempo en la dirección, discusión y corrección de cada uno de los temas abarcados. Al Dr. Juan Carlos López Vieyra, Dr. Ernesto Belmont, Dr. Ramón Soto Mercado, y a la Dra. Beatriz Fuentes Madariaga, gracias por sus comentarios y correcciones que hicieron a este trabajo.

Me es grato también agradecer a la Dra. Ma. Ester Brandan ya que por sus clases de Física moderna II me interesé aun más en la física nuclear, y por haberme tomado en cuenta al sugerirme trabajar con Rubén.

Agradezco a todos aquellos que en su momento me han dado su apoyo incondicional para continuar...

A mis amigos de la facultad: David, Roberto, Uriel, Pedro, etc.
A Lisbeth.

Agradezco a la UNAM por haberme tomado en cuenta, y permitirme aun de su hospitalidad.

Orlando Hernández Cristóbal
Marzo de 2005

ÍNDICE

Introducción.....	1
-------------------	---

CAPÍTULO 1 REACCIONES NUCLEARES

1.1 Antecedentes históricos de reacciones nucleares.....	5
1.2 Nomenclatura de las reacciones nucleares.....	6
1.2.1 Valor Q.....	9
1.3 Cinemática de las reacciones nucleares.....	9
1.3.1 Cantidades conservadas en las reacciones nucleares.....	10
1.3.2 Sistema centro de masas y laboratorio.....	11
1.3.3 Procesos relevantes.....	12
1.4 Observables en las reacciones nucleares.....	14
1.5 Producción de reacciones.....	15
1.5.1 Límites relativistas de los ciclotrones.....	18

CAPÍTULO 2 FISIÓN NUCLEAR

2.1 Descubrimiento de la Fisión Nuclear.....	20
2.2 Causas de la fisión nuclear.....	22
2.2.1 Fisión espontánea.....	25
2.2.2 Fisión inducida.....	27
2.3 ¿Qué es la fisión binaria?.....	28
2.3.1 Evidencias experimentales en reacciones de iones pesados.....	29

CAPÍTULO 3 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

3.1	Descripción del dispositivo.....	35
3.1.1	Contador anular.....	38
3.1.2	Identificación de partículas.....	39
3.2	Detector MINIBALL/MINIWALL (MB/MW).....	42
3.3	Reducción de los datos.....	43

CAPÍTULO 4 ANÁLISIS DE LA REACCIÓN

4.1	Introducción.....	44
4.2	Cinemática de la reacción.....	47
4.3	Multiplicidad.....	49
4.4	Distribuciones de momento lineal y de carga.....	50
4.4.1	Distribuciones binarias de carga.....	53
4.4.2	Distribución de velocidades.....	55
4.4.2.1	Distribuciones de carga con selección y cortes en la velocidad.....	58
4.5	Velocidades relativas.....	61
4.5.1	Comparación con modelos fenomenológicos.....	62
4.6	Correlación angular entre los fragmentos.....	64
4.7	Conclusiones.....	65

CAPITULO 5 CONCLUSIONES

5.1 Conclusiones Generales.....67

**APENDICE A: TRANSFORMACIÓN ENTRE SISTEMA DE LABORATORIO Y
SISTEMA CENTRO DE MASAS.....69**

REFERENCIAS.....72

INTRODUCCION*

Ya los antiguos griegos indicaban la existencia de unas partículas fundamentales, que actuaban como elementos constituyentes de la materia, prediciendo la existencia de partículas de tamaño diminuto. Para Demócrito (430 a. C.) los átomos eran aquellas últimas partículas que no se pueden reducir en otras más pequeñas; “Todo está hecho de átomos unidos intrínsecamente, incluso nosotros los humanos, nada existe aparte de los átomos y del vacío”.

En el siglo XVIII, los experimentos realizados por Dalton, Lavoisier, Cavendish y otros científicos mostraron claramente la existencia de átomos; y hasta finales de siglo XIX, parecía que efectivamente eran los constituyentes fundamentales de la materia. Pero poco antes de que finalizara el siglo, los estudios de electrólisis realizados por Faraday, dieron evidencia de la naturaleza eléctrica de los átomos. Posteriormente, Thomson, al estudiar la conducción de la electricidad a través de gases rarificados, descubrió los rayos catódicos y mostró que estos estaban constituidos por partículas de carga eléctrica negativa, a las que llamó electrones. Este fue un descubrimiento muy importante, ya que mostró terminantemente que los átomos tenían de alguna manera estructura interna.

El primer modelo atómico fue propuesto por J. J. Thomson en 1907 el cual describía al átomo como una nube o pasta de carga positiva requerida para equilibrar la carga negativa de los electrones, pues los átomos deberían de ser eléctricamente neutros. En este modelo, la nube contiene electrones que se mueven libremente en su interior en forma similar a un “pastel con pasas”, nombre con el cual se dio a conocer dicho modelo. Sin embargo, los experimentos realizados por E. Rutherford en 1911 mostraron que la carga

* Gran parte de este apartado, ha sido tomada de la referencia [1].

positiva del núcleo no se encuentra distribuida uniformemente como Thomson supuso en su modelo, sino concentrada en un punto llamado núcleo con electrones girando a su alrededor en órbitas circulares. En 1932, Chadwick demostró que el núcleo no solo contiene partículas positivas llamadas protones, sino también partículas neutras llamadas neutrones. Hoy en día se sabe que los protones y neutrones están constituidos a su vez por partículas conocidas como quarks.

En 1934, E. Fermi sugirió que bombardeando algunos elementos con neutrones, se podrían obtener elementos con número atómico mayor al del uranio (este era el elemento más pesado que se conocía). En 1938, hubo una serie de experimentos orientados a la búsqueda de elementos transuránicos¹, como resultado obtenían dos núcleos, que supusieron transuránicos. Al enterarse Enrico Fermi y sus colaboradores del nuevo fenómeno, bombardearon prácticamente todos los elementos conocidos, produciendo muchas especies radiactivas, con la propiedad de emitir una partícula beta (electrones). Muchas experiencias semejantes, condujeron en Berlín, a O. Hahn y F. Strassmann a publicar a finales de 1938, que la radiactividad producida en la reacción de uranio con neutrones era debida a Bario (¹³⁷Ba), que es más ligero que el uranio; por lo tanto, los elementos que se creyeron transuránicos, en realidad eran isótopos de elementos más ligeros, formados al romperse el núcleo de uranio. Finalmente el 22 de diciembre de 1938 se descubrió la fisión nuclear.

El descubrimiento de la fisión nuclear, ocupa un lugar privilegiado en la historia de la ciencia, pues ningún otro descubrimiento ha tenido tan dramáticas consecuencias en tan poco tiempo. En cuatro años llegó el primer reactor nuclear artificial y tres años después, la

¹ A los núcleos con número atómico mayor a 92, los designaron como transuránicos.

bomba atómica, hoy día, nadie puede excluir la energía nuclear y su potencial, ya sea para el bienestar o para daño de la propia humanidad.

La fisión nuclear mostró evidencias de ser un buen camino para entender el núcleo atómico; sin embargo, cuando todo parecía estar en completa explicación, nuevamente se observaron fenómenos en los cuales reapareció la fisión nuclear; tal es el caso en las reacciones nucleares de iones pesados, campo que ha crecido considerablemente.

Es bien sabido que la fisión nuclear se puede llevar a cabo de manera natural o de manera inducida; ya sea que un núcleo (^{238}U ó ^{237}Fm) decaiga espontáneamente, o que un núcleo de Uranio sea bombardeado con neutrones, dando lugar a un núcleo compuesto, que después de un determinado tiempo se divide en dos fragmentos más ligeros.

En los últimos años de investigación, se han encontrado reacciones de iones pesados, que después de una colisión periférica, el proyectil se excita y decae. Debido a las evidencias experimentales, se ha especulado que el proyectil excitado experimenta fisión nuclear binaria.

En este trabajo se analizan las colisiones nucleares periféricas en la reacción $^{114}\text{Cd}+^{98}\text{Mo}$, a 50 MeV por nucleón, y el objetivo principal es evidenciar que el proyectil excitado decae experimentando fisión nuclear binaria.

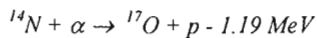
La tesis se estructura de la siguiente forma: En el primer capítulo se describen las reacciones nucleares en general; sus antecedentes históricos, nomenclatura, observables, cantidades que se conservan, y la producción de reacciones en un ciclotrón. En el segundo capítulo se describe la fisión nuclear; causas y formas de producirla (espontánea e inducida), y también se exhiben resultados experimentales que evidencian la posibilidad que el proyectil puede decaer por medio de fisión, y en la última sección se aborda una

sistemática que describe muy bien la fisión nuclear. El tercer capítulo se designa a la descripción del dispositivo experimental, especificando la ubicación de los detectores; su resolución y las condiciones para registrar los eventos. En el cuarto capítulo se analiza en detalle la reacción y en el quinto capítulo se presentan las conclusiones generales y al final se encuentra un anexo útil que muestra el desarrollo de la sistemática en el sistema centro de masas.

CAPÍTULO 1 REACCIONES NUCLEARES

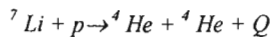
1.1 Antecedentes históricos de reacciones nucleares².

De los sucesos históricos más importantes en el campo de la física nuclear fue el descubrimiento de la **desintegración del nitrógeno por partículas alfa** hecha principalmente por Rutherford en 1919, obteniendo la reacción



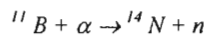
este, fue el descubrimiento de la transmutación artificial, y el enunciado final de la publicación de Rutherford decía: “...si partículas alfa, o proyectiles de mayor energía fueran disponibles para nuestro experimento, podríamos romper la estructura del núcleo en muchos de los átomos más ligeros”, esto se habría de confirmar mas tarde.

Posteriormente la **desintegración de litio por protones** por Cockcroft y Walton, en la que buscaban invertir las reacciones del tipo anterior, encontraron que la reacción



podía ser inducida. Hasta el momento, no había suficiente tecnología para investigar las masas de los núcleos con alta precisión, pero la energía liberada Q^3 esperada, según la relación de masa-energía de Einstein ($E=mc^2$), parecía estar de acuerdo con el rango de energías observadas de las partículas α .

El descubrimiento del neutrón en 1932 por Rutherford y Chadwick, en la reacción



² La mayor parte de la información de este apartado, fue tomada de la referencia [2].

³ El valor Q se describe en detalle en la sección 1.2.1

en la que, utilizando la máxima energía del neutrón observada y las masas conocidas, se encontró que la masa del neutrón se encontraba en el rango de $1.005 < M_n < 1.008$ amu; un resultado muy cercano a lo que ahora conocemos $M_n = 1.00867$ amu (la unidad de masa atómica es $1 \text{ amu} = 931.49 \text{ MeV}/c^2$). Las observaciones de las atenuaciones de neutrones por colisiones nucleares, sugirieron razonables valores para el radio nuclear.

Otro descubrimiento de gran importancia fue la **actividad inducida**. Una de las características profundamente establecidas del fenómeno de la radiactividad, fue que esta no se podía producir, modificar o destruir, a menos que los procesos crecieran o decayeran naturalmente; sin embargo, siempre se especuló que el bombardeo nuclear podría inducir actividad. Curie y Joliot, por su parte, estudiaron la emisión de electrones y positrones de elementos ligeros bajo el bombardeo de partículas α . Irradiaron boro y aluminio con partículas alfa, obteniendo nitrógeno y fósforo inestables. Curie y Joliot sugirieron que la actividad podría ser inducida por otras partículas como protones y deuterones. Después de estos experimentos, Fermi demostró la producción de β^- (electrones) por el proceso de captura del neutrón. Por último, la búsqueda de los elementos transuránicos dio lugar al descubrimiento de la **fisión nuclear**, tema que será abordado con detalle en el segundo capítulo.

1.2 Nomenclatura de las reacciones nucleares.

Las reacciones nucleares son escritas de la siguiente forma:



donde a es el proyectil acelerado, X es el blanco, y Y, b son los productos de la reacción.

Las reacciones también pueden ser escrita como $X(a,b)Y$. El símbolo Q en la ecuación 1.1,

se refiere a la energía liberada durante la reacción, teniendo los siguientes casos: $Q = 0$ es cuando el proyectil es dispersado elásticamente; $Q \neq 0$ quiere decir que la energía cinética ha sido convertida en energía de excitación interna ó viceversa, tal que $Q = E_f - E_i$, donde E_f es la energía cinética total de las partículas en el estado final, y E_i es la correspondiente energía en el estado inicial. Si el valor Q es positivo, es el caso de *reacciones exotérmicas*, y la reacción puede en principio proceder sin que haya energía de bombardeo. Para *reacciones endotérmicas*, Q es negativo y se requiere de una energía umbral de bombardeo, debajo de la cual no se produce la reacción.

Hay varias clases de reacciones nucleares, que por su proceso, pueden ser clasificadas como:

a) *Dispersión elástica:*



en donde se cumple que $a=b$ y $X=Y$, los estados internos son intercambiados tal que $Q=0$ y la energía cinética es la misma antes y después de la dispersión.

b) *Dispersión inelástica:*

Este término describe una colisión en la cual $a=b$, pero X ha alcanzado algún estado excitado ($Y=X^*$), consecuentemente, $Q = -E_x$, donde E_x es la energía de excitación de este estado, y a es emitido con una energía reducida de la que tenía originalmente, la cual es escrita como a^* , entonces tenemos:



c) **Colisión de reordenación o reacción:**

En este caso $b \neq a$ y $Y \neq X$, entonces se ha llevado a cabo, una reordenación de los nucleones constituyentes entre el par colisionando (también conocida como **transmutación**). Dentro de este proceso existen varias posibilidades:

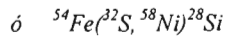
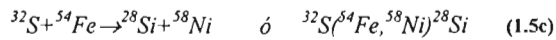
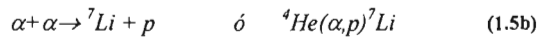
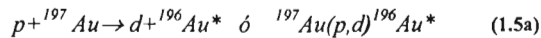
$$a + X \rightarrow Y + b \quad (1.4)$$

$$\rightarrow Y_1 + b_1 + Q_1 \quad (1.4a)$$

$$\rightarrow Y_2 + b_2 + Q_2 \quad (1.4b)$$

todos los procesos posibles son conocidos como **canales de reacción**.

Por ejemplo:



En 1.5a, ${}^{196}\text{Au}^*$ indica que ${}^{196}\text{Au}$ puede alcanzar muchos estados excitados. Por otra parte, la reacción en 1.5c puede ser obtenida haciendo incidir un haz de iones de ${}^{54}\text{Fe}$ sobre ${}^{32}\text{S}$, o en sentido inverso; que ${}^{32}\text{S}$ incida sobre ${}^{54}\text{Fe}$; obteniendo ${}^{58}\text{Ni}$ y ${}^{28}\text{Si}$; este tipo de reacciones especialmente ocurre en reacciones de iones pesados donde el proyectil y núcleo tienen masas comparables.

d) **Reacción de captura:**

Este es un caso especial del caso anterior; el proyectil y blanco se funden, y forman un **núcleo compuesto** en un estado excitado; esta energía de excitación es liberada por la emisión de rayos γ , es decir:

$$A + a \rightarrow C + \gamma + Q \quad (1.6)$$

1.2.1 Valor Q .

El valor Q ha sido definido como la energía liberada en la reacción, y es igual al cambio en la suma de la energía cinética de los núcleos ($Q = E_f - E_i$), y también puede relacionarse con las masas en reposo de las partículas por medio de la relación $E = mc^2$. Si consideramos la masa en reposo de la partícula i como m_i , entonces

$$m_X + m_a = m_Y + m_b + Q/c^2 \quad (1.7)$$

de donde se obtiene:

$$Q = [(m_X + m_a) - (m_Y + m_b)] 931.49 \text{ MeV} \quad (1.8)$$

Y también, Q es igual al cambio en las energías de ligadura⁴ de los núcleos, esto es:

$$B_X + B_a = B_Y + B_b - Q \quad (1.9)$$

Por último, el valor Q también puede ser deducido de las tablas de masas. Muy frecuentemente la medida del valor Q en una reacción es usada para determinar la masa de una de las partículas, si las otras masas son conocidas.

1.3 Cinemática de las reacciones nucleares.

En la actualidad, el campo de las reacciones nucleares se ha dividido en dos partes fundamentales, la física de altas energías, la cual abarca reacciones con energías del orden de GeV, y la física de bajas energías, la cual abarca energías del orden de MeV.

De la relación no relativista de la energía cinética se tiene que

⁴ La energía de ligadura nuclear se define en la sección 2.2.

$$E = \frac{mv^2}{2} \Rightarrow v^2 = \frac{2E}{m} \quad (1.10)$$

en donde la masa esta en unidades de masa atómica. Para la reacción $^{114}\text{Cd} + ^{98}\text{Mo}$ a 50 MeV por nucleón, la cual estamos interesados en estudiar, la razón entre la velocidad de un proyectil y la velocidad de la luz, está dada por

$$\left(\frac{v}{c}\right) = 0.32 \quad (1.11)$$

lo cual indica que debemos tomar en cuenta correcciones relativistas, por lo que en la cinemática de la reacción se tomarán en cuenta dichos efectos.

1.3.1 Cantidades conservadas en las reacciones nucleares.

Con frecuencia se enfatiza en la naturaleza compleja de los sistemas de muchos cuerpos y la dificultad para resolver estos. Afortunadamente se puede obtener información de las leyes de conservación⁵ y principios de simetría. La interacción entre dos núcleos posee propiedades de simetría que conducen a leyes de conservación; la interacción invariante bajo una rotación de ejes coordenados, conduce a la conservación del momento angular; la invariancia bajo traslaciones en el espacio y tiempo conduce a la conservación del momento y de energía respectivamente. Otras cantidades que se conservan son la paridad, el isospín, la carga, el número bariónico, etc.

⁵ Para fines prácticos en este trabajo, utilizaremos principalmente la conservación del momento, energía y de la carga eléctrica.

1.3.2 Sistema centro de masas y laboratorio

En un experimento en el laboratorio se tiene un núcleo X en reposo el cual es bombardeado con proyectiles a . Esta misma reacción podría ser inducida haciendo incidir núcleos A sobre un blanco conteniendo partículas a , entonces, es conveniente usar un sistema de referencia el cual sea indistinto ante esta simetría en los procesos de dispersión [3]. Este sistema es el sistema centro de masas (SCM) como se muestra en la figura 1, en donde, el proyectil y blanco se aproximan entre si con momento igual y opuesto, esto es

$$\vec{P}_X^{cm} = -\vec{P}_a^{cm} \quad (1.12)$$

donde los subíndices a y X corresponden a cantidades del proyectil y blanco respectivamente. De acuerdo a la cinemática relativista, el centro de masas tiene una energía dada por

$$E_{cm} = \gamma(E_i - Vp_i) \quad i=1,2 \quad (1.13)$$

donde V es la velocidad del centro de masas (ver apéndice A). Similarmente, si hay solamente dos productos de reacción (Y y b), estos se separan con momento igual y opuesto

$$\vec{P}_Y^{cm} = -\vec{P}_b^{cm} \quad (1.14)$$

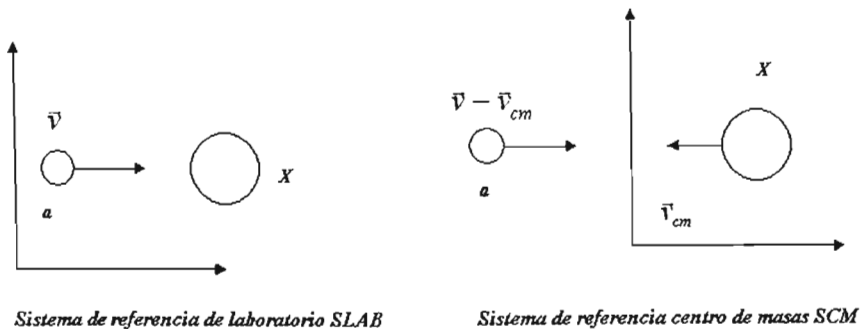


Figura 1. Sistema de laboratorio y centro de masas

El SCM es de mucha utilidad en el estudio de muchos sistemas, pues los cálculos para obtener las velocidades relativas de las partículas se simplifica, y está dada por la siguiente expresión:

$$V_{rel}^2 = \frac{(\vec{u} - \vec{v}) \cdot (\vec{u} - \vec{v}) - ((\vec{u} \times \vec{v})^2 / c^2)}{\left(1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{v}}{c^2}\right)^2} \quad (1.15)$$

si las velocidades de las partículas son pequeñas comparadas con la velocidad de la luz c entonces V_{rel} será la misma en el sistema CM y LAB ya que las ecuaciones se reducen a las de mecánica clásica (ver apéndice A).

1.3.3 Procesos relevantes.

Por su importancia en este trabajo, es conveniente mencionar los siguientes procesos: El proceso de fisión nuclear inducida, en este, se observa la formación de un núcleo compuesto (figura 2); antes de que se divida en dos fragmentos con carga Z_b y Z_Y , estará bajo la influencia del potencial de Coulomb, el cual está dado por

$$V_C = 1.44 \frac{Z_b Z_Y}{r} \text{ (MeV)} \quad (1.16)$$

donde r es la suma de los radios [4] de los fragmentos:

$$r = r_1 + r_2 = 1.25(A_b^{1/3} + A_Y^{1/3}) \text{ (fm)} \quad (1.17)$$

al fisionarse, los fragmentos se separarán uno del otro acelerándose debido principalmente a la repulsión coulombiana, adquiriendo energía clásica (en el SCM), que está dada por :

$$E_b = V_C \left(\frac{m_Y}{m_Y + m_b} \right) \quad (1.18)$$

$$y \quad E_Y = V_C \left(\frac{m_b}{m_Y + m_b} \right) \quad (1.19)$$

las energías (en el SCM) son pequeñas, en este caso no son necesarias correcciones relativistas.

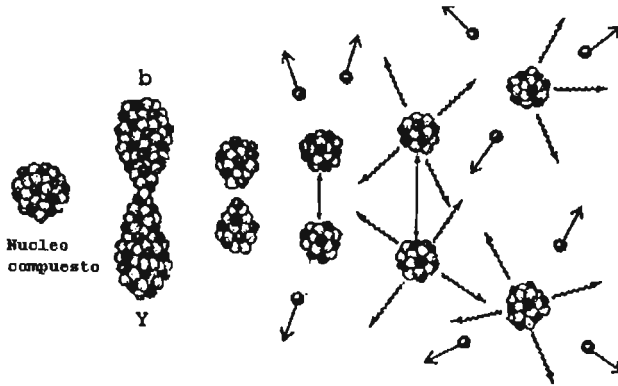


Figura 2. Descripción gráfica de un núcleo compuesto.

Existen también las reacciones nucleares periféricas y medio centrales, en las cuales la reacción encierra la colisión binaria del proyectil y blanco, durante la cual masa y energía se intercambia entre los dos núcleos, obteniendo un proyectil excitado (cuasiproyectil) y el blanco en algún estado de excitación (cuasiblancos) [5]. Estos dos productos de reacción tienen número másico y atómico similares a los originales pero con un pequeño cambio en la velocidad y energía, pudiendo decaer después que la repulsión coulombiana los ha separado (más adelante se discuten con detalle estos procesos).

1.4 Observables en las reacciones nucleares

Hasta aquí se ha descrito la cinemática con la cual se puede describir una reacción nuclear, sin embargo, hay algunas observables las cuales se deben tomar en cuenta debido a

su importancia en la descripción de las reacciones nucleares. Estas son la sección eficaz, el parámetro de impacto y la multiplicidad de las partículas, en conjunto nos darán información acerca del tipo de reacción que se está llevando a cabo, ya sea una reacción central, medio central o periférica. Para nuestro objeto de estudio, conocer la multiplicidad de las partículas será fundamental, ya que esta variable se puede asociar con el parámetro de impacto [6], pues dependiendo del número de partículas que se registren en los contadores en un cierto evento, se tendrá información de la centralidad de la reacción entre los núcleos.

La sección eficaz diferencial es obtenida de la probabilidad para observar partículas b con cierta energía y ángulo con respecto al eje del haz, esto es:

$$\sigma = \frac{\text{número de partículas emitidas } b}{(\text{número de partículas incidentes } a/\text{unidad de área})(\text{número de núcleos blanco dentro del haz})}$$

Si se tiene un detector puesto para registrar partículas b emitidas en una dirección (θ, ϕ) con respecto a la dirección del haz, el detector define un pequeño ángulo sólido $d\Omega$, como se muestra en la figura 3.

Sea I_a la corriente de partículas incidentes por unidad de tiempo y sea N el número de partículas por unidad de área del blanco. Si las partículas que salen aparecen en una razón R_b , entonces la sección eficaz de la reacción es:

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N} \quad (1.19)$$

donde σ tiene dimensión de área por núcleo, pero este puede ser mucho más grande o pequeño que el área geométrica del disco o del blanco núcleo visto por el haz entrante.

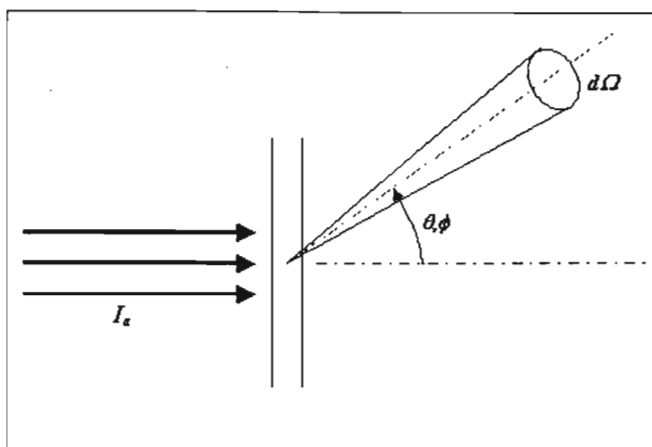


Figura 3. Sección eficaz.

A una energía de bombardeo dada, la sección eficaz se puede definir para cada conjunto de estados posibles de los núcleos residuales, esto para cada canal abierto, las cuales se pueden sumar; si se tiene la suma de la sección eficaz para procesos inelásticos se obtiene la sección eficaz de reacción o de absorción; si a esta, se le suma la sección eficaz para procesos elásticos se obtiene la sección eficaz total.

1.5 Producción de reacciones.

Alrededor de 1930 se comenzó con la construcción y desarrollo de una serie de aceleradores; fue sorprendente que el instrumento principal para acelerar fueran campos electromagnéticos que varían con el tiempo. Las partículas podían ser aceleradas indefinidamente si estas circulaban en un campo magnético creciente o si pasaban muchas veces a través de una diferencia de potencial alterno relativamente débil entre dos electrodos. El betatrón, linac y el ciclotrón fueron desarrollados, desplegando así una serie de posibilidades de aceleración cada vez mayor. Esto condujo a la construcción de una

serie de anillos magnéticos de diámetro cada vez más grandes para acelerar partículas a energías las cuales se incrementaban por un orden de magnitud por década. En la figura 4 se observa el progreso en este campo.

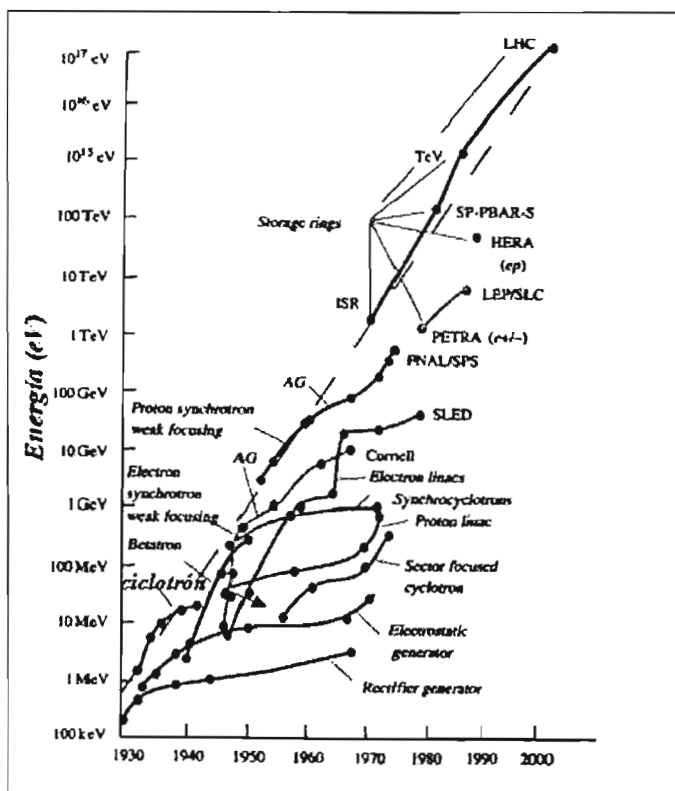


Figura 4. Desarrollo de los aceleradores en función del tiempo.

Los aceleradores lineales pueden en principio alcanzar arbitrariamente altas energías, por lo que la longitud y el costo del acelerador aumentan con la energía. Una alternativa para aceleradores es el dispositivo circular propuesto por Lawrence [7]. Un año después Livingston, lo desarrolló experimentalmente y en 1932 se construyó el primer ciclotrón disponible para la experimentación.

En este dispositivo, una fuente de iones fue colocada en la parte central, emitiendo un haz de iones que circulan a través del dispositivo. El ciclotrón es ilustrado en la figura 5. El haz es curvado en una trayectoria circular por un campo magnético en el que las partículas orbitan dentro de dos cámaras semicirculares, conectadas a una fuente de voltaje. Cuando las partículas están dentro de las cámaras, no sienten campo eléctrico y siguen una trayectoria circular debido al campo magnético. Sin embargo, en el vacío entre las cámaras, las partículas sienten un voltaje que las acelera, cambiando de órbita y consecuentemente adquiriendo energía en cada ciclo. Si una partícula de masa m y carga q , se mueve con velocidad perpendicular v a las líneas de fuerza del campo magnético de inducción B , entonces la partícula actúa bajo una fuerza de Lorentz perpendicular a las direcciones de B y v ; la cual está por

$$F = qvB \quad (1.20)$$

El radio de curvatura de la órbita de la partícula es determinada por la condición de equilibrio entre la fuerza centrífuga y la fuerza centrípeta, esto es

$$qvB = \frac{mv^2}{r} \quad (1.21)$$

de donde se obtiene:

$$qBr = mv = p \quad (1.22)$$

y p es el momento de la partícula. El tiempo necesario para realizar una trayectoria de una órbita semicircular es:

$$t = \frac{\pi r}{v} = \frac{m\pi}{qB} \quad (1.23)$$

y la frecuencia será:

$$f = \frac{1}{2t} = \frac{qB}{2\pi m} \quad (1.24)$$

la cual es llamada la frecuencia del ciclotrón o frecuencia de resonancia del ciclotrón.

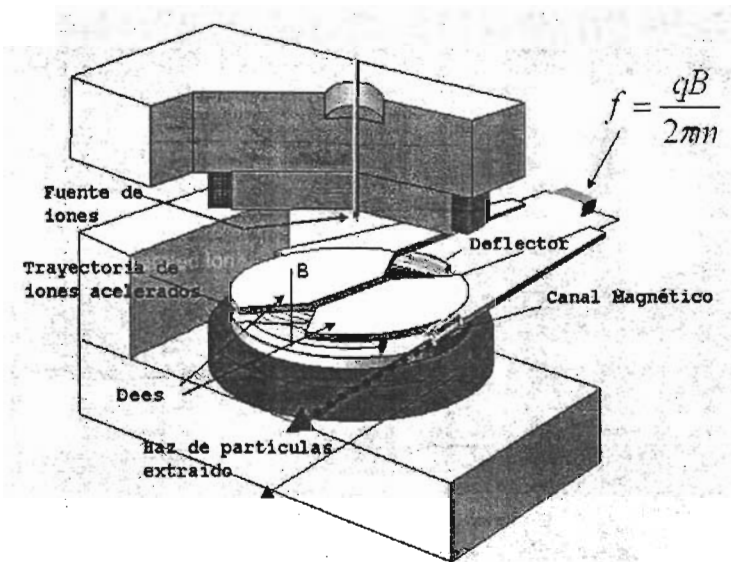


Figura 5. El ciclotrón

1.5.1 Límites relativistas de los ciclotrones.

Lawrence construyó una serie de ciclotrones en Berkeley durante los años 30, culminando con un dispositivo de 184 pulgadas de diámetro. Este alcanzó los objetivos para los cuales fue construido en aquel tiempo, sin embargo surgió un efecto que amenazó su operación exitosa. Los primeros ciclotrones tuvieron la dificultad al rebasar los 30 MeV

de energía, en la que los protones empiezan a ser relativistas. Nunca se imaginó que la relatividad fuera importante, hasta que encontraron un efecto inesperado cuando ellos descubrieron que su último y más ambicioso ciclotrón era incapaz de acelerar los protones con la energía que ellos esperaban. Como se analizó en la ecuación 1.24, la frecuencia de un ciclotrón es constante, la cual varía inversamente con respecto a la masa, sin embargo estas relaciones están dentro de la mecánica clásica. Como el momento y la energía se incrementan conforme la velocidad de la partícula se aproxima a la velocidad de la luz, su velocidad se “satura” y esta no se comporta como lo describe la mecánica clásica, consecuentemente la frecuencia de la revolución decrece tal que las partículas no están en sincronía con el potencial de aceleración. Este problema fue atacado inmediatamente, pero encontrar y aplicar la solución requirió de mucho ingenio. En teoría, la frecuencia de circulación de un protón puede ser restituida por un campo gradiente radial dando un campo mas fuerte, el cual podría reducir el radio y la circunferencia de la órbita a altas energías, pero este podría dañar el enfoque vertical. La alternativa es bajar la frecuencia para igualar la frecuencia de revolución decreciente. Una vez que se tuvieron las herramientas necesarias fue posible extender el entendimiento que se tenía sobre el núcleo atómico, fenómenos como la fisión pudieron ser estudiados y comprendidos. En el siguiente capítulo se discute más acerca de este tema.

CAPÍTULO 2 FISIÓN NUCLEAR

2.1 Descubrimiento de la Fisión Nuclear.

Después del descubrimiento del neutrón por Chadwick en 1932, Fermi fue el primero en utilizar los neutrones en las reacciones nucleares, llevando sus experimentos hasta el uranio, consiguiendo transmutaciones, con emisión de partículas beta. De acuerdo al conocimiento sobre la combinación de núcleos atómicos pesados, se esperaba conseguir elementos superiores al del Uranio. Hahn y Meitner confirmaron y ampliaron aquellos intentos, y durante el año de 1935 encontraron varias clases de átomos artificialmente activos, que se consideraron transuránicos.

Según los resultados, habían obtenido elementos con carga 93, 94, 95 y 96, y por sus propiedades químicas, no podían ser de ningún modo isótopos de los elementos que proceden del uranio, esto es, del Proctantinio o del Torio; por otra parte las numerosas variedades de átomos pertenecían seguramente a cuatro elementos químicos distintos.

Para los físicos, era completamente imposible que un núcleo atómico de tan considerable carga como el Uranio, con su intensa energía de combinación, pudiera someterse a una descomposición profunda por irradiación de neutrones. Entre los centenares de reacciones nucleares provocadas artificialmente con casi todos los elementos del sistema periódico, se habían observado siempre, solo productos de reacción que eran isótopos o elementos muy próximos a los irradiados.

En el otoño de 1938, Strassmann y Hahn, en correspondencia con trabajos de Curie y Savitch, se encontraron con hallazgos muy singulares. Separaron tres metales alcalinotérreos activos, que en un principio suponían que eran isótopos artificiales del

Radio, el cual no figura entre los elementos más próximos al Uranio. Pero aun había más: estos “isótopos del Radio” no se dejaban separar del Bario por ninguno de los métodos de separación que conocían para el Radio y el Bario.

Por fin encontraron solución realizando algunos ensayos, en los cuales consiguieron la separación después de mezclar los “isótopos del Radio” artificiales con otros isótopos naturales de este elemento. El Radio natural se pudo separar del Bario, pero no los isótopos artificiales. Y esto, impuso como conclusión que los isótopos obtenidos por acción de neutrones sobre el Uranio no eran Radio, sino Bario, lo cual era algo inesperado. El Uranio bombardeado con neutrones, se había disociado en dos núcleos de número atómico intermedio: uno el Bario, y el otro según aseguraron era Criptón, cuyas cargas son 56 y 36; que sumados, precisamente dan 92.

Esta evidencia fue interpretada por Meitner y Frisch proponiendo que el núcleo pesado de uranio se había dividido en dos elementos ligeros con energías cinéticas del orden de 100 MeV. Bohr fue informado de que se había encontrado Bario entre los productos de Uranio bombardeado con neutrones, y del cálculo de Meitner y Frisch que los núcleos de Uranio fisionado en dos núcleos ligeros liberaban alrededor de 200 MeV.

Frisch en Copenhague había obtenido evidencia física para apoyar las bases de la hipótesis de fisión observando la ionización producida por los fragmentos de retroceso. Frisch uso una cámara de ionización revestida de uranio conectado a un amplificador lineal; cuando una fuente de neutrones era puesta cerca de la cámara, se observaban grandes pulsos de ionización. Cercando la fuente de neutrones con parafina, se incrementaba el número de pulsos por un factor de dos. Después experimentos con Torio en lugar de Uranio dieron resultados similares, excepto que la parafina ya no producía este efecto.

Aunque los primeros trabajos de fisión fueron hechos con neutrones, rápidamente se realizaron otros experimentos en los que la fisión también fuera producida. Algunos de los métodos utilizados para producir la fisión fueron los siguientes: Neutrones lentos, neutrones rápidos, foto fisión y fisión inducida con partículas cargadas.

2.2 Causas de la fisión nuclear.

La fisión nuclear se puede asociar principalmente a las siguientes causas:

- a) *Sobrepasar la barrera de potencial.*
- b) *La energía de ligadura nuclear.*

a) *Sobrepasar la barrera de potencial.* La fisión resulta primariamente de la competencia entre el potencial nuclear y el de Coulomb; es decir, la estabilidad de los núcleos contra la fisión, depende de la contribución de la fuerza nuclear de corto alcance (~2 fm) y la fuerza de Coulomb. En los núcleos pesados, el potencial de Coulomb predomina y el núcleo puede separarse existiendo como dos fragmentos instantáneamente. Dentro del potencial nuclear (figura 6), un núcleo de ^{238}U puede existir como dos núcleos más pequeños, por ejemplo ^{79}Zn y ^{159}Sm . De la relación

$$V = 1.44 \frac{Z_1 \cdot Z_2}{R} \quad (\text{MeV fm}) \quad (2.1)$$

la altura de la barrera de Coulomb para estos núcleos es de 221 MeV, pero debido a la contribución del potencial nuclear mas la de Coulomb, ^{238}U existe en estados de energía menor, de tal manera que no puede rebasar la barrera de Coulomb, por lo que el proceso de fisión es inhibido. Sin embargo, existen núcleos en estados de energía

debajo de la barrera de Coulomb, pero muy próxima a ésta, teniendo una alta probabilidad para penetrarla.

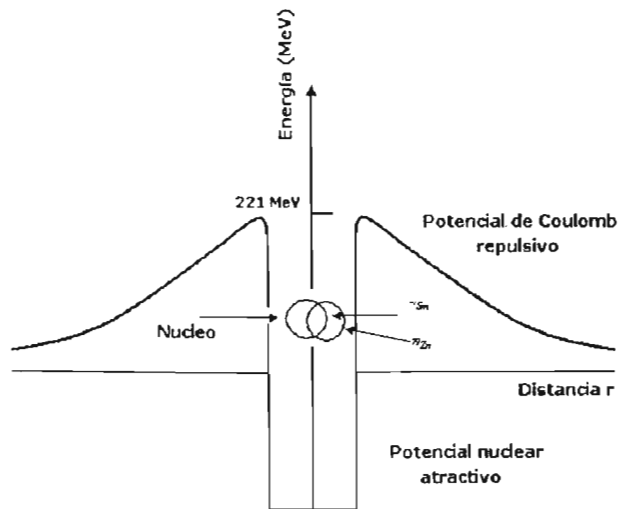


Figura 6. Dentro del potencial nuclear, ^{238}U puede existir instantáneamente como dos fragmentos de ^{79}Zn y ^{159}Sm pero la barrera de Coulomb es demasiado débil, tal que no pueden separarse.

b) *La energía de ligadura nuclear.* La energía de ligadura se define como el equivalente en energía de la diferencia de la masa atómica y la suma de los Z electrones mas la energía total de ligadura electrónica, esto es:

$$E = (\Delta m)c^2 = m_A c^2 - Z m_e c^2 + \sum_{i=1}^Z B_i \quad (2.2)$$

De la curva de energía de ligadura contra número másico (figura 7), se observa que es máxima para ^{56}Fe ; alrededor de 8.8 MeV, y esta decrece suavemente con el incremento de A . En la región de masa $A=240$, la energía de ligadura es alrededor de 7.6 MeV, y

aproximadamente en $A=120$, la energía de ligadura es 8.5 MeV, lo cual indica que la fisión es favorable para núcleos pesados.

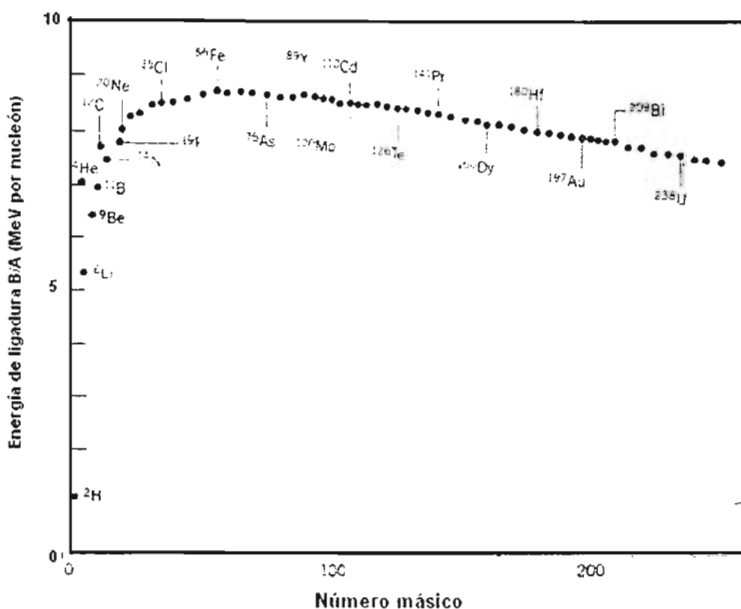


Figura 7. Curva de energía de ligadura.

Dentro del fenómeno de la fisión nuclear, existe la fisión **espontánea**, proceso que para números másicos grandes compete con otros procesos de decaimiento. Los cálculos predicen que la barrera de Coulomb contra fisión es cero alrededor de A igual a 300.

Algunos otros núcleos pueden estar muy debajo de la barrera de fisión tal que la fisión espontánea no es observada, pero la absorción de una pequeña cantidad de energía, por ejemplo de neutrones de baja energía o fotones, forman un estado intermedio (estado nuclear compuesto), de tal manera que se puede sobrepasar la barrera de fisión, a este

proceso se le conoce como fisión **inducida**. En las siguientes secciones se da una descripción detallada de la fisión espontánea e inducida.

2.2.1 Fisión espontánea.

Es posible que un núcleo en su estado de mínima energía, atravesase la barrera de potencial. Se ha observado que para elementos mas ligeros que el Torio, la altura de la barrera de potencial es demasiado alta y la penetrabilidad es demasiado baja, tal que la fisión espontánea en estos núcleos no ha sido observada. Para los elementos pesados conocidos, la fisión espontánea se comporta como un modo de decaimiento, y la limitación de existencia de elementos mas pesados que estos se debe primariamente a la inestabilidad con respecto a la fisión espontánea.

Una buena aproximación para entender la fisión espontánea, puede ser obtenida de la fórmula semiempírica de la masa, ya que establece condiciones para que un núcleo se fisione. De esta, se puede deducir que la diferencia en energía entre un núcleo esférico y uno en forma de elipsoide del mismo volumen está dada por:

$$\Delta E \cong \left(-\frac{2}{5} a_s A^{2/3} + \frac{1}{5} a_c Z^2 A^{-1/3} \right) \epsilon^2 \quad (2.3)$$

si el segundo término es mas grande que el primero, la diferencia de energía ΔE es positiva y se tendrá fisión espontánea, por lo tanto para fisión espontánea, la condición es:

$$\frac{1}{5} a_c Z^2 A^{1/3} > \frac{2}{5} a_s A^{2/3} \quad (2.4)$$

y utilizando los valores de a_s y a_c se obtiene:

$$\frac{Z^2}{A} > 47 \quad (2.5)$$

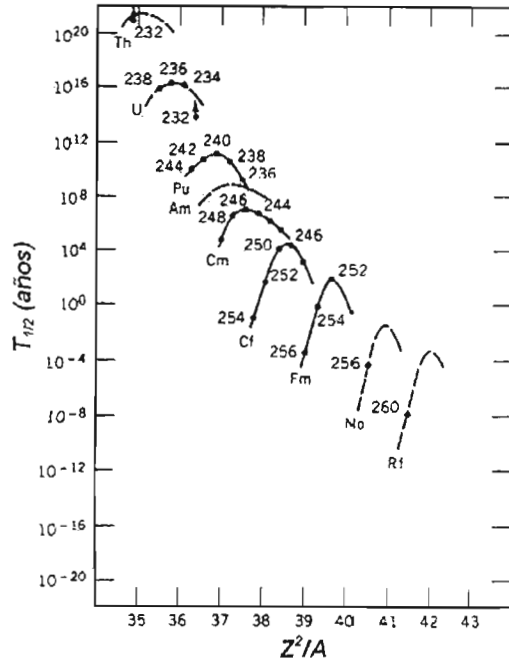


Figura 8. Vidas medias para fisión.

Nuclide	Half life	Reference
^{230}Fm	~ 10 yr	Druin <i>et al.</i> (1971)
^{233}Fm	115 yr	Nucl. Data Sheets (1969)
^{234}Fm	200 day	Choppin <i>et al.</i> (1954)
	220 \pm 40 day	Fields <i>et al.</i> (1954b)
	246 day	Jones <i>et al.</i> (1956)
^{235}Fm	$(1.2 \pm 0.6) \times 10^4$ yr	Brandt <i>et al.</i> (1963)
^{236}Fm	3 hr	Choppin <i>et al.</i> (1955)
	170 min	Hoff <i>et al.</i> (1968)
^{237}Fm	120 yr	Nucl. Data Sheets (1969)
^{238}Fm	380 ± 60 μsec	Hulet <i>et al.</i> (1971)
^{257}Md	≥ 30 hr	Sikkelnd <i>et al.</i> (1965)
^{252}No	~ 7.5 sec	Sikkelnd <i>et al.</i> (1968), Oganesian <i>et al.</i> (1970)
^{254}No	$\geq 9 \times 10^4$ sec	Dubna work quoted in Giorso and Sikkeland (1967)
^{256}No	~ 1500 sec	Giorso and Sikkeland (1967), Kuznetsov <i>et al.</i> (1967)
^{258}No	1.2×10^{-3} sec	Nurmia <i>et al.</i> (1969); Nurmia (1970)
^{256}Lw	$> 10^5$ sec	Flerov <i>et al.</i> (1971)
^{257}Lw	$> 10^3$ sec	Flerov <i>et al.</i> (1971)
^{258}Lw	≥ 20 sec	Flerov <i>et al.</i> (1971)
^{261}Rf	≥ 650 sec	Giorso <i>et al.</i> (1970)
^{261}Os	8 sec	Flerov <i>et al.</i> (1971)

Tabla I. Vidas medias para fisión espontánea.

En la figura 8 se muestra la vida media de fisión en función del parámetro Z^2/A ; al valor mas grande de Z^2/A (~ 41), le corresponde una vida media de 10^{-8} años (~ 0.31 s); si se extrapola para $Z^2/A = 47$, la vida media para fisión será aproximadamente 10^{20} segundos. De la condición dada por 2.5, la fisión nuclear puede ocurrir espontáneamente para valores mayores que el valor critico $Z^2/A = 47$. La tabla 1 muestra las vidas medias de fisión para algunos núcleos.

2.2.2 Fisión inducida

Como se mencionó, existen núcleos los cuales están en estados de energía por debajo de la barrera de potencial, por lo que para que puedan fisionarse se requiere de una cantidad de energía, la cual llamamos energía de activación o barrera de fisión, la siguiente figura 9 muestra la dependencia de la barrera en función del número másico.

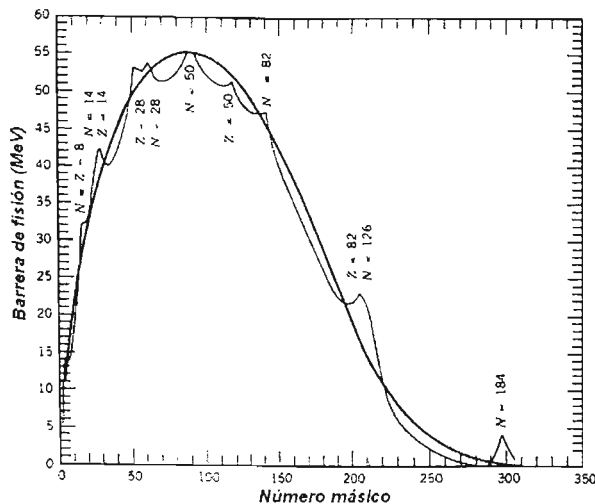


Figura 9. Variación de la energía de activación con el número másico. La curva oscura es basada en el modelo de la gota líquida. La figura muestra efectos incluyendo estructura de capas.

De la investigación de la fisión inducida, se encontró que esta cumple con las características de la fisión espontánea. Para poder describir la fisión, debemos de tomar en cuenta lo siguiente:

- a) La distribución de las masas de los fragmentos emitidos (figura 10).
- b) Los neutrones⁶ emitidos durante la reacción.
- c) Para que un núcleo experimente fisión, se debe tomar en cuenta las energías de excitación y de activación de los núcleos.

2.3 ¿Qué es la fisión binaria?

El fenómeno en el que un núcleo, experimenta una división en dos fragmentos, ya sea espontáneamente o inducida por alguna partícula es llamada *fisión binaria*. Existe una distribución de masas característica de los dos productos de fisión, como se observa en la figura 10.

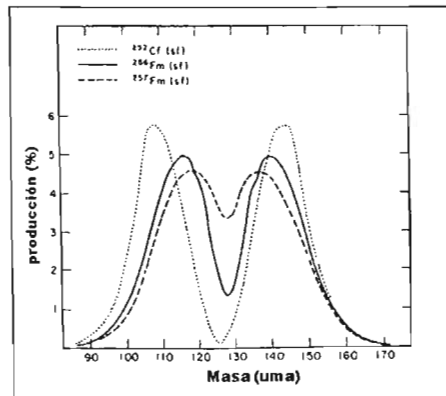


Figura 10. Distribución de masas de los productos de fisión natural para diferentes núcleos.

⁶ Los neutrones se llevan aproximadamente el 2% del momento total, por lo que su contribución se puede despreciar.

En un principio, la fisión binaria fue observada en fisión inducida por neutrones en ^{235}U y ^{239}Pu , después la investigación se extendió a otros sistemas utilizando colisiones medio centrales y periféricas, en la que los resultados se han atribuido a la fisión binaria, además de la participación de otra componente. A continuación se presenta una serie de observaciones que dan evidencia que en reacciones en sistemas pesados, los núcleos experimentan la misma sistemática que se había estudiado para sistemas ligeros.

2.3.1 Evidencias experimentales en reacciones de iones pesados.

Una de las principales características dentro de las reacciones de iones pesados, es que el proyectil y blanco permanecen juntos durante un corto tiempo, más grande de los que se podría asociar con una reacción directa, pero no lo suficiente como para ser considerado fundido en un núcleo compuesto. Esto conduce a una pérdida grande de energía cinética en tales colisiones (algunas veces son llamadas colisiones fuertemente inelásticas o colisiones fuertemente frenadas), la cual reaparece como energía de excitación interna, pero el sistema guarda en la “memoria” como fue formado. Es decir, cuando hay fusión, no siempre le sigue la evaporación, como es característico de las reacciones de iones ligeros, hay con frecuencia una fuerte probabilidad de que el núcleo compuesto se fisione en dos fragmentos grandes. Debido a que la carga del proyectil puede ser muy grande, se requiere también de energías grandes para poder sobrepasar la barrera de repulsión de Coulomb entre los sistemas.

En el estudio de las reacciones nucleares, uno de los principales métodos que se han utilizado, ha sido el estudio de los canales de salida, que indica que tipo de decaimiento se esta llevando a cabo. Para esto, el modelo de la gota líquida cargada ha sido de gran apoyo

en la explicación de la energética asociada con la fisión nuclear. El modelo, en su forma mas simple, describe los cambios de energía potencial asociados con distorsiones de forma en términos de la interacción entre efectos de Coulomb y de superficie.

La explicación de las partículas observadas después de la reacción es análoga al rompimiento binario de gotas líquidas, este proceso de rompimiento está bien descrito por medio de las inestabilidades de Rayleigh [8]. La figura 11 muestra una representación gráfica de las inestabilidades.

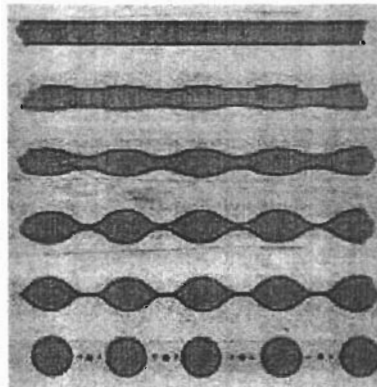


Figura 11. Representación gráfica de las inestabilidades de Rayleigh.

En la investigación de las reacciones nucleares de iones pesados a energías incidentes de 5-10 MeV/A utilizando colisiones medio centrales, se encontró que la reacción encierra el blanco y proyectil, en la cual masa y energía son intercambiados, obteniendo así, un cuasi blanco y cuasi proyectil excitado [9]-[13]. La característica de estos dos productos de reacción es que ambos tienen masa y número atómico similares a los originales blanco y proyectil. El sistema di-nuclear excitado decae emitiendo partículas, y

después de la separación del cuasiproyectil⁷ y cuasiblancos, se aceleran entre sí debido principalmente a su repulsión coulombiana. En el sistema $^{56}\text{Fe} + ^{165}\text{Ho}$ a 8.3 MeV/A se observó que existe una emisión de partículas alfa [14], y analizando distribuciones angulares y espectros de energía cinética, se concluyó que estas podrían ser entendidas como evaporación solo del proyectil y blanco fusionados y el decaimiento estadístico sucesivo del cuasiproyectil y cuasiblancos. Posteriormente Toke [15], también observó que había emisión de partículas de el rango $3 \leq Z \leq 10$, los cuales identificaron como fragmentos de masa intermedia, esta investigación fue enfocada en colisiones periféricas en la reacción $^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$, a 28 MeV/A, concluyendo que la emisión de fragmentos de masa intermedia fueron dinámicamente producidos en la región entre el cuasiproyectil y cuasiblancos. A la vez, Montoya [16] llegó al mismo resultado que Toke, su trabajo lo realizó en $^{129}\text{Xe} + ^{\text{nat}}\text{Cu}$, observando la participación de dos fuentes en movimiento, lo cual es característico de procesos binarios, además de la fuente de fragmentos de masa intermedia.

Bocage et al [17], recientemente han estudiado el trabajo de Montoya y Toke con el estudio sistemático de la emisión de fragmentos en colisiones periféricas y medio centrales; han investigado muchas combinaciones proyectil-blanco abarcando reacciones simétricas y asimétricas en un amplio rango de energías incidentes. En su trabajo, analiza las distribuciones angulares en el centro de masas (figura 12). Para sistemas en que el proyectil es un núcleo pesado (Pb) y el blanco es un núcleo ligero (Al), observan que la emisión de partículas es igual en todos los ángulos (en el SCM), lo cual es consistente con fisión estandar. Cuando el blanco es un núcleo pesado (Ag ó Au), hay una preferencia de emisión de partículas hacia $\cos\theta_{\text{prox}}=1$, en donde θ_{prox} es el ángulo formado entre la dirección de la

⁷ En artículos en inglés el cuasiproyectil y cuasiblancos corresponden al PLF (Proyectil-like Fragment) y TLF.

velocidad del cuasi-proyectil y el eje de fisión., Bocage denomina a este tipo de decaimiento, “rompimiento alineado”.

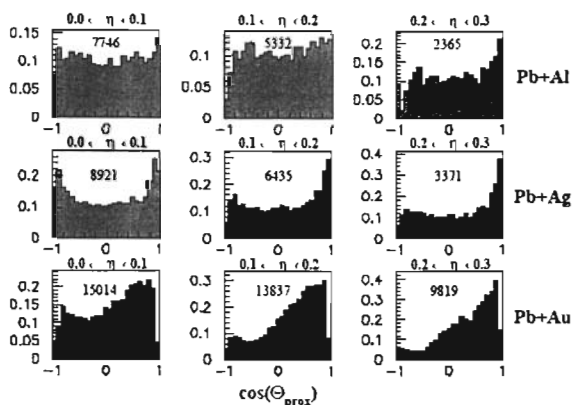


Figura 12. Reacciones periféricas para Pb+Al, Pb+Ag, Pb+Au a $E=29$ MeV/A, Las distribuciones claras son compatibles con procesos de fisión estándar del cuasiproyectil, y las distribuciones oscuras corresponden a dos componentes, una componente estándar y otra proveniente del rompimiento alineado.

De estos resultados Bocage et al., propusieron que para la fisión alineada la interacción del blanco y proyectil deforma el proyectil induciendo su rompimiento.

También, en el estudio del comportamiento sistemático de la energía cinética total mas probable [18] liberada en fisión $\langle E_K \rangle$, se muestra que los datos pueden ser exactamente descritos por un modelo basado en la repulsión coulombiana. Tales modelos predicen que $\langle E_K \rangle$ depende linealmente del parámetro de Coulomb del núcleo que experimenta fisión. Los coeficientes derivados del ajuste de mínimos cuadrados a los datos puede ser directamente asociados con la distancia de separación entre los centros de carga; el ajuste funciona también para fisión espontánea. El resultado es el siguiente.

$$\langle E_K \rangle = \left[(0.1189 \pm 0.0011) \frac{Z^2}{A^{1/3}} + 7.3 \right] (\pm 1.5 \text{ MeV}) \quad (2.6)$$

En general, el modelo tiene gran concordancia con otros, como el de la gota líquida, y con el modelo de esferoides de Coulomb los cuales explican fenómenos asociados con colisiones complejas núcleo-núcleo, cuasi fisión y fragmentos de masa intermedia. En la figura 13, datos experimentales obtenidos de algunos trabajos son comparados con los predichos por la ecuación 2.6. Se observa que el *modelo de Viola* describe con mucha exactitud los datos experimentales.

En este trabajo, se pretende evidenciar el rompimiento binario del cuasiproyectil, analizando las velocidades y ángulos relativos de los fragmentos en el centro de masas. Los resultados experimentales se compararán utilizando el *modelo de esferas cargadas* que están separadas por 3 fm, que está dado por

$$V = 1.44 \frac{Z_1 Z_2}{r_1 + r_2 + 3} \text{ MeV} \cdot \text{fm} \quad (2.7)$$

y utilizando el modelo de Viola (ecuación 2.6).

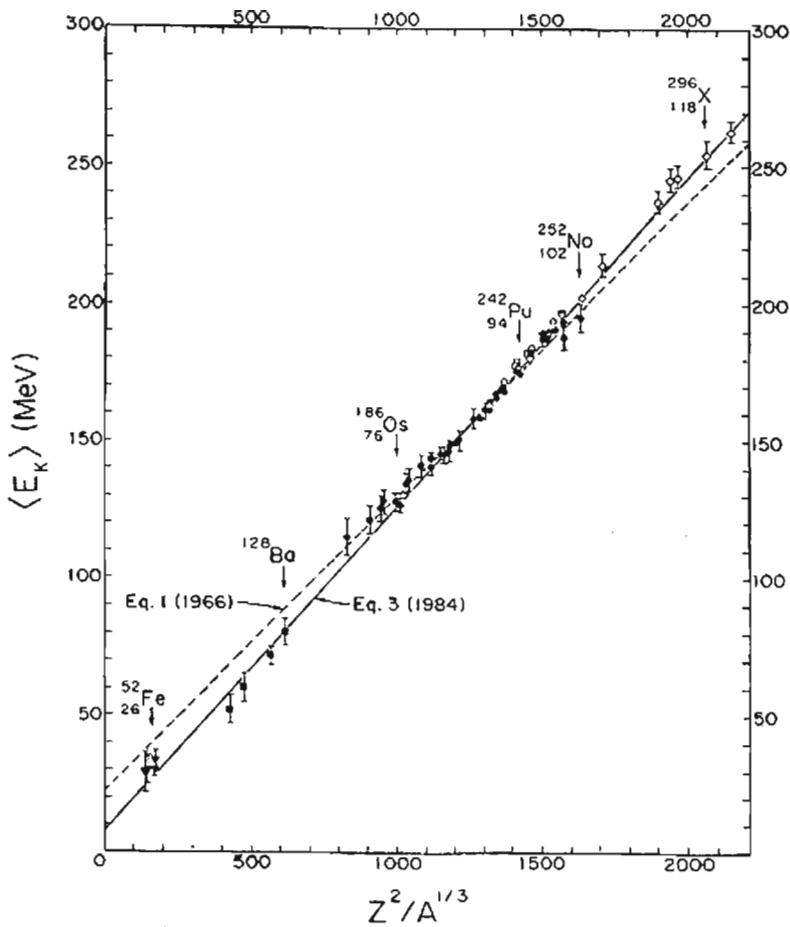


Figura 13. Grafica de $\langle E_K \rangle$ en función de $Z^2/A^{1/3}$. La línea sólida representa los resultados predichos por la ecuación 2.5, y los puntos son datos experimentales reportados en algunos trabajos.

Hasta aquí hemos tratado de la sistemática de la fisión; en el siguiente capítulo hago una descripción del dispositivo experimental y como fue hecha la adquisición de los datos necesarios para llevar a cabo nuestro análisis.

CAPÍTULO 3 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

3.1 Descripción del dispositivo.

El experimento fue realizado por el grupo de física nuclear de la Universidad de Indiana en el ciclotrón K1200 en el National Superconducting Cyclotron Laboratory at Michigan State University, dirigido por V. Viola y R. T. de Souza. Haces de ^{114}Cd a 50 MeV/amu con una intensidad entre $4\text{-}30 \times 10^7$ partículas por segundo, fueron extraídos y enfocados sobre un blanco de ^{98}Mo con una densidad de 0.777 mg/cm^2 .

Las partículas emitidas en las reacciones nucleares se registraron en conjunto en el detector MSU Miniball [19], el cual cubre el 89% de 4π en ángulo sólido, el restante 11% de las pérdidas está dado por las siguientes contribuciones:

- a) La entrada del haz y aberturas de salida (4%);
- b) Aproximación de las superficies curvadas correspondientes a ángulos polares constantes por superficies planas (2%);
- c) Aislamiento óptico de detectores y tolerancias mecánicas (4%);
- d) Espacio para el mecanismo de inserción del blanco (1%).

En la figura 14, se muestra una perspectiva general de la estructura del ensamble del detector MSU Miniball, en la que se han omitido conexiones eléctricas, el sistema de enfriamiento, y el mecanismo de inserción del blanco.

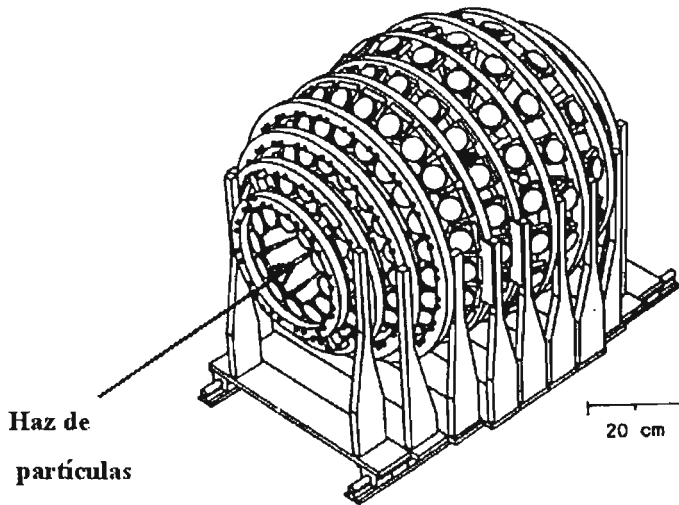


Figura 14. Representación del detector MSU Miniball.

Las partículas emitidas en el rango de $5.4^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 160^\circ$ fueron registradas en el detector MB/MW (MSU Miniball/Washington University Miniwall). El detector MB/MW en el rango $\theta_{\text{lab}} \leq 55^\circ$ y $-55^\circ \leq \phi_{\text{lab}} \leq 55^\circ$ fue reemplazado por el detector LASSA (Large Area Silicon Strip Array); y para ángulos en el rango $2.1^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 4.2^\circ$ se utilizó un contador anular, la figura 15 describe una vista transversal del dispositivo.

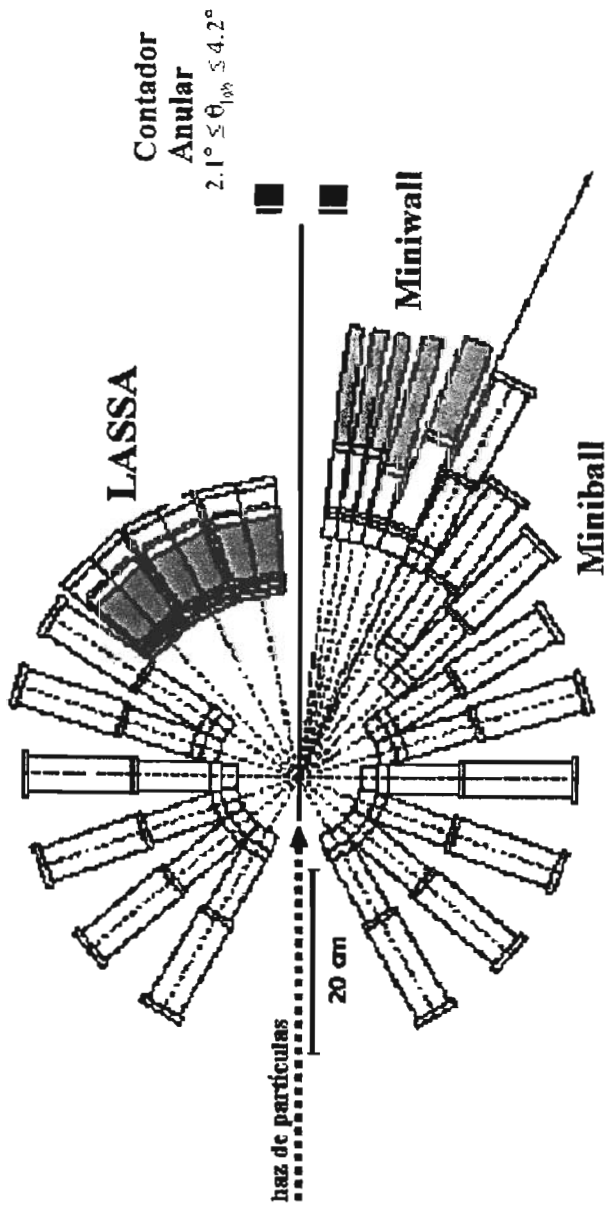


Figura 15. Vista de un corte transversal del dispositivo.

El detector Anular y Miniball/Miniwall fueron fundamentales en la adquisición de los datos, ya que estos son los que proporcionaron la mayor parte de la información en la multiplicidad de las partículas.

Para registrar un evento se tomaron las siguientes restricciones:

- a) Al menos tres de los detectores MB/MW deberían de dispararse (en una coincidencia dentro de un intervalo de tiempo de 50 ns), la finalidad de esto fue disminuir la probabilidad de tomar datos provenientes de ruido debido a electrones de baja energía.
- b) La segunda excluye los proyectiles dispersados elásticamente que son registrados en el contador anular. Debido a la cobertura angular de este detector, éste registra eventos provenientes de colisiones periféricas.

De las restricciones anteriores se desprende que la mínima multiplicidad registrada es de tres partículas. Por otro lado, los eventos provenientes de colisiones elásticas no son de interés para nuestro análisis, lo cual conduce a considerar una multiplicidad mínima de $M=5$. Sin embargo, para eliminar cualquier contribución debida a dispersión elástica o ruido (eventos aleatorios), solo se consideraron multiplicidades mayores que seis ($M \geq 6$).

3.1.1 Contador anular.

El contador anular consiste de un detector segmentado de silicio de 300 μm de espesor, con 2 cm de CsI(Tl) en la parte trasera. La parte frontal del detector fue segmentada en 16 cortes en secciones independientes, y la parte posterior fue segmentada

en cuatro secciones, cada uno conteniendo independientemente 16 lectores anulares de salida, como se muestra en la figura 16.

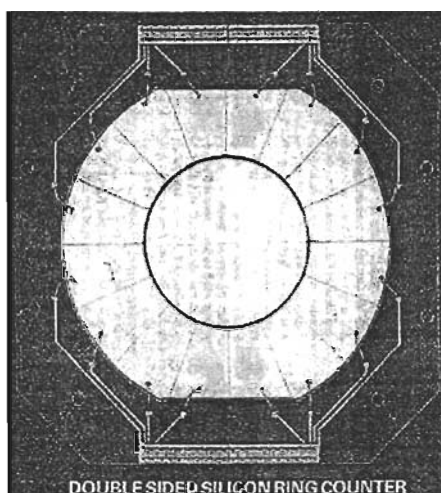


Figura 16. Esquema del contador anular. Se observan las 16 secciones de la parte posterior.

3.1.2 Identificación de partículas.

El número atómico de cada fragmento emitido durante la reacción se puede determinar utilizando la ecuación de Bethe-Bloch, con la cual se puede conocer la pérdida de energía de una partícula cargada por unidad de longitud.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right] \quad (3.1)$$

donde ze es la carga del proyectil; N_e es la densidad de electrones del blanco; m_e es la masa del electrón; v es la velocidad del proyectil; I es la energía mínima necesaria para excitar a un electrón; $\gamma = 1/(1-\beta^2)^{1/2}$ es el factor de Lorentz; y β es la razón v/c donde c es la velocidad de la luz. En la ecuación 3.1 se puede ver la dependencia entre la pérdida de energía por unidad de longitud y el número atómico de la partícula al cuadrado, esto es

$$-\frac{dE}{dx} \propto z^2 \quad (3.2)$$

Cuando un fragmento atraviesa la placa de Si , debido a la interacción con la materia, este perderá una cantidad de energía ΔE_{Si} , quedándole una energía restante de E que se registrará en la parte posterior (CsI), de donde se tiene que la energía inicial E_0 de la partícula incidente será la suma de ΔE_{Si} mas E_{CsI} , es decir

$$E_0 = \Delta E_{Si} + E_{CsI} \quad (3.3)$$

Al graficar la energía perdida contra la energía incidente restante (figura 17), se observan curvas que describen un comportamiento parabólico, tal como lo predice la ecuación de 3.2. Cada una de estas curvas muestran claramente la resolución para $Z=2$ hasta $Z=48$. Una característica evidente es el pico elástico localizado en el lado superior derecho, ($E_{CsI} \sim 3700$ MeV, $E_{Si} \sim 1600$ MeV).

La pequeña región difusa arriba del pico que corresponde a la dispersión elástica puede producir una falsa impresión, ya que se podría pensar en partículas con carga mayor que la del proyectil. La posible explicación a estos eventos es que sea la detección de dos partículas en coincidencia, tal que la suma de sus cargas es mayor que la del proyectil. La figura 18 muestra una proyección unidimensional de la figura 17, en donde se observa claramente cada uno de los fragmentos detectados.

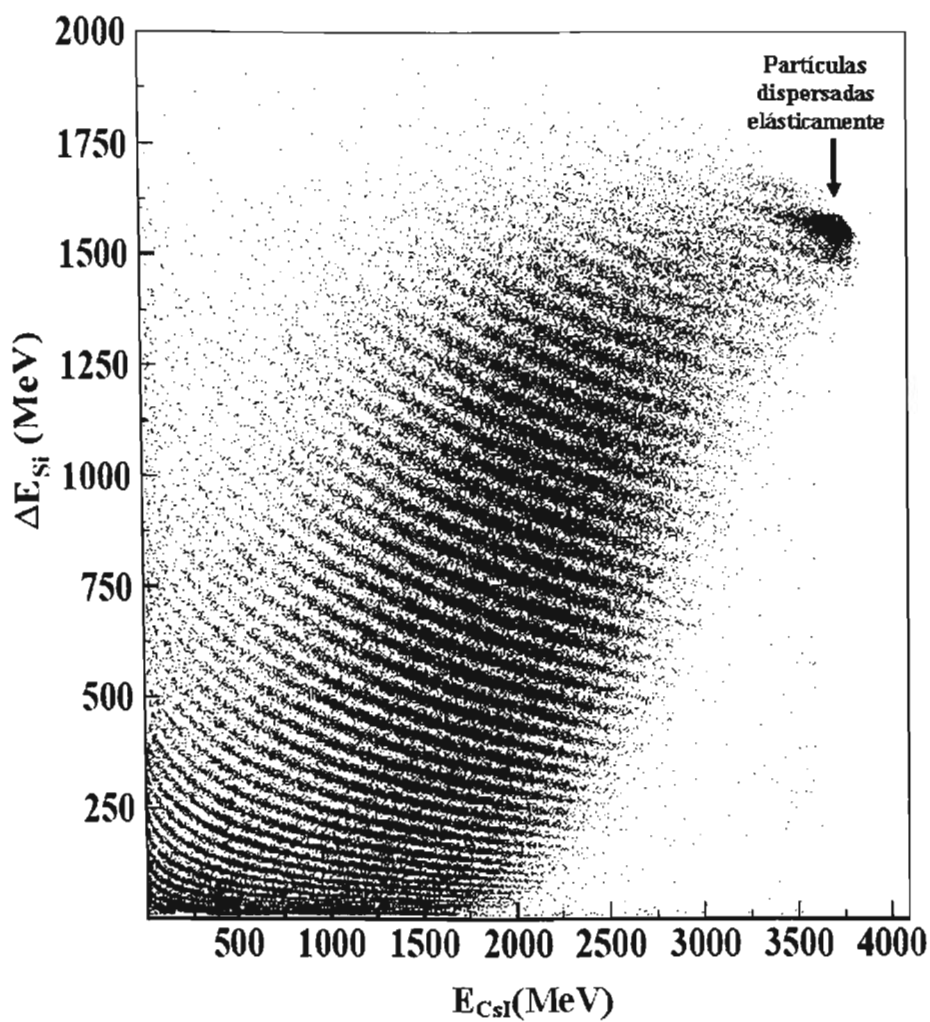


Figura 17. Resolución en el contador anular

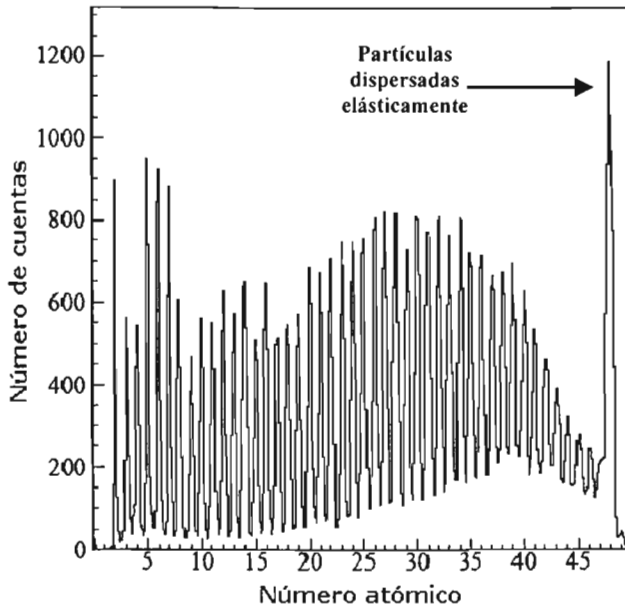


Figura 18. Proyección unidimensional de la figura anterior. Se puede observar claramente el número atómico (Z) de cada partícula detectada.

3.2 Detector MINIBALL/MINIWALL (MB/MW).

El detector MB/MW consistió de centelleadores de CsI(Tl) montados en 15 anillos independientes. El detector Miniball ocupó el rango angular de $25^\circ \leq \theta_{lab} \leq 160^\circ$, y el Miniwall el rango de $5.4^\circ \leq \theta_{lab} \leq 25^\circ$. Por la ubicación de estos detectores, las partículas incidentes sobre esta parte, provienen de colisiones más centrales. Dado que no se contó con información $\Delta E-E$ para este detector, no fue posible tener información sobre la carga de los fragmentos que eran registrados, por lo que la principal información obtenida de él, fue el número de partículas emitidas durante las colisiones.

3.3 Reducción de los datos.

La adquisición de datos se realizó evento por evento; la información se almacenó en cintas magnéticas para su posterior análisis. De cada detector, para cada uno de los fragmentos emitidos en cada evento se obtuvieron los siguientes parámetros: Carga Z , masa A , Energía E , y la posición (θ, ϕ, r) . Con esta información se obtuvieron las velocidades y momentos respectivos. La herramienta fundamental para hacer el análisis de los datos fue programación en lenguaje FORTRAN; se utilizó un programa que fue creado originalmente en la universidad de Indiana, al que se le fueron añadiendo rutinas y subrutinas necesarias para realizar nuestro análisis. A su vez, para realizar el manejo gráfico de los datos así como generar los histogramas que se presentan, se utilizó el lenguaje de programación PAW (Physics Analysis Workstation) que fue creado en el CERN [20]. Como la información fue grabada evento por evento, la información sobre correlación espacial y temporal se preservó, lo cual nos permite hacer selección de reacciones basados en diferentes observables físicas. En el siguiente capítulo se presentan los resultados de seleccionar eventos del experimento, basados inicialmente en el número de partículas cargadas emitidas así como en la velocidad de los fragmentos detectados.

CAPÍTULO 4 ANALISIS DE LA REACCIÓN

4.1 Introducción.

En 1960, Kaufmann y Wolfgang introdujeron el concepto de reacción rasante [21], en aquel tiempo, solo eran reconocidos dos mecanismos de reacción: reacciones de núcleo compuesto y reacciones con energías debajo de la barrera de Coulomb entre los núcleos. Ellos notaron que en colisiones de iones pesados con energías superiores a la de la barrera de Coulomb, había una tercera posibilidad de mecanismo de reacción en un rango intermedio de parámetros de impacto, a este nuevo mecanismo le llamaron “grazing reaction (reacción rasante)” ó “de transferencia de contacto”. ¿Qué trajo de nuevo este nuevo mecanismo de reacción?. Pues bien, ellos observaron que la transferencia de nucleones ocurre con mas probabilidad a distancias en las cuales los núcleos experimentan interacción nuclear, los núcleos son deflectados a ángulos menores que los de las trayectorias periféricas descritas por la dispersión elástica de Rutherford. En este tipo de reacciones, los núcleos tienen contacto casi tangencialmente intercambiando solo nucleones, y después de pasar por la zona de contacto, nuevamente son separados por la repulsión de Coulomb, también notaron que los productos de reacción se movían con velocidades ligeramente más pequeñas que las del haz. En sus experimentos, las posiciones de los picos en las distribuciones de energía eran de alrededor de 0.85 de la energía por nucleón del haz. Un mecanismo de reacción en el que los fragmentos tenían aproximadamente la velocidad del haz, fue observado antes en estudios realizados por Serber en 1947 [22]. En su trabajo, núcleos pesados eran bombardeados con deuterones. El punto esencial en este mecanismo es que el movimiento del protón no es perturbado por

el proceso de rompimiento del deuterón, es decir, el protón se comporta como espectador, y la partícula transferida (el neutrón) es la participante en este tipo de reacción. En la literatura el fenómeno es identificado como mecanismo Openheimer-Phillips.

Hasta hace dos décadas, uno de los fenómenos característicos de las reacciones de iones pesados a energías incidentes altas, era el proceso de la formación de un cuasi-proyectil con una energía correspondiente a la del proyectil incidente, el fenómeno fue observado sobre un amplio rango de energías incidentes, en el orden de 10 MeV/A a unos cuantos GeV/A.

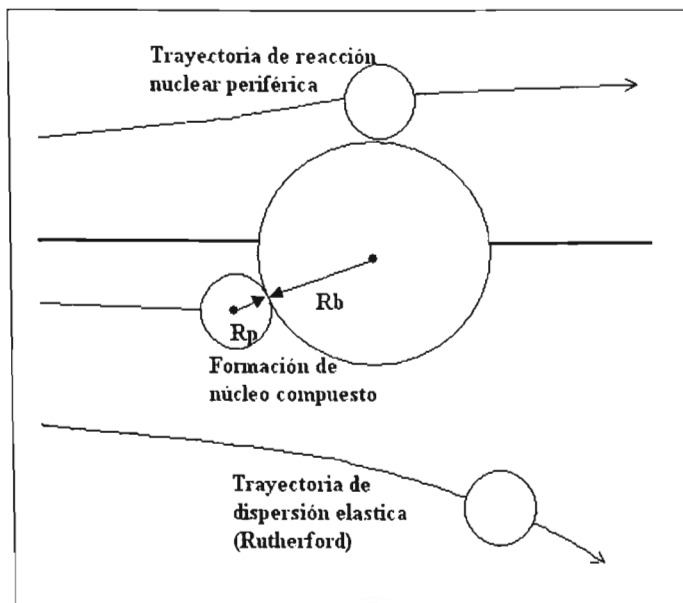


Figura 19. Reacciones nucleares para diferentes parámetros de impacto.

Es así que el comportamiento de la colisión depende fuertemente del traslape de materia nuclear, por lo que las colisiones pueden ser clasificadas, considerando dicho

traslape como se muestra en la figura 19. Si el parámetro de impacto b , es mucho más grande que la suma de los radios de los dos núcleos R_p+R_b , (donde R_p es el radio del proyectil y R_b es el radio del blanco), el número atómico y el número másico permanecen iguales y se experimenta solo dispersión de Rutherford, el proyectil es elásticamente dispersado. Cuando $b \leq (R_p+R_b)$, una reacción nuclear periférica ocurre y para parámetros de impacto menores ocurre una colisión central. Por lo tanto usando el parámetro de impacto, las reacciones se pueden dividir en tres grupos: procesos periféricos cuasi elásticos (reacciones periféricas); colisiones profundamente inelásticas (reacciones medio centrales) y reacciones de proceso de fusión (reacciones centrales), sin embargo, el límite entre cada una de estas no está bien definido y con frecuencia existe confusión sobre su clasificación [23].

Se ha determinado que en colisiones medio centrales y periféricas, a energías de 5-10 MeV/A [24-27], el proyectil y blanco pueden interactuar intercambiando carga, masa y energía. En este tipo de reacciones, la energía cinética inicial provoca que el blanco y proyectil alcancen estados excitados, es decir, la energía cinética es convertida en energía de excitación de los núcleos. Las reacciones que cumplen con estas características pueden ser explicadas en dos etapas (figura 20):

1. La interacción inicial, en la cual el proyectil y blanco intercambian protones y neutrones.
2. El decaimiento (desexcitación) del cuasiblanco y cuasiproyectil.

En estudios recientes, se ha evidenciado el decaimiento del cuasiproyectil, por medio de un proceso que Bocage [17] denomina rompimiento alineado, fenómeno que atribuye al rompimiento del núcleo por fisión binaria.

Para nuestro análisis se tomaron en orden consecutivo distribuciones momento lineal y de carga; multiplicidad de los fragmentos detectados; distribuciones binarias de carga, las cuales nos darían información sobre eventos correlacionados; velocidades; velocidades relativas en el sistema centro de masas, en esta sección se comparan los resultados experimentales con la predicción de modelos fenomenológicos que caracteriza a la fisión nuclear binaria. Y finalmente se analiza la correlación angular entre los fragmentos. Cada una de estas partes se realizó con la finalidad de mostrar que el cuasi-proyectil decae experimentando fisión nuclear.

En general, el decaimiento del cuasiproyectil puede ser representado como se muestra en la figura 20.

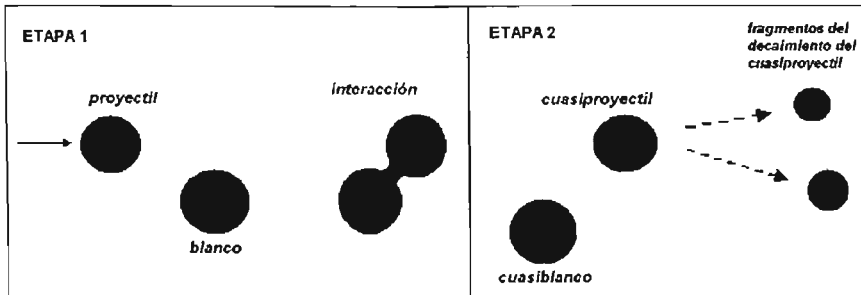


Figura 20. Descripción de las etapas de la reacción nuclear y el posible decaimiento del cuasiproyectil por fisión binaria.

4.2 Cinemática de la reacción.

Como se describió en detalle en la sección 1.3, la reacción debe ser descrita en un esquema relativista, principalmente utilizaremos conservación de energía y del momento en el sistema centro de masas.

De la ecuación de la energía total de una partícula se tiene que

$$E_{\text{Tot}} = E_K + m_0 c^2 \quad (4.1)$$

donde E_K es la energía cinética de la partícula y $m_0 c^2$ es su energía en reposo. Para una partícula de 50 Mev/amu el momento está dado por

$$p = \sqrt{\left(\frac{E}{c}\right)^2 - m_0^2 c^2} = 1227.94 \text{ umacm/ns} \quad (4.2)$$

y por otro lado $p = \gamma p_0 = 1227.94 \text{ umacm/ns}$ donde $\gamma = 1.058426$, entonces

$$p_0 = 1071.6 \text{ umacm/ns} \quad (4.3)$$

Si se realiza un experimento de reacciones nucleares y se quiere detectar el cuasi-proyectil, utilizando el resultado anterior y el principio de conservación de la carga se puede establecer las siguientes condiciones:

- a) El momento que se detecte será alrededor $p = 1071.6 \text{ amu}\cdot\text{cm/ns}$.
- b) La máxima carga será alrededor de $Z = 48$.

Obsérvese que estas condiciones son especialmente válidas en el caso cuando el cuasiproyectil no decae, es decir cuando se detecta un sólo fragmento en el contador anular, y este caso no es de interés para nuestro estudio. Sin embargo, estos parámetros nos dan una fuerte restricción sobre las posibles características de los fragmentos (suma de momentos y carga) en caso de que el cuasiproyectil si decaiga por fisión binaria (sección 4.4). En las siguientes secciones se presentan los resultados experimentales de la selección de eventos con diferentes características cinemáticas y de carga total detectada.

4.3 Multiplicidad.

La multiplicidad es una variable que ha sido ampliamente utilizada en la determinación de la centralidad de la reacción, en otras palabras la multiplicidad es un medio para determinar el nivel de excitación del sistema. Como se mencionó al principio, las reacciones nucleares se describen utilizando el parámetro de impacto, sin embargo, ésta variable no se puede medir directamente; por lo que se le ha asociado con la

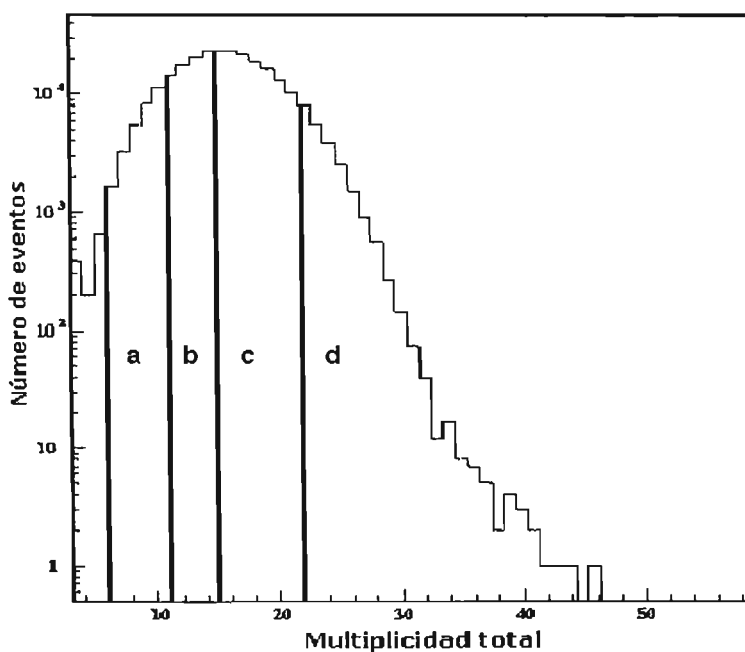


Figura 21. Multiplicidad total, medida durante el experimento las líneas indican los cortes mencionados en el texto.

multiplicidad, la cual se denotará con M . La multiplicidad se define como el número de partículas cargadas que son detectadas en coincidencia. De acuerdo a la descripción de la sección 3.1, la multiplicidad mínima que tomaremos en cuenta es $M=6$.

En la figura 21 se muestra la multiplicidad total medida en el experimento, tomando en cuenta estudios en sistemas similares [28,29]. Esta ha sido dividida en cuatro regiones a, b, c, d (marcadas con líneas), abarcando los siguientes rangos de multiplicidad:

$a) 6 \leq M < 11$	Colisión periférica.
$b) 11 \leq M < 15$	Medio-periférica.
$c) 15 \leq M < 22$	Medio-central.
$d) 22 \leq M$	Colisión central.

Cada corte se puede interpretar en la siguiente forma: A mayor centralidad de la reacción menor será el parámetro de impacto, un caso ideal sería la colisión totalmente central, la cual tendría un parámetro de impacto cero. Como el objetivo es estudiar colisiones periféricas, el primer corte nos proporcionará la mayor parte de la información.

4.4 Distribuciones de momento lineal y de carga.

La figura 22 muestra la distribución del momento lineal de las partículas detectadas en el contador anular, mostrando sus respectivos cortes en la multiplicidad. Se observa lo siguiente: en a) la distribución tiene un máximo en $p \sim 800$ amu·cm/ns, que es aproximadamente el 75% del momento inicial del proyectil. Como se discutió en la sección 4.1; esto es un indicio de que la mayoría de estos eventos corresponde a la formación de un

cuasi-proyectil, lo cual refuerza la clasificación dada anteriormente ya que sólo colisiones periféricas dan lugar a su formación; en *b*) el máximo del momento detectado está alrededor de 650 amu·cm/ns, para *c*) en 500 amu·cm/ns, y para *d*) en 300 amu·cm/ns, la evolución del momento lineal *b,c,d* esta de acuerdo con un incremento en la centralidad de los eventos, ya que entre más central sea la colisión, menor será la cantidad de momento transmitido cerca de 0 grados (el detector anular solo cubre de 2 a 4 grados).

En cuanto a la carga detectada en el contador anular en función de la multiplicidad, la figura 23 muestra la evolución con la centralidad, en particular para el primer corte *a*) se observa el máximo de la distribución alrededor de $Z \sim 41$, para *b*) en 36, para *c*) en 27 y para *d*) en 18. Nuevamente se nota que para el primer corte (colisiones periféricas), las

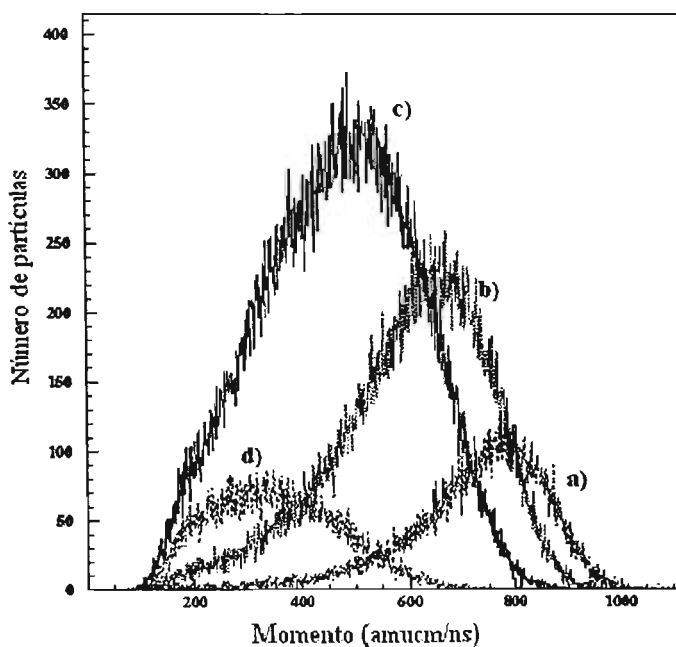


Figura 22. Distribución de momento en el contador anular.

partículas detectadas contienen aproximadamente el 85% de la carga del proyectil. Como se mencionó, el corrimiento del pico en las distribuciones era de esperarse, ya que si la multiplicidad aumenta, entonces las partículas detectadas provienen de colisiones más centrales, conteniendo menor momento y carga.

La información de interés es que las partículas detectadas provenientes de colisiones periféricas transportan el mayor porcentaje de la carga y del momento del proyectil, por lo que podemos suponer que estas partículas corresponden al rompimiento del cuasiproyectil. Recordemos que en las figuras 22 y 23 representan la suma del momento y la carga de las partículas que llegaron al contador anular.

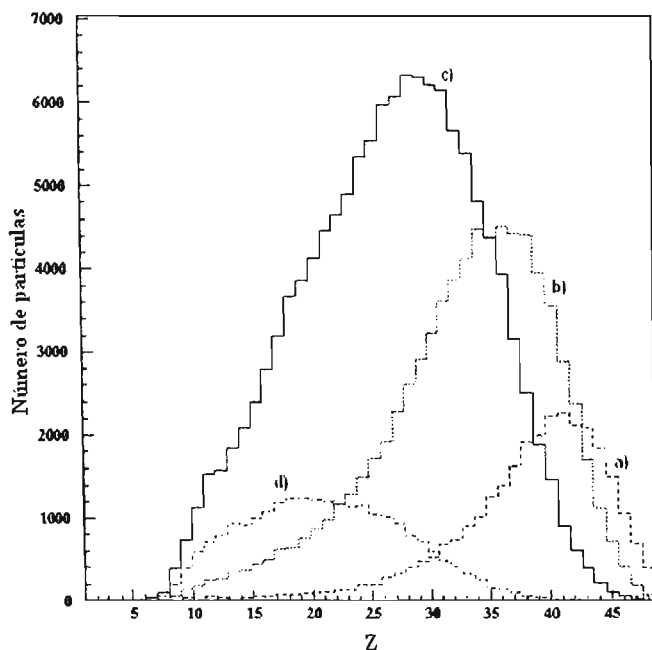


Figura 23. Distribuciones experimentales de carga en el contador anular.

Se puede especular que si el cuasiproyectil decae después de que ha sucedido la reacción, la suma de la carga de los fragmentos i detectados en el contador será como máximo 48, esto es $\sum_i Z_i = 48$. Para nuestro estudio el 74% ($Z \geq 35$) de la carga y del momento será un buen indicador. Debido a nuestro interés en el decaimiento binario del cuasiproyectil, nos enfocaremos al caso en que exactamente dos partículas inciden en el contador anular.

4.4.1 Distribuciones binarias de carga.

Para hacer más claro el análisis a partir de esta sección, ordenaremos las cargas en un fragmento ligero (Z_L) y un fragmento pesado (Z_P), tal que $Z_L < Z_P$. La figura 24 muestra las distribuciones de carga en el plano x - y , el eje Z (intensidad del color) es el número de eventos detectados, normalizados de manera adecuada tal que la escala de color o eje Z nos da la probabilidad de emisión.

En el primer corte ($6 \leq M < 11$ -Colisión periférica) se observa que hay un grupo de partículas que presentan intensidades de color similar (rojo), es decir, lo más probable es que se tengan eventos tales que la suma está en el rango de $35 \leq Z_P + Z_L \leq 48$ encerradas en un rectángulo (existe una mancha en la región $Z_P \sim 33$ que se discute más adelante). Al par de partículas detectadas, tal que la suma esta en el rango antes mencionado y que tengan probabilidad similar de ser emitidas diremos que están correlacionadas, el color rojo y amarillo predominan en todo el rectángulo. Para el segundo corte ($11 \leq M < 15$ Colisión medio-periférica), aunque hay partículas en esta región, la probabilidad de ser emitidas no es la misma, existe más variedad de colores, es decir, hay una menor cantidad de eventos correlacionados, la región rojo-amarillo que está dentro del rectángulo indica que lo más

probable es que la carga total detectada es menor a 35; sin embargo también existe una

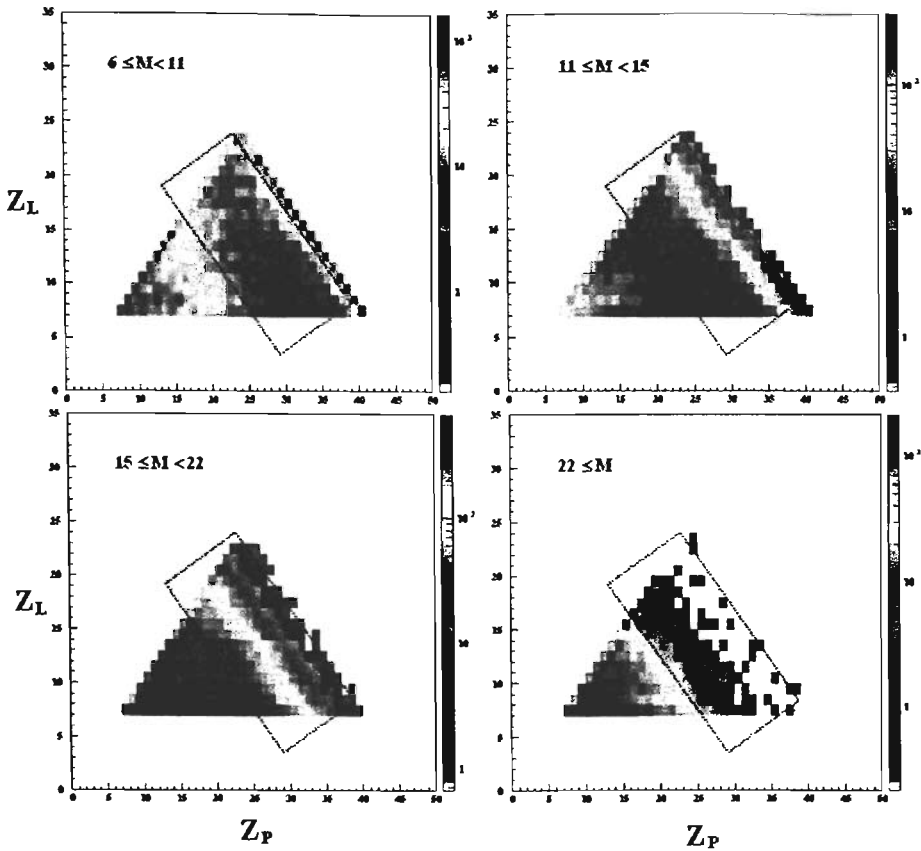


Figura 24. Distribución de carga de los fragmentos detectados en el contador anular para distintos parámetros de impacto, el rectángulo indica el rango $33 \leq Z_P + Z_L \leq 48$.

gran parte rojo-amarillo que no está dentro del rectángulo. Para el tercer corte ($15 \leq M < 22$ Colisión medio-central), se tienen todas las probabilidades, y el grupo con más probabilidad de emisión, contiene partículas ligeras en los rangos $7 \leq Z_P \leq 25$ y $7 \leq Z_L \leq 15$, que no son de nuestro interés. A las partículas con estas características las han denominado como fragmentos de masa intermedia ($3 \leq Z \leq 20$) [30]. El origen de éstas, ha sido entendido

en términos de multifragmentación o desexcitación de la región de traslape en la reacción. Para el cuarto corte, sucede lo mismo con las partículas dentro del rectángulo que son las menos probables. Las que tienen más preferencia por ser emitidas, son partículas que también están dentro del rango de carga que anteriores ($7 \leq Z_p \leq 20$ y $7 \leq Z_L \leq 12$). Entonces podemos asegurar que para multiplicidades entre $6 \leq M < 11$, las partículas tienen la misma probabilidad de ser emitidas, la suma está en el intervalo $33 \leq Z_p + Z_L \leq 48$ y tienen más del 74% de la carga y momento del proyectil, por lo que existe una fuerte posibilidad de que estas partículas si provengan del rompimiento binario del cuasiproyectil.

4.4.2 Distribución de velocidades.

Una vez establecido que los eventos con $6 < M < 11$ son los adecuados para buscar el probable decaimiento del cuasi-proyectil se procedió a graficar la distribución de velocidades de los fragmentos detectados. La figura 25 muestra la distribución de velocidades para los fragmentos ligeros, en la gráfica se puede observar claramente dos grupos, partículas cuya velocidad es alrededor (9.4cm/ns) que son emitidas en mayor cantidad que partículas emitidas alrededor de 8.1cm/ns.

Este resultado es inesperado si consideramos que el cuasi-proyectil se rompe en solo dos fragmentos, y que estamos graficando uno de ellos. El observar dos emisiones es un indicio de que probablemente existe el decaimiento binario del cuasiproyectil además de otro fenómeno involucrado. Hay un mínimo entre estos dos grupos de partículas, que está alrededor de $V \sim 8.5$ cm/ns.

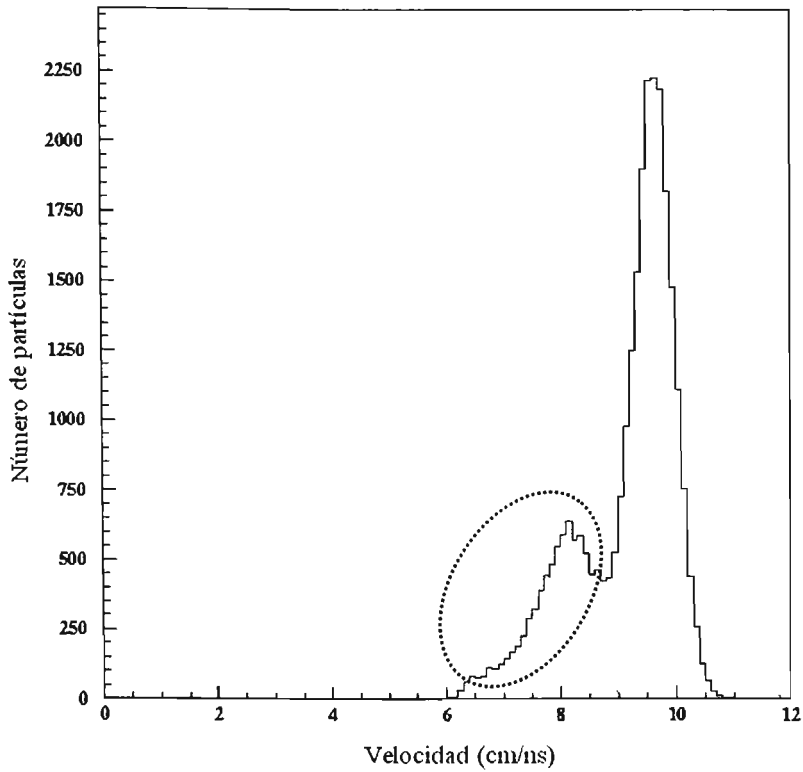


Figura 25. Distribución de velocidades del fragmento ligero, se observa claramente dos distribuciones de diferente intensidad. El ovalo encierra a una de ellas.

El comportamiento de estas distribuciones nos lleva a examinar las siguientes situaciones:

- a) Cuando la velocidad de partícula ligera es mayor que la de la pesada ($V_P < V_L$ -Caso1), y el caso inverso ($V_P > V_L$ -Caso 2), como se muestra en la figura 26.
- b) Cortes en la velocidad, de $4 \leq V \leq 8.5$ cm/ns, y de $8.5 < V \leq 11$ cm/ns.

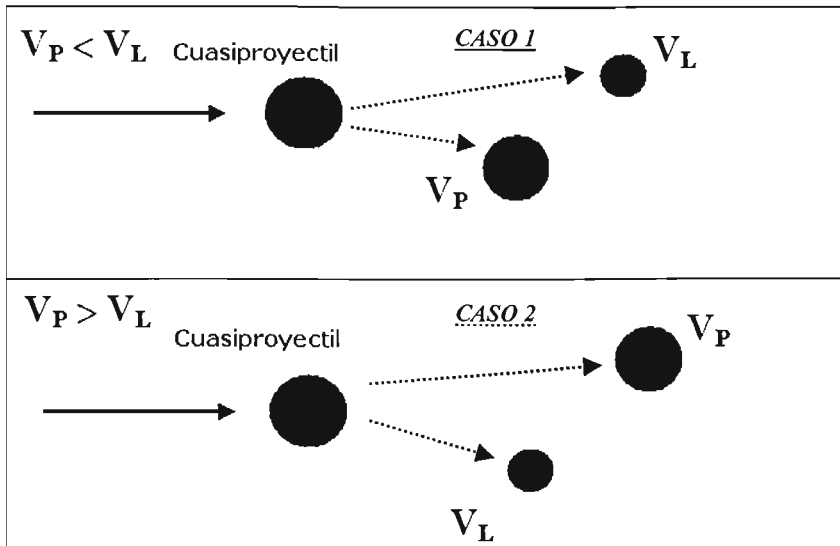


Figura 26. Casos cuando el fragmento ligero es más rápido o lento que el fragmento pesado.

En la siguiente sección analizaremos las distribuciones de carga, con estas condiciones en la velocidad de los fragmentos emitidos.

4.4.2.1 Distribuciones de carga con selección y cortes en la velocidad.

La distribución Z_L contra Z_P , cuando $V_L < V_P$ y V_L esta entre 4.2 y 8.5 cm/ns se ilustra en la figura 27. Para $6 \leq M < 11$ todas las partículas tienen la misma probabilidad de

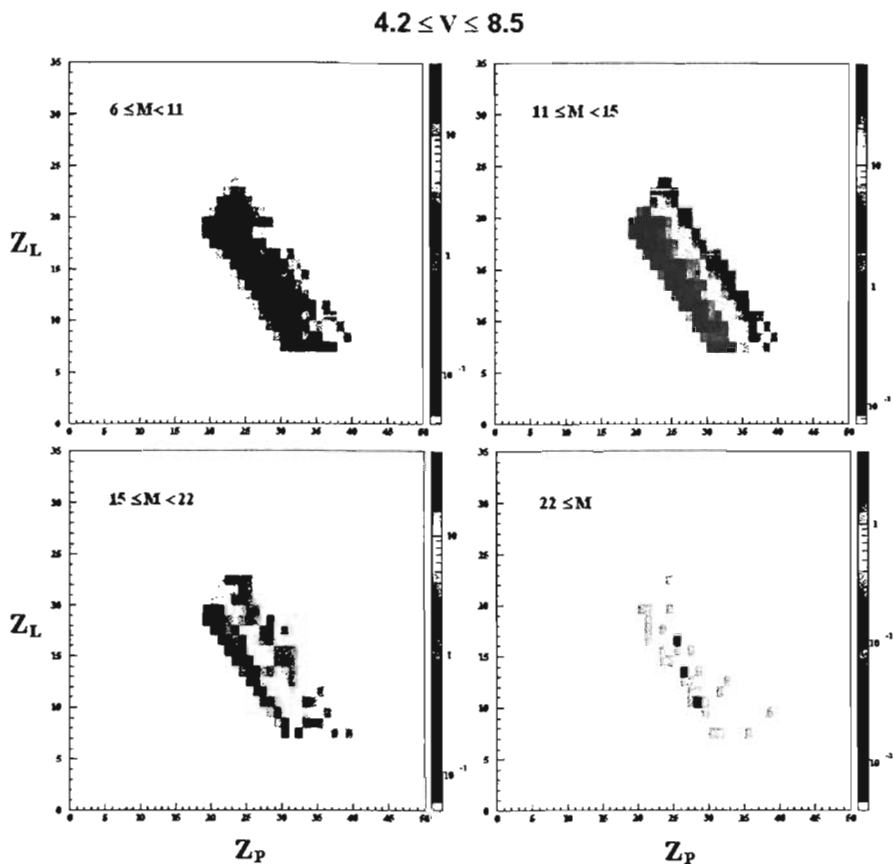


Figura 27. Distribuciones de carga, cuando $V_P > V_L$.

ser emitidas, el cual es consistente con el decaimiento binario de un fragmento padre.

Esta región tiene un máximo aproximadamente en $Z_L + Z_P = 43$, indicando que el cuasiproyectil fue más pequeño que el proyectil. Para colisiones semi-periféricas (cortes b y c, que corresponden a colisiones medio periféricas y medio centrales), la región

correlacionada todavía es evidente, y la suma de Z_L+Z_P ha disminuido a aproximadamente 40, la escala de colores nos indica que no existe preferencia en la emisión de los fragmentos. En el caso de multiplicidad de 15-22 la carga total ha disminuido a $Z_L+Z_P=37$ y los eventos correlacionados comienzan a disminuir hasta prácticamente desaparecer en el siguiente corte de multiplicidad. La evolución mostrada a lo largo de los cortes de multiplicidad es la esperada, es decir, que para colisiones periféricas, los fragmentos deben de provenir del decaimiento binario del cuasiproyectil. Para colisiones medio centrales, pueden provenir de fisión del cuasiproyectil y contribuciones debidas a la transferencia de nucleones entre el blanco y el proyectil, mientras que para colisiones centrales se espera emisión del núcleo compuesto formado en la reacción, por lo que el par de fragmentos detectados no contiene mayor información sobre el proyectil que les dio origen. Sin embargo, cuando $V_L > V_P$, es decir, cuando el fragmento ligero es impulsado delante del fragmento ligero (figura 28), las distribuciones de las cargas son diferentes. Se observa que existe preferencia en la producción de fragmentos, para $6 \leq M < 11$ hay una región que contiene una producción mayor de partículas que está en el rango de $7 \leq Z_L \leq 15$ y $30 \leq Z_P \leq 35$; conforme se aumenta la multiplicidad esta región permanece casi constante es decir, la región amarillo-rojo permanece y la suma de los fragmentos permanece alrededor de 40. Este hecho hace suponer que muy probablemente los eventos de esta región, no provengan del decaimiento del cuasi-proyectil ya que un decaimiento estadístico no debe preferenciar la emisión de fragmento con cierta Z , además de que aun en colisiones semi-centrales es posible observar dichos eventos.

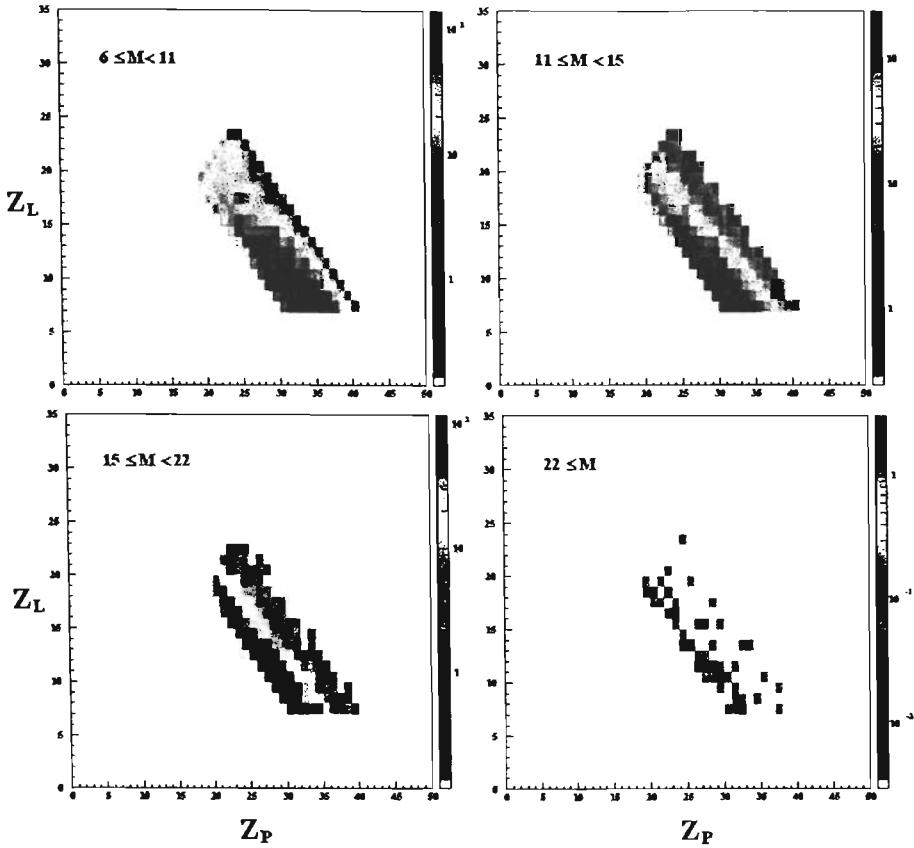


Figura 28. Distribuciones de carga, cuando $V_P < V_L$.

En base a las observaciones realizadas en las distribuciones de carga con selección en la velocidad de los fragmentos detectados, podemos establecer al siguiente resultado: Para que el cuasi-proyectil se forme y experimente fisión, se deben de cumplir las tres condiciones siguientes:

- a) Que la colisión sea periférica ($6 \leq M < 11$).

- b) Que la partícula pesada sea más rápida que la ligera ($V_L < V_P$) y
- c) Que la velocidad esté en el rango de $4 < V \leq 8.5$.

El caso $V_P < V_L$ presenta una distribución de carga diferente a lo que sería un decaimiento estadístico, como lo es la fisión, además para este caso la sección de producción es mayor que el caso $V_L < V_P$, esto se observa en la figura 25, ya que el pico encerrado en el ovalo tiene menor número de cuentas que el que está a su lado, esto es indicio de que además de la fisión del cuasi-proyectil (esta componente no se puede suprimir), existe sobrepuesta otra componente, que tiene predilección por romperse en un fragmento ligero ($Z \sim 8$) y uno pesado ($Z \sim 33$). Una forma de probar más claramente esto es graficar las velocidades relativas de los fragmentos, ya que se pueden utilizar modelos fenomenológicos para calcular dicha velocidad relativa (que esencialmente dependen de la carga de los fragmentos, ver sección 4.5.1) y poder compararla con los datos experimentales.

4.5 Velocidades relativas.

Esta sección está dedicada al análisis de las velocidades relativas de los fragmentos emitidos. Utilizando la ecuación A.7; la velocidad relativa para un fragmento pesado y uno ligero está dada por

$$V_{rel} = |V_P - V_L| \quad (4.5)$$

Tomaremos los casos cuando ($V_P < V_L$) y cuando ($V_P > V_L$), dividiendo en tres partes; la obtención de las velocidades relativas para cada uno de los eventos utilizando los datos

experimentales, posteriormente suponiendo que el cuasi-proyectil experimenta solo fisión, para cada evento se utiliza el valor experimental de la carga de cada uno de los fragmentos y se la dan como parámetros de entrada a un código de computadora que calcula la velocidad relativa de los fragmentos a partir del modelo de esferas cargadas cuyos centros están separados por una distancia de 3 fm; posteriormente se realiza lo mismo pero ahora se utiliza la sistemática de Viola, presentada en la sección 2.3.1; cada una de estos resultados fue comparado de acuerdo a la selección en la velocidad con las distribuciones experimentales. Dado que las distribuciones experimentales presentan mayor dispersión, el máximo de los picos es muy diferente y por lo tanto los espectros experimentales fueron normalizados para poder realizar una comparación directa. Las descripciones fenomenológicas usadas han sido tomadas como referencia, ya que han descrito muy bien a la fisión nuclear. Todos los eventos que examinamos corresponden solamente al primer corte en la multiplicidad ($6 \leq M < 11$) que nos asegura que tenemos las colisiones más periféricas.

4.5.1 Comparación con modelos fenomenológicos.

Las distribuciones de velocidades relativas cuando $V_p < V_L$ y $V_p > V_L$, se muestran en la figura 29. La línea continua representa los datos experimentales mientras que la línea punteada es el resultado del cálculo. De los datos experimentales, se observa que para $V_p > V_L$, V_{rel} tiene un rango entre 1.4 a 4 cm/ns y con un máximo en 2.3 cm/ns aproximadamente, este máximo coincide con el predicho tanto para el caso de esferas cargadas como para el de Viola (línea oscura ancha), por lo que es muy probable que la mayoría de eventos detectados (con esta selección de multiplicidad y velocidad) provengan

del decaimiento del quasi-proyectil. La distribución experimental es mucho mas ancha que lo predicho por el modelo de esferas cargadas (Fig. 29-II), sin embargo en el caso de la sistemática de Viola las distribuciones comienzan a tener dispersiones y anchos similares (figura 29-IV), esto se debe a que el modelo de Viola esta basado en datos experimentales que describen mejor el fenómeno. En el caso $V_P < V_L$ las distribuciones experimentales se extiende de 1.4

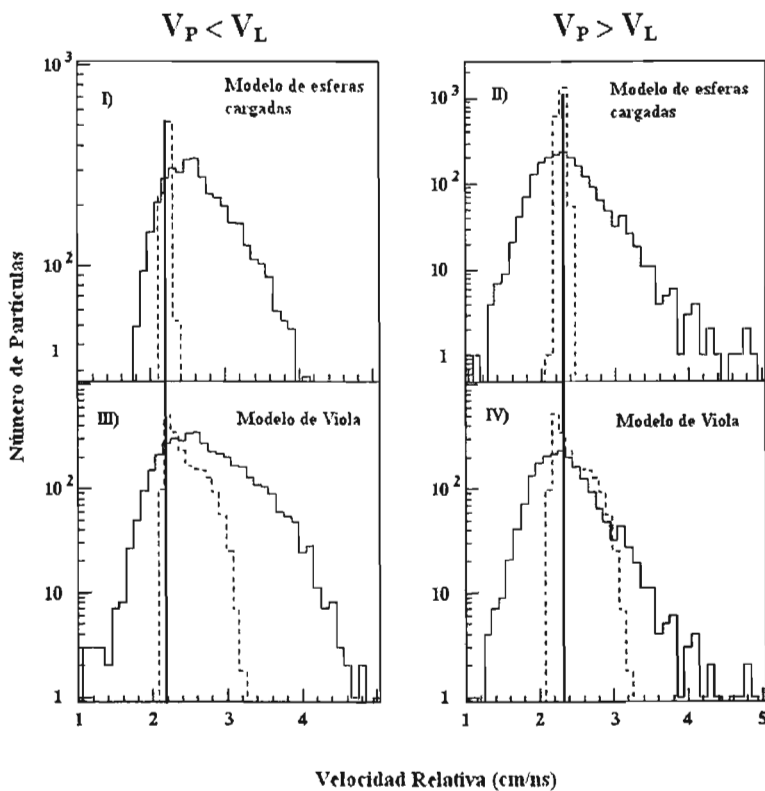


Figura 29. Distribución de velocidades relativas, cuando $V_P < V_L$ y $V_P > V_L$, para colisiones periféricas ($6 \leq M < 11$).

a 5 cm/ns y presentan un máximo en 2.6 cm/ns que está en total desacuerdo con los cálculos tanto de esferas cargadas como de Viola (~2.1 cm/ns). Esto refuerza la hipótesis de que además de la componente de fisión existe otra componente, en la cual la velocidad relativa con que se emiten los fragmentos es mayor, y tiene una distribución de velocidades mucho más ancha (Fig. 29-III). Además de las distribuciones en velocidades, otro argumento en favor del decaimiento del cuasi-proyectil es la correlación angular que pueden tener los fragmentos y por lo que en la siguiente sección se discute dicho punto.

4.6 Correlación angular entre los fragmentos.

De acuerdo al análisis de la sección 1.3.2, cuando dos fragmentos son emitidos de una misma fuente, estos se separan entre sí, con momento igual y opuesto; y como nos hemos orientado en la detección de dos partículas en el contador anular (Z_P y Z_L), la ecuación 1.14, queda como.

$$P_L^{CM} = -P_P^{CM} \quad (4.6)$$

Si el cuasiproyectil experimenta fisión binaria, el ángulo relativo entre Z_P y Z_L (en el centro de masas) deberían mostrar emisión en $\theta_{CM-rel} = 180^\circ$ (ver figura 30). Para realizar este análisis se escribió un código de cómputo que obtenía de los datos experimentales los vectores momento (en el sistema de referencia del laboratorio), después el código cambiaba los vectores al sistema centro de masas y con la ayuda del producto punto entre los vectores se calculó el ángulo relativo entre los vectores. Los resultados de los cálculos son mostrados en la figura 30. Bajo la condición $V_P > V_L$, (se asume que solo existe fisión) se observa claramente que la distribución de ángulos relativos muestra un pico en 180 grados que es un argumento más en favor del decaimiento del cuasi-proyectil.

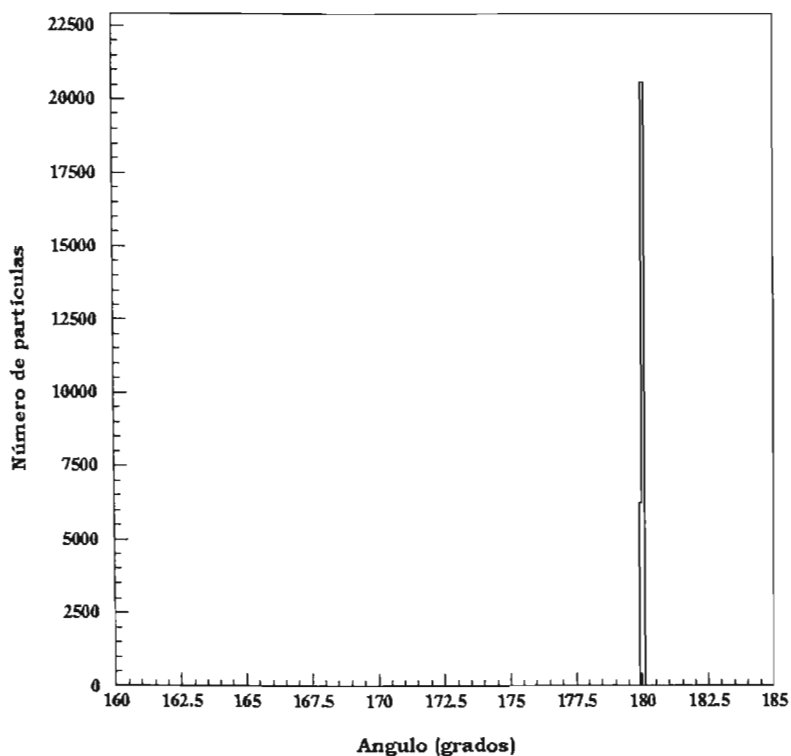


Figura 30. Ángulo relativo entre Z_L y Z_P

4.7 Conclusiones.

A lo largo de este capítulo hemos mostrado una serie de evidencias experimentales que nos permiten concluir que se ha producido la formación de un cuasi-proyectil de carga ~ 43 y cuya energía es de al menos 38 MeV/amu. Dicho cuasi-proyectil se desintegra mediante un proceso de fisión binaria inducida cuya cinemática es descrita por modelos fenomenológicos como el de Viola. Además de esta emisión (fisión) se detectó otro patrón

de emisión, el cual pudo ser aislado mediante selecciones en la velocidad y masa de los fragmentos emitidos, la naturaleza e hipótesis acerca de ésta componente serán discutidas en las conclusiones generales.

CAPÍTULO 5 CONCLUSIONES

5.1 Conclusiones Generales

En este trabajo de tesis se han estudiado reacciones nucleares periféricas en el sistema $^{114}\text{Cd}+^{98}\text{Mo}$, a 50 MeV/uma. En la reducción de los datos experimentales se implementaron programas de cómputo en lenguaje Fortran usando como interfase gráfica el software PAW. La selección de la centralidad de los eventos se realizó utilizando el número de partículas cargadas emitidas en cada evento. La clasificación e identificación de los eventos se realizó estudiando las distribuciones de cargas, velocidades y ángulos. Se presentó evidencia experimental que muestra la formación y decaimiento del cuasi-proyectil formado en la colisión (sección 4.7). Además de este decaimiento se logró identificar otra componente que privilegia la emisión de fragmentos con $Z \sim 8$. Dicha componente ha sido observada anteriormente por Montoya et al [16] y Boccage et al [17]. La naturaleza y el origen de dicha componente aun esta en discusión y se especula que está relacionada con la posible formación de una región denominada cuello de la interacción. En la Ref. [16] se establece un modelo que trata de reproducir los datos experimentales, sin embargo debido a la limitación de los datos solo las distribuciones de carga son descritas, haciendo falta cuantificar otros observables físicos como la sección eficaz de producción. La selección de eventos en [16,17] se basa principalmente en las distribuciones angulares de los fragmentos. En ambos trabajos se le atribuye una naturaleza dinámica a este decaimiento, es decir, depende del blanco y proyectil que estén involucrados en la reacción.

En este trabajo se observó que además de las diferencias angulares, los fragmentos presentan una cinemática diferente al decaimiento del cuasi-proyectil, lo que

eventualmente podría ser utilizado para aislar completamente la componente desconocida. Finalmente una extensión a este trabajo de tesis sería extraer la sección eficaz de la componente desconocida, esto se podría hacer utilizando el hecho de que el decaimiento del cuasi-proyectil sigue las características de una fisión binaria, por lo tanto sería posible realizar una simulación Montecarlo muy precisa para el caso $V_p > V_L$, usando como parámetro de entrada los valores experimentales, y al ser la fisión un proceso estadístico, el caso $V_p < V_L$ debería ser simétrico respecto al caso anterior, de esta forma la simulación podría ser restada al espectro experimental (figura 25), el exceso sería una forma de cuantificar la componente desconocida.

APÉNDICE A

Sistema centro de masas o de momento [31,32]:

En la figura A1, se muestra una colisión de una partícula de masa m_a que incide sobre una partícula de masa m_b que está en reposo. En **a)** se muestra la colisión en el sistema de laboratorio, **b)** en el sistema centro de masas antes de la colisión y **c)** después de la colisión las partículas tienen direcciones opuestas en el sistema centro de masas.

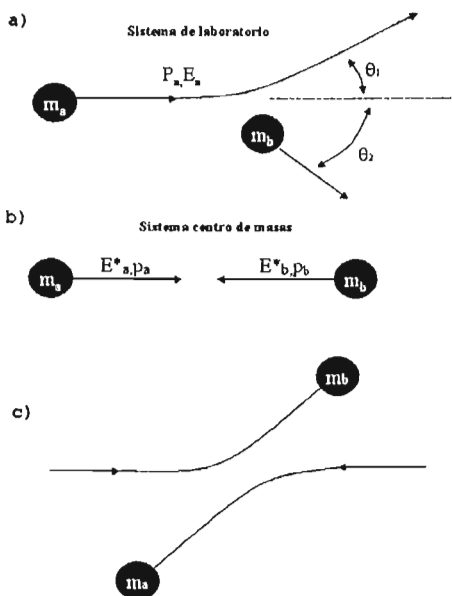


Figura A1

El sistema centro de masas o de momento está definido como el sistema en el cual el momento total es cero, esto es:

$$p^*_a + p^*_b = 0 \quad (\text{A.1})$$

En el sistema de referencia de laboratorio una partícula a tiene un momento p_a , y energía E_a . Bajo las transformaciones de Lorentz, en el sistema centro de masas (denotado con asterisco) el momento y la energía estarán dados por

$$p^*_a c = \gamma_{CM} (p_a - V_{CM} E_a) \quad (\text{A.2})$$

$$E^*_a = \gamma_{CM} (E_a - V_{CM} p_a) \quad (\text{A.3})$$

donde V_{CM} es la velocidad del centro de masas y explícitamente está dada por la siguiente relación

$$\begin{aligned} V_{CM} &= \frac{p_a + p_b}{E_a + E_b} \\ &= \frac{p_a}{E_a + m_b} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$y \quad \gamma_{CM} = \frac{E}{M} = \frac{E_a + m_b}{(E_a + E_b)^2 + (p_a + p_b)^2} \quad (\text{A.5})$$

Velocidad relativa clásica:

Si tenemos dos partículas A y B en el sistema de laboratorio, sus velocidades están dadas por

$$v_a = \frac{dr_a}{dt} \quad y \quad v_b = \frac{dr_b}{dt}$$

$$V_{BA} = \frac{dr_{BA}}{dt} \quad y \quad V_{AB} = \frac{dr_{AB}}{dt}$$

$$r_{BA} = r_B - r_A \quad y \quad r_{AB} = r_B - r_A$$

$$\text{entonces} \quad \frac{dr_{BA}}{dt} = v_B - v_A \quad y \quad \frac{dr_{AB}}{dt} = v_A - v_B$$

sea la velocidad relativa de los fragmentos, la diferencia de sus velocidades en el LAB, será

$$V_{rel} = |v_B - v_A| \quad (\text{A.6})$$

Si ahora consideramos el SCM, las velocidades estarán dadas por:

$$v_A' = \frac{m_B v_{AB}}{m_A + m_B} \quad \text{y} \quad v_B' = -\frac{m_A v_{AB}}{m_A + m_B}$$

entonces

$$v_A' - v_B' = \frac{m_B v_{AB}}{m_A + m_B} - \left(-\frac{m_A v_{AB}}{m_A + m_B} \right)$$

$$V_{rel} = v_A' - v_B' = v_A - v_B \quad (\text{A.7})$$

por lo tanto, las velocidades relativas en el SCM y LAB serán las mismas.

Velocidad Relativa Relativista: Si un observador A mide dos objetos B y C que se están moviendo con velocidades $u=(u_x, u_y, u_z)$ y $v=(v_x, v_y, v_z)$ respectivamente, la velocidad relativa galileana entre B y C está dada por la ecuación A.6.

La expresión relativista para la velocidad relativa está dada por

$$w^2 = \frac{(u-v) \cdot (u-v) - ((u \times v)^2 / c^2)}{\left(1 - \frac{u \cdot v}{c^2}\right)^2} \quad (\text{A.9})$$

donde

$u-v=(u_x - v_x, u_y - v_y, u_z - v_z)$ es la diferencia de vectores.

$u \cdot v = u_x v_x + u_y v_y + u_z v_z$ es el producto punto.

$(u \times v)^2 = (u \cdot u)(v \cdot v) - (u \cdot v)^2$ es el producto vectorial.

Cuando $u_y = u_z = v_y = v_z = 0$ la ecuación anterior se reduce a

$$w = |u_x - v_x| / \left(1 - u_x v_x / c^2\right) \quad (\text{A.9})$$

REFERENCIAS

- [1] Artículo publicado en Canarias 7 en la sección de Ciencia y Sociedad, el 1 de Mayo de 1988 por Francisco Martínez Navarro: "50 años de fisión nuclear".
- [2] W. E. Burcham, **Nuclear Physics**, an introduction (Longman 1973, 2a. Ed.)
- [3] G. R. Satchler, **Introduction to Nuclear Reaction**, (The MacMillan Press LTD, 1980)
- [4] Kenneth S. Krane, **Nuclear Physics an introduction** (Jonh Wiley & Sons, 1998)
- [5] W. U. Schroeder and J. R. Huizenga, **In treartise in Heavy-Ion Science**. Ed. D. A. Bromley (Plenum press, New York and London, 1984), Vol.2. pag. 113
- [6] C. Cavata et al, Phys. Rev. C, 1760 (1990).
- [7] Edmund Wilson, **An introduction to particle accelerators**, (Oxford University Press, 2001), pag. 8.
- [8] U. Brosa y S Grossmann, Phys. Lett 126B, 425 (1983)
- [9] E. Duek et al., Phys. Lett. 131B, 297 (1983).
- [10] L. Schad et al., Z.Phys. A 318, 179 (1984).
- [11] B. Lindl et al., Z.Phys. A 328, 85 (1987).
- [12] A. Brucker et al., Phys. Lett. 186B, 20 (1987).
- [13] R. Lacey et al., Phys. Rev. C 37, 2540 (1988)
- [14] W. W. Wilke, et al., Phys. Rev. Lett. 51, 99(1983).
- [15] J. Toke et al., Phys. Rev. Lett. 75, 2920 (1995)
- [16] C.P. Montoya et al., Phys. Rev. Lett. 73, 3070 (1994)
- [17] F. Bocage et al., Nucl. Phys. A676, 391 (2000)
- [18] V. E. Viola et al, Phys. Rev. C, 1550 (1985).

- [19] R. T. de Souza et al., NIM A295 (1990) 109-122.
- [20] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/paw/> (consulta: 24 de Febrero de 2005)
- [21] R. Kaufmann y R. Wolfgang, Phys. Rev. 72, 1008 (1961)
- [22] R. Server, Phys. Rev. 72, 1008(1947)
- [23] R. Kammermans et al. **Theoretical and Experimental Methods of Heavy Ion Physics**, 1987. Editado por Z. Wilhelmi y G. Szefflinska (Nuclear Science Research Conference Series), Vol. 15, Pag.31.
- [24] E. Duck et al., Phys. Lett. 131B, 297(1983).
- [25] A. Brucker et al., Phys. Lett. 186B, 20 (1987).
- [26] R. Lacey et al., Phys. Rev. C 37, 2540(1988).
- [27] Y. D. Kim et al., Phys. Rev. C 45, 338 (1992).
- [28] F. Zhu et al., Phys. Rev. C 52. 784(1995).
- [29] E. Cornell et al., Phys. Rev. Lett. 75, 1475(1995).
- [30] T.A. Bredeweg et al., Phys. Rev. C 66, 014608 (2002).
- [31] R. D. Sard, **Relativistic mechanics**, Ed. W. A. Benjamin. Inc. 1970, pag.20
- [32] Hagedorn R. **Relativistic Kinematics**, Ed. The Benjamin/Cummings Compañy, 1973, pag. 23