

24
16

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
FACULTAD DE CIENCIAS

MECANISMO DE REACCION PARA
 $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ a 608 MeV

T E S I S

PARA OBTENER EL TITULO DE

F I S I C O

AUTOR: EDMUNDO JAVIER GARCIA SOLIS

DIRECTOR: DR. ARTURO MENCHACA-ROCHA

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

JUNIO 1989



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Indice.

| | | |
|---|---|----|
| - | Introducción | 1 |
| - | Capítulo I. El Experimento | 8 |
| - | Capítulo II Presentación de los datos | 11 |
| - | Capítulo III Análisis Fenomenológico | 20 |
| - | Capítulo IV El Modelo | 30 |
| - | Capítulo V Conclusiones | 48 |
| - | Referencias | 48 |
| - | Apéndice | 49 |

Introducción.

Desde su descubrimiento, en 1907, el núcleo ha sido objeto de un estudio exhaustivo. Su constitución, como un agregado de protones y neutrones (nucleones) se entendió desde los años treinta. Dado que ninguna fuerza conocida hasta entonces podía explicar la estabilidad del núcleo, la siguiente década se invirtió en descubrir la forma de esta nueva interacción. A lo largo del camino, se revelaron ciertos aspectos inesperados que derivaron en lo que ahora denominamos como "energía nuclear".

Si bien algunas características de la fuerza nuclear se pueden deducir de medir simplemente las propiedades nucleares como masas, cargas, vidas medias, modos de decaimiento, etc., desde un principio se hizo evidente la necesidad de estudiar al núcleo perturbándolo. Las primeras "reacciones nucleares" fueron realizadas por el propio Rutherford. El método consiste en observar los cambios que ocurren al "bombardear" un núcleo con otro para entender su estructura interna.

En un principio la complejidad del problema indujo a los físicos experimentales a estudiar los sistemas más simples, como colisiones de un nucleón con otro. El uso de "aceleradores" en esta labor introdujo el término de "ión" para determinar la naturaleza del proyectil, si bien el hecho de tratarse de un átomo ionizado interviene sólo en el proceso de aceleración y no en el objetivo mismo de estudiar al núcleo. Años después, cuando las complejidades fueron resueltas, se estudió la interacción entre sistemas más complejos. Con la aceleración de núcleos más pesados para hacerlos chocar con otros núcleos se inició la era de la experimentación con "iones pesados".

Las colisiones de iones pesados se pueden dividir en interacciones elásticas, aquéllas en que los productos iniciales de la reacción no resultan alterados después de la colisión más que en la trayectoria que siguen, y las interacciones inelásticas o reacciones nucleares en que los núcleos observados después de la colisión no tienen la misma constitución que los iniciales, ya sea por un cambio en su masa o en la energía interna. La probabilidad de que ocurra cada uno de estos procesos se mide por su "sección transversal" o "sección eficaz".

Las interacciones entre núcleos pesados han sido estudiadas extensamente para intervalos de energías muy bajos (hasta 20 MeV/A) ó muy altos (de 100 a 2000 MeV/a). La carencia de estudios a energía intermedia se debió al desarrollo tardío de los haces de iones pesados en aceleradores originalmente diseñados para iones ligeros, por lo que sólo recientemente la región intermedia ha podido ser alcanzada experimentalmente. Este intervalo de energía es de gran interés por varios aspectos, entre los cuales tenemos:

La longitud de onda de los nucleones participantes en la colisión, es más pequeña que las distancias internucleares; de ahí que el comportamiento colectivo empieza a estar dominado por las interacciones nucleón-nucleón producidas en las reacciones. [ref 1,2], permitiendo un tratamiento semiclásico de las dispersiones.

Los tiempos de interacción son comparables o más cortos que los tiempos de relajación de los grados de libertad internos, dando lugar a fenómenos de no equilibrio.

La penetración de un núcleo dentro de otro implica que se puede formar una región de alta densidad.

Estos y otros fenómenos observados han abierto el campo a la búsqueda de experimentos y modelos que interpreten los mecanismos de reacción que ocurren a energías intermedias.

La figura 1. muestra cualitativamente cómo varían las secciones transversales para los diversos mecanismos de reacción en función de la energía del proyectil, para sistemas de iones pesados con $A \geq 12$.

La sección total de reacción σ_r , que es la integral de la sección transversal de los procesos no elásticos, crece rápidamente para energías del proyectil por encima de la barrera coulombiana. Esta sección baja lentamente alrededor de los 20 MeV/A debido a la disminución en la sección transversal para colisiones entre nucleones individuales, o "sección nucleón-nucleón", en el mismo intervalo de energías, resultando en un fenómeno denominado "transparencia nuclear" [ref. 3,4,5]

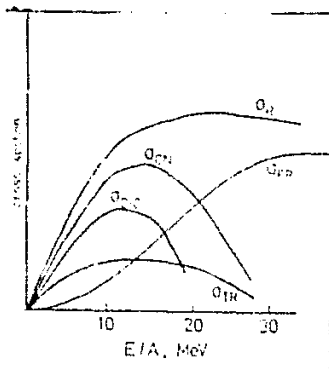


fig. 1 Esquema de los mecanismos de reacción como función de la energía.

Como se puede apreciar, a bajas energías casi toda la sección de reacción es debida al proceso de formación del núcleo compuesto (CCN) en el que el proyectil se funde con el blanco. La línea CCN muestra que la sección eficaz para este proceso empieza a decrecer rápidamente a partir de 15 MeV/A.

A estas energías se puede observar también la presencia de procesos llamados de transferencia (COTR en Fig. 1) en que sólo parte de los nucleones fluyen de un núcleo al otro durante la colisión. Estos mecanismos ocurren, preferencialmente, en reacciones "periféricas", es decir, aquellas caracterizadas por parámetros de impacto cercanos a la suma de los radios de los núcleos en colisión.

Otro mecanismo de tipo periférico importante en este intervalo es el denominado "colisión profundamente inelástica". Eneste proceso el proyectil orbita alrededor del núcleo blanco, y lo hace durante un tiempo suficientemente largo como para permitir el intercambio substancial de neutrones, protones, momento angular y energía. La energía cinética inicial es convertida en energía de excitación y así los núcleos residuales se separan únicamente por la energía coulombiana correspondiente. Este proceso, etiquetado con COIC en la Fig. 1, disminuye a partir de 12 MeV/A.

A energías superiores a los 15 MeV/A, gana importancia el proceso de fragmentación (ver en Fig. 1), que llega a ser dominante a partir de los 30 MeV/A, y en el que los núcleos participantes se fraccionan en dos o más partes. A altas energías este rompimiento se cree que ocurre violentamente durante la colisión, mientras que hay evidencias de que a energías entre 25 y 35 MeV/A éste puede ser un proceso secuencial en el que los núcleos en colisión intercambian nucleones que quedan en estados no ligados, y que decaen posteriormente. Sin embargo, el mecanismo que induce el cambio entre estos dos modos de fragmentación, el rápido y el secuencial, aún se desconoce. La transferencia y la fragmentación se caracterizan por producir residuos cuya velocidad media es muy cercana a la de los núcleos iniciales. Por esta razón a ambas componentes se les denomina "cuasielásticas".

La mayor parte de los esfuerzos enfocados al estudio de los mecanismos de reacción con iones pesados a energías intermedias se han concentrado en entender la producción de partículas ligeras (A<4) y la evolución de las componentes "cuasielásticas" asociadas al proyectil, habiéndose puesto poca atención a aspectos, tales como la producción de residuos más complejos (A>4) de baja energía. Esto último, sin embargo, resulta interesante ya que, en el entendimiento actual, el origen de estas componentes es el decaimiento de núcleos compuestos altamente excitados. A energías incidentes lo suficientemente altas, esta excitación debiera exceder la energía requerida (aproximadamente 8 MeV por nucleón) para disociar completamente cualquier sistema compuesto. Sin embargo, en estas circunstancias, aún se han observado componentes importantes de residuos complejos.

En esta tesis se estudian los mecanismos que dominan en la reacción $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ a una energía incidente de 38 MeV/A. El origen de los residuos de baja energía en este caso particular es de especial interés ya que, con una excitación por nucleón para el núcleo compuesto superior a los 12 MeV, aún se observan núcleos de baja energía con A ≤ 12.

Este trabajo incluye el análisis de datos (Capítulo I) tomados por el grupo de Física Nuclear Experimental del IFUNAM, hasta la

obtención de los espectros de energía de los diversos residuos observados. A partir de esto, se evalúa (Capítulo II) la dependencia angular y la importancia relativa de las componentes cuasielásticas y de baja energía en los espectros de los residuos observados. Estos resultados se interpretan, primero, en base a cálculos fenomenológicos (Capítulo III) ya establecidos y, luego, se desarrolla un modelo (Capítulo IV) que permite describir globalmente la interacción entre los núcleos de ^{12}C y ^{16}O a esta energía. Finalmente, en el Capítulo V se resumen las conclusiones.

CAPITULO I

El Experimento.

Los datos en que se basa esta tesis son producto de un experimento realizado en el sistema acelerador SARA (Systeme Accélérateur Rhone-Alpe) del Instituto de Ciencias Nucleares (ISN) de la Universidad de Grenoble. Este fue propuesto por miembros del Instituto de Física de la UNAM y llevado a cabo en colaboración con miembros del propio ISN. Durante las observaciones se hicieron dos tipos de medidas, unas relativas a la dispersión elástica [ref 8], y las otras, a los residuos de reacción. La presente tesis trata del análisis de este segundo aspecto. Si bien la obtención de los datos no formó parte de este trabajo, por completéz, este capítulo empieza por una descripción breve de los detalles experimentales involucrados en el proceso. Posteriormente se explican los detalles del análisis de estos datos hasta la obtención de los espectros (gráficas de número de partículas vs energía) para cada tipo de partícula identificada.

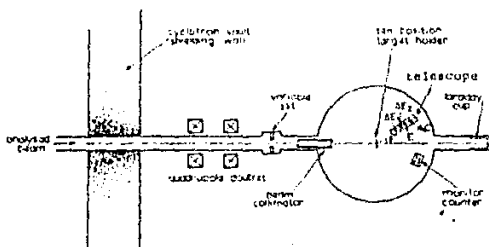


fig. 2 Esquema del dispositivo experimental

El experimento fué realizado en el sistema acelerador SARA que consiste de dos ciclotrones acoplados para producir haces de iones pesados ($A < 40$) con energías hasta 40 MeV/A. En nuestro caso se utilizó un haz de ^{16}O a 38 MeV/A. para bombardear un blanco sólido autosoportado de ^{12}C de 2.23 mg/cm². Los residuos de reacción fueron

detectados utilizando un sistema de detección constituido por cuatro detectores de barrera superficial formando un "telescopio" (ver fig 2). La posición angular de este sistema alrededor del blanco se varió de 7.5 a 70 grados ($\Delta\theta=2^\circ$ para $\theta < 20^\circ$ y $\Delta\theta=10^\circ$ para $\theta > 20^\circ$) para determinar la distribución angular de los residuos detectados.

Cuando una partícula cargada atraviesa un detector de barrera superficial, produce un pulso eléctrico cuya amplitud es proporcional a la energía perdida. Esta a su vez, es función tanto al espesor del detector como a la carga, masa y energía cinética de la partícula incidente. El propósito del sistema detector es, precisamente, evaluar estas tres características para cada partícula incidente. Por lo tanto, en principio, se requieren tres medidas independientes, sin embargo, el que la carga y la masa de cada partícula sean variables discretas permite que dos medidas sean suficiente. Es decir, para cada partícula se debe medir, al menos, su pérdida de energía ΔE al atravesar un detector delgado de espesor Δx y la energía E restante en un detector grueso capaz de detenerla. De esta manera, la suma de las dos energías ($\Delta E + E$) determina la energía total mientras, que una gráfica ΔE vs E permite establecer la identificación (carga Z y masa M) de cada partícula. En las Figuras 3a y 3b se dan ejemplos de las gráficas ΔE vs E . Estas son del sistema en estudio, para datos observados a 40° .

La pérdida de energía de una partícula cargada en un medio está dada por la ecuación (ref. 7)

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = C \frac{Z^2 M^{n-1}}{E^{n-1}} \quad (1.1)$$

donde ΔE es la energía perdida por la partícula en un detector de espesor Δx , E la energía inicial de la partícula Z y M su carga atómica y masa respectivamente, C una constante (3.8 para silicón) y $n = 1.87$ para núcleos con $M < 20$.

Como se aprecia en las Figs 3a y 3b, esto resulta en una dependencia decreciente de $\Delta E/\Delta x$ al aumentar E . Ya que Z y M son variables discretas, esto implica que las diversas partículas se agrupan en regiones bien separadas para cada valor de Z (dado el

exponente cuadrático) y, en forma menos marcada, para los valores correspondientes de M .

En la práctica, cuando se debe detectar toda una variedad de partículas en amplios intervalos de energía, resulta conveniente utilizar un sistema de más de dos detectores, uno tras otro, formando lo que anteriormente denominamos un arreglo "telescópico". En este caso se utilizan detectores de espesores progresivamente mayores. De esta manera, las partículas menos penetrantes (gran Z y M y/o baja E) se detienen en los primeros elementos del sistema mientras que las más penetrantes, que dejan una señal muy pequeña en los primeros detectores, requieren mayor espesor para frenarse. En el presente experimento el telescopio estaba formado por cuatro detectores de silicio de $20\ \mu\text{m}$, $100\ \mu\text{m}$, $200\ \mu\text{m}$ y $5000\ \mu\text{m}$ (ΔE_1 , ΔE_2 , ΔE_3 , y E respectivamente). Este sistema permitió medir los espectros, a partir de una energía de $1\ \text{MeV/A}$, de partículas con $Z \geq 3$. Los espectros de partículas de $Z < 3$ resultaron incompletos ya que su penetrabilidad es mayor que el espesor total del sistema.

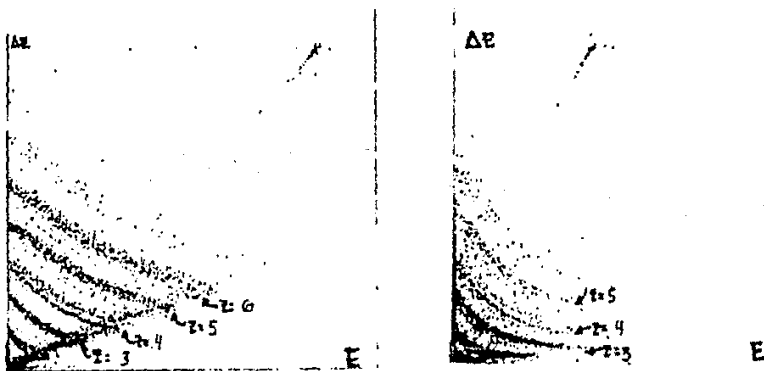


Fig. 8a y 8b. Gráficas de identificación para algunas partículas detectadas. ΔE vs. E .

Para poder calcular el valor absoluto de las secciones eficaces de los diversos procesos es necesario determinar la cantidad de partículas del haz incidente utilizadas en cada observación. En nuestro caso esto se logró midiendo la carga total acumulada en una jaula de Faraday sobre la que incide la fracción del haz que atravesó el blanco sin interaccionar (nuclearmente). Dado que la probabilidad de interaccionar es muy baja (típicamente $1/10^5$), ésta es una medida muy precisa de la cantidad de proyectiles enviados.

Las secciones eficaces diferenciales se calculan utilizando la ecuación:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{N_0 \rho \Omega} \quad (1.2)$$

donde el ángulo sólido subtendido por nuestro detector fué $\Omega = .704$ msr, N es el número de partículas detectadas, N_0 es el número de partículas incidentes, y ρ es la densidad superficial del blanco = 1.1×10^{19} part./cm².

El conjunto de pulsos eléctricos generados por cada partícula en el sistema de detección definen un "evento". Esta información, luego de ser digitalizada, se almacena en forma secuencial en cintas magnéticas para su análisis posterior. Por razones prácticas, esta digitalización se realiza clasificando la señal analógica correspondiente a cada pulso en un número reducido de "canales" (típicamente 2048). La relación canal-energía ("calibración") queda determinada previamente, utilizando una fuente radiactiva de energía conocida (en este caso ²⁴¹Am). El conjunto de eventos, producto de una observación durante un periodo arbitrario de tiempo a un ángulo fijo, constituye una "corrida".

El análisis de los datos acumulados de acuerdo a lo descrito anteriormente se llevó a cabo en el IFUNAM utilizando la Computadora VAX 11-780. Para este propósito, se desarrolló un paquete de cómputo que permite leer datos, calibrar parámetros, identificar partículas y obtener los espectros.

La identificación se efectuó definiendo empíricamente (ver fig 4) la región que ocupa cada tipo de partícula en las diversas combinaciones ΔE_i vs ΔE_j , dependiendo de si la partícula se detuvo en el segundo, tercero o cuarto detector.

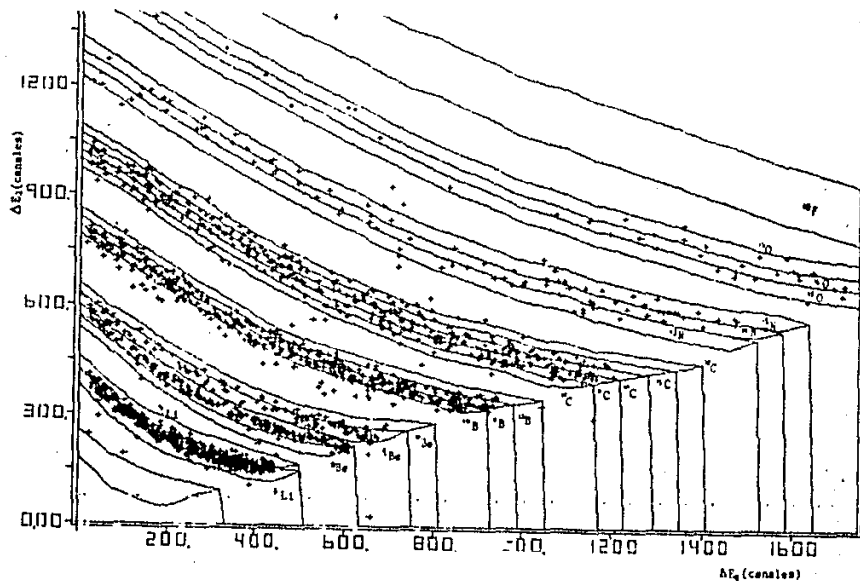


Fig. 4 Separación de las partículas detectadas por medio de "bananas" de identificación.

Una vez realizada la identificación de cada partícula se calcula su energía total y se generan los espectros acumulando el número de partículas de cada energía. Este proceso se repite para cada corrida para determinar la distribución angular de cada tipo de partícula. En el siguiente capítulo se muestran los espectros y las distribuciones obtenidas de la reducción de los datos experimentales.

CAPITULO II

Presentación de los datos.

De la reducción de los datos experimentales, en este capítulo se hace la descripción de los resultados de la reacción. Para este efecto se presentan los espectros de algunos elementos para las corridas realizadas en varios ángulos de detección. Posteriormente se discute el comportamiento general de los datos observados en base a gráficas de sección eficaz vs ángulo de detección llamadas "distribuciones angulares". Por último, se muestran las gráficas que representan la suma total de los eventos encontrados para cada masa o "distribución de masas" para las corridas en que se midió en ángulos extremos, así como para la integral sobre todos los ángulos.

Al discutir las características principales de los datos, en ocasiones se utiliza el número atómico (Z) y en otras directamente la masa (M). Esta simplificación, que supone $M \cong 2Z$, ayuda a la estadística (al sumar todos los isótopos de un elemento) sin, necesariamente, restar generalidad a los resultados que se presentan.

En la figuras 5a y 5 b. se pueden observar los espectros obtenidos para el carbono y el litio a 7.5° donde, en vez de graficar la energía de la partícula detectada en el eje de las abscisas, se graficó la energía sobre el número de masa. Se ha puesto sobre los espectros una línea vertical que corresponde a la energía por nucleón del haz incidente (38MeV).

En estos espectros típicos, de los ángulos mas chicos (a partir de 7.5°) se empiezan a observar eventos para una energía superior a aproximadamente 1 MeV/A, pues el dispositivo experimental usado no es capaz de identificar partículas con una energía menor. Apartir de 1 MeV/A el número de cuentas permanece constante durante un pequeño intervalo, para luego empezar a crecer y llegar hasta un máximo alrededor de los 38 MeV/A, donde el número de eventos decae más rápidamente.

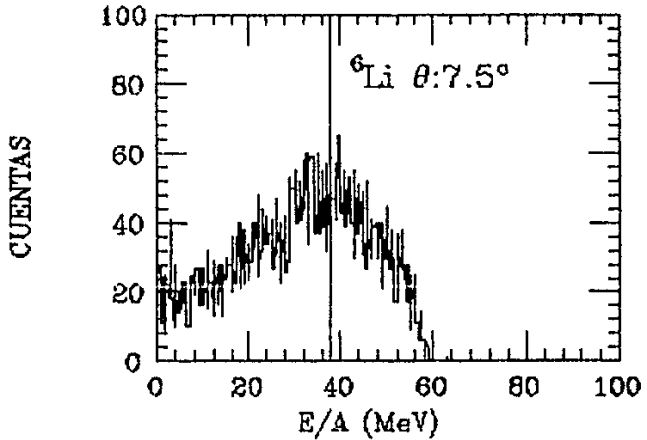
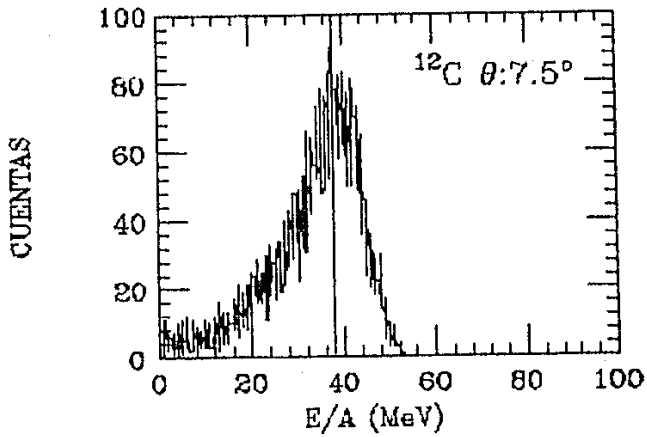


fig 5a y 5b Espectros observados para ^{12}C
 y ^6Li a 7.5 grados..

Para el ángulo de detección mayor, correspondiente a los 70° mostramos también dos espectros en las figuras 6a y 6b. En estos podemos notar un cambio radical en la forma de los espectros, pues la mayor parte de los fragmentos quedan relegados en un intervalo que no llega más allá de los 5 MeV/A, decayendo el número de cuentas a partir de 1 MeV/A y desvaneciéndose rápidamente.

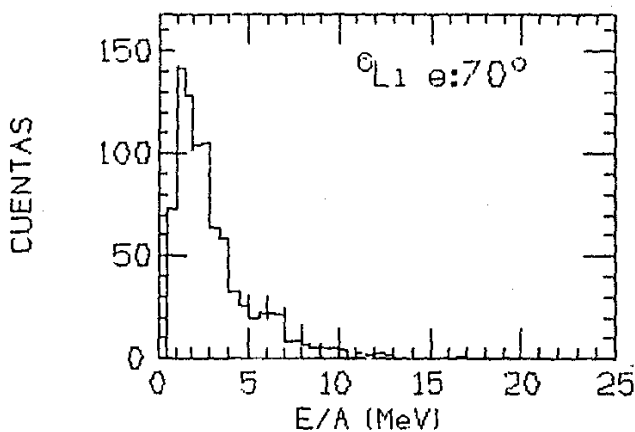
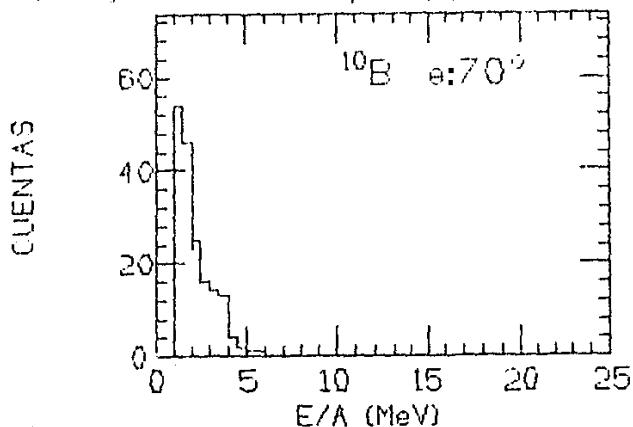


fig 6a y 6b Espectros observados para ^{10}B y ^6Li a 70° grados.

En las figuras 7 y 8, podemos observar la evolución angular de los espectros para el litio y el carbono. En ellos hay ciertas características comunes de importancia.

Como primer punto, para los ángulos delanteros (fig 7), podemos notar un grupo con distribución aproximadamente gaussiana, cuya media está centrada cerca de los 38 MeV/A (energía del proyectil incidente). La sección eficaz de ésta, que denominaremos "componente cuasielástica del proyectil" (marcada con las flechas q.p) decrece rápidamente con el ángulo de detección hasta hacerse prácticamente nula a los 70°. La anchura de este grupo también disminuye al aumentar, tanto el ángulo como la masa del fragmento observado, siendo notablemente más grande para los litios que para los carbonos.

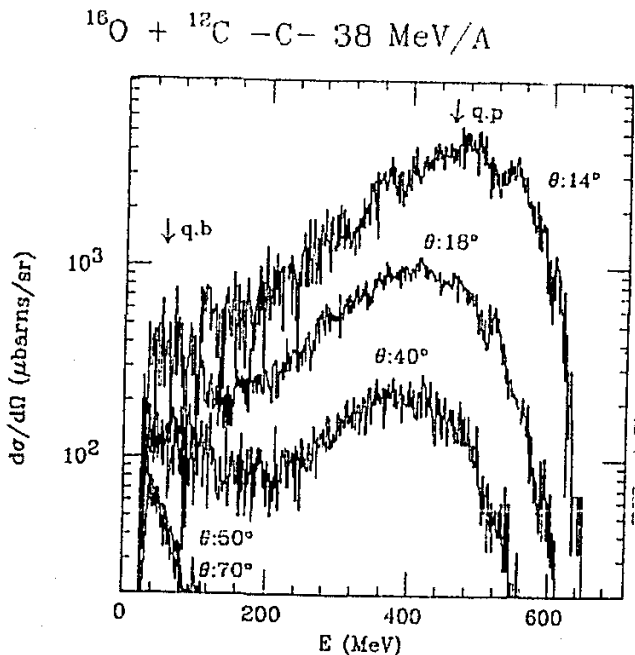


fig. 7 Espectros para los isótopos del Carbono observados.

La otra componente que se puede observar en los espectros está centrada en las energías más bajas. La sección eficaz de esta decrece en forma importante conforme aumenta la masa de las partículas detectadas y más lentamente al aumentar el ángulo de dispersión. La forma en que se extiende hacia la región de alta energía es parecida a una distribución gaussiana. La (sem) anchura de ésta, sin embargo, es mucho menor a la observada para la componente cuasielástica del

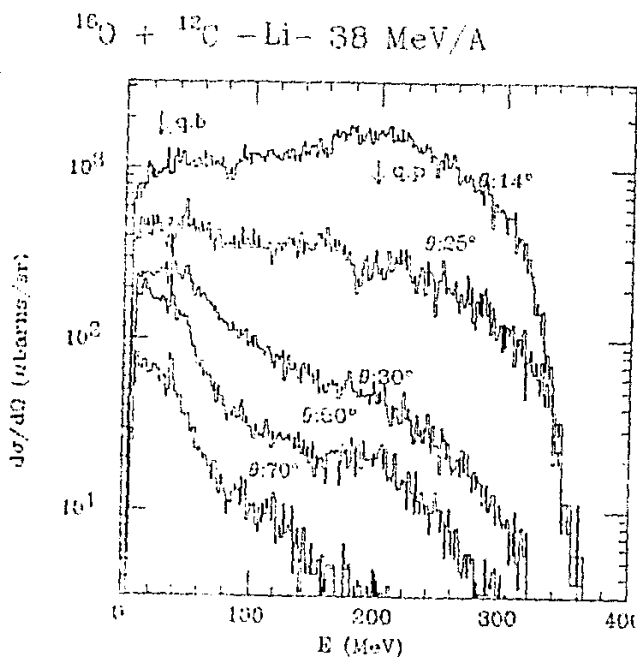


Fig. 9 Espectros para los isótopos del Litio observados

proyectil, siendo función también del ángulo y el tipo de partícula detectada. A este grupo se le llamará, por ahora, componente de baja energía (marcada por las flechas q.b), cuyo origen es una de las principales motivaciones del presente estudio.

Las distribuciones angulares para algunos elementos detectados se muestran en la figura 8 (los fragmentos con $Z=4$ y 5 , tienen un comportamiento muy similar a la de $Z=3$ por lo que no se incluyeron en la gráfica). La producción de núcleos más grandes que el proyectil ($Z=8$), nos indica que durante la interacción es posible encontrar casos en los que el proyectil recoge y retiene nucleones del blanco.

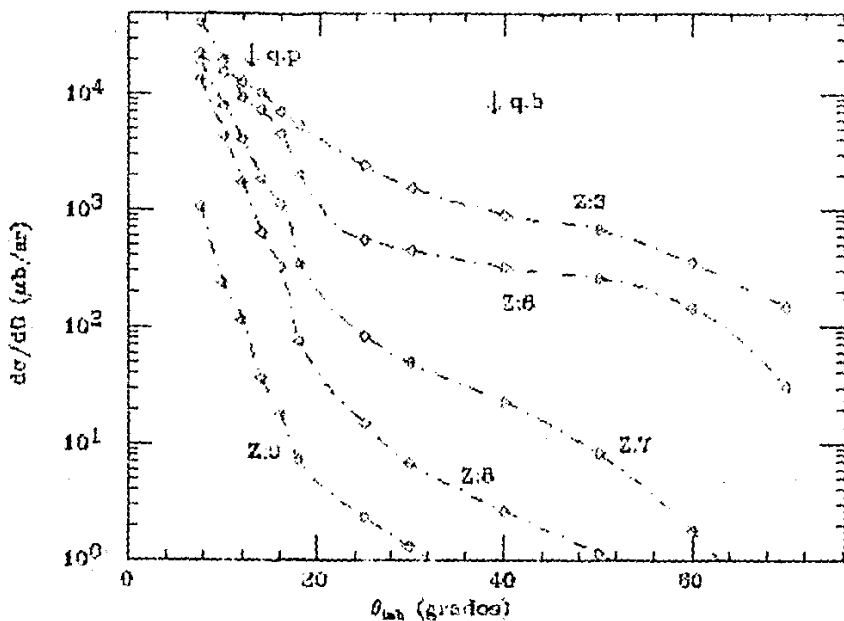


Fig 8. Distribuciones angulares representativas. Las líneas sirven solo para guiar la vista.

En estas distribuciones, como en los espectros de energía, también es visible la aparición de dos componentes, la cuasielástica del proyectil que disminuye muy rápidamente a partir de ángulos cercanos a cero grados, y una segunda distribución angular menos pronunciada está esparcida alrededor de los 40° . Como ya se mencionó, la sección eficaz esta última componente, que corresponde al grupo de baja energía, disminuye al aumentar la masa del residuo.

Después de la integración sobre todos los ángulos disponibles, y suponiendo que la falta de los datos provenientes a ángulos menores que 7.9° no afectará la forma de la sección total, se presentan las distribuciones de los fragmentos producidos en la reacción, extendiéndose desde $M = 8$ hasta $M = 18$. Se nota en la distribución la ausencia de fragmentos con $M = 8$, esto debido a que no existen núcleos

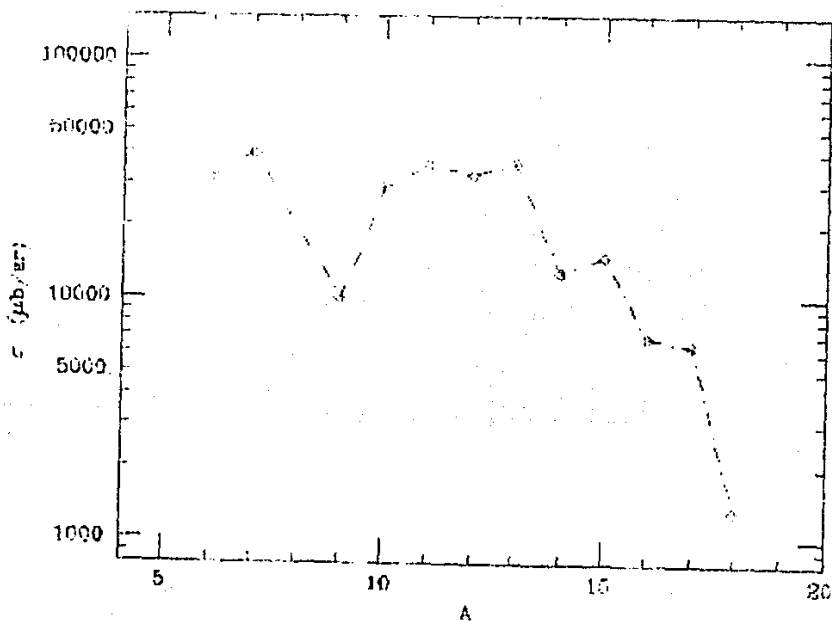


Fig. 10. Distribución total de masas. Las líneas sirven solo para guiar la vista.

estables con esa masa. Por otro lado, la distribución parece aproximadamente constante para un intervalo que va de $M = 10$ a $M < 13$ para decaer después hasta llegar a $M = 18$.

Por último en la figura 11, se muestran las distribuciones de masa

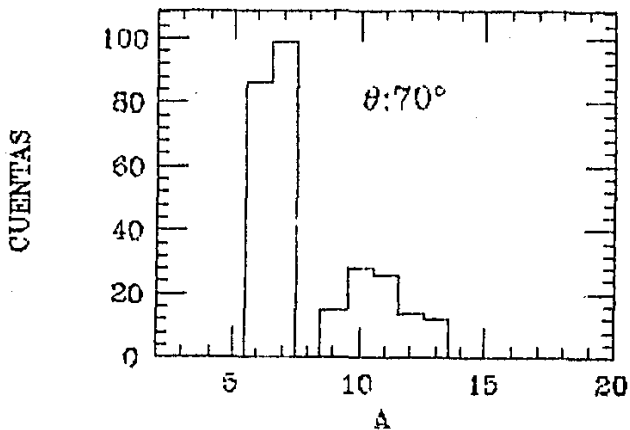
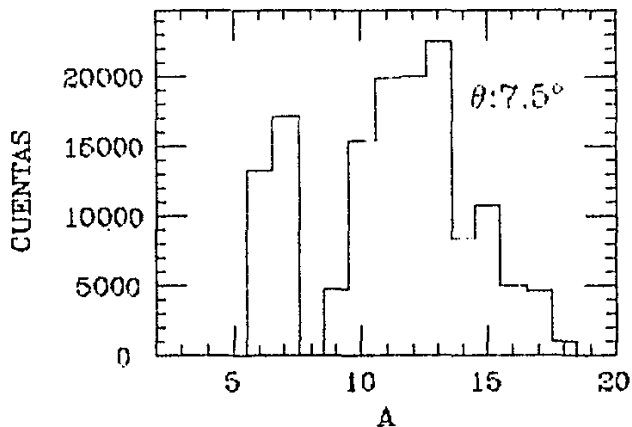


fig 11a y 11b Distribución de masas de los elementos para 7.5° y 70° de detección.

para los $7,5^{\circ}$ y 70° respectivamente. A $7,5^{\circ}$ se puede observar una distribución centrada en $M = 12$ que decrece lentamente hacia la izquierda y que hacia la derecha decrece bruscamente a partir de $M = 13$. La situación es diferente para los 70° , donde se puede observar una distribución que tiene su máximo centrado en $M = 6$ y que decrece bruscamente, no observándose residuos mayores al blanco en este ángulo de observación.

Quedando establecida a grandes rasgos la sistemática de las observaciones hechas, en el próximo capítulo se presentan algunos de los modelos más comúnmente utilizados en la literatura para interpretar este tipo de datos.

CAPITULO III

Análisis Fenomenológico.

A lo largo de los últimos años se han hecho varios experimentos usando iones pesados a energías intermedias, y uno de los aspectos predominantes al observar los resultados, ha sido la aparición de lo que aquí denominamos componente cuasielástica del proyectil en las secciones eficaces obtenidas (ref 8). En la mayoría de los casos se ha podido comprender el comportamiento de ésta en base a tratamientos fenomenológicos.

Con el fin de establecer las bases para un tratamiento más general de la reacción aquí estudiada, a lo largo de este capítulo se usan las técnicas mediante las cuales la componente cuasielástica ha sido tratada más comunmente. Además, en base a un modelo que predice la distribución final de los residuos para sistemas pesados a energías intermedias, ideado por B.G. Harvey, se comparan los datos experimentales con los obtenidos de la implementación del modelo en un código, usando métodos de Monte Carlo.

Para energías altas e intermedias, al incidir un núcleo sobre otro en una reacción, la probabilidad de que éste se desintegre completamente en partículas ligeras es muy grande si la colisión se lleva a cabo con parámetros de impacto pequeños. De ahí que la mayoría de los fragmentos pesados (A>4) que se detectan a energías parecidas a la del haz, provengan de las colisiones razantes del proyectil, en las que sólo una pequeña parte del momento inicial es perdido. Los fragmentos resultantes tenderán a seguir trayectorias centradas en ángulos muy pequeños, con una distribución de momentos centrada en el de los núcleos proyectil.

Estrictamente, el ángulo en que la distribución angular de fragmentos posee la máxima sección diferencial es el denominado ángulo rasante "grazing angle (θ_g)". Este máximo resulta de la competencia entre la parte atractiva (fuerte) y repulsiva (coulombiana) del potencial nuclear. Para un sistema dado, el ángulo razante es función decreciente de la energía incidente. En el caso particular de $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ a 38 MeV/A tenemos, $\theta_g \cong 2.1^\circ$.

Uno de los modelos sencillos (ref 9) para describir el comportamiento de la componente cuasielástica observada, predice que la distribución de momento de los residuos pertenecientes al proyectil, esta dada por una distribución gaussiana de la forma:

$$\frac{d\sigma_1}{dp^2} = C \exp\left(-\frac{P_{\perp}^2}{2\sigma_{\perp}^2}\right) \exp\left(-\frac{P_{\parallel} - P_0}{2\sigma_{\parallel}^2}\right)^2 \quad (3.1)$$

donde C es una constante de normalización, P_{\perp} y P_{\parallel} son los momentos del fragmento perpendiculares y paralelos al haz, P_0 es el momento del haz incidente, σ_{\perp} y σ_{\parallel} son las varianzas de la distribución paralelas y perpendiculares al haz respectivamente. A energias de bombardeo menores a 200 MeV/A, σ_{\parallel} toma la forma (ref 10):

$$\sigma_{\parallel}^2 = \frac{A_1(A_2 - A_1)}{A_p + 1} \sigma_0^2 \quad (3.2)$$

y σ_{\perp} esta dada por

$$\sigma_{\perp}^2 = \sigma_0^2 + \gamma^2 \left(\frac{A_1}{A_p}\right) \quad (3.3)$$

donde A_1 y A_p son las masas del fragmento y del proyectil respectivamente, γ una constante con valor experimental encontrado aproximadamente alrededor de 170 MeV/c, y σ_0 es una constante que ha sido interpretada de dos maneras diferentes:

La primera (ref. 11) relaciona a esta constante con el momento de Fermi de los nucleones dentro del proyectil antes de la colisión por medio de

$$\sigma_0^2 = \frac{P_F^2}{3} \quad (3.4)$$

Si tomamos $P_F \approx 230$ MeV/c se obtiene para σ_0 un valor aproximado de 120 MeV/c, que, en general, queda fuera del valor experimental alrededor de un 30 % (ref 12). En esta interpretación, los residuos son fragmentos del proyectil que se producen durante la colisión.

En la segunda interpretación [ref 11] los residuos provienen de un decaimiento secuencial en que se supone que, luego de interactuar, el proyectil queda en un estado excitado no ligado. En este caso σ se relaciona con la "temperatura" de excitación T del proyectil por medio de

$$\sigma_0^2 = \frac{AE - 1}{A_p} m_0 T \quad (3.5)$$

donde m_0 es la masa del nucleón. Se ha encontrado experimentalmente un valor límite de $T = 9\text{MeV}$, muy cercano a la energía promedio de amarre por nucleón.

Utilizando este modelo, se pueden ajustar las componentes cuasielásticas observadas en el experimento. La distribución de la ecuación 3.1, al ser transformada al sistema del laboratorio, toma la forma:

$$\frac{d\sigma'}{dE \, d\Omega} = N_0 (A/E) \exp \left\{ -A_f \left(\frac{E_f \sin^2 \theta}{\sigma_1^2} + \frac{E_f \cos^2 \theta}{\sigma_2^2} - 2(E_f \bar{E})^{1/2} + \bar{E} \right) \right\} \quad (3.6)$$

Donde A_f es la masa del fragmento, E_f su energía, y θ el ángulo de dispersión, ambos en el laboratorio. N_0 es el factor de normalización, \bar{E} la media de la distribución y σ_1, σ_2 son las varianzas de las componentes paralela y perpendicular de la distribución de momentos respectivamente. El valor de estas últimas cuatro variables se pueden deducir tratándolas como parámetros en un ajuste a los datos experimentales correspondientes a ángulos cercanos a θ_0 . Sin embargo, ya que en nuestro caso $\theta_0 \approx 0$, el ajuste resulta insensible a la primera componente de la exponencial, lo que impide deducir un valor confiable de σ_1 a partir de la ecuación 3.3.

En las figuras 12a, b y c se puede apreciar la calidad de los ajustes obtenidos, y en la tabla 1 se resumen los valores de los parámetros encontrados.

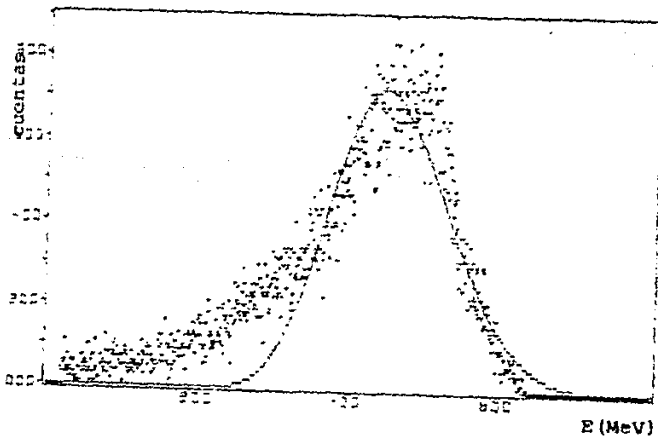
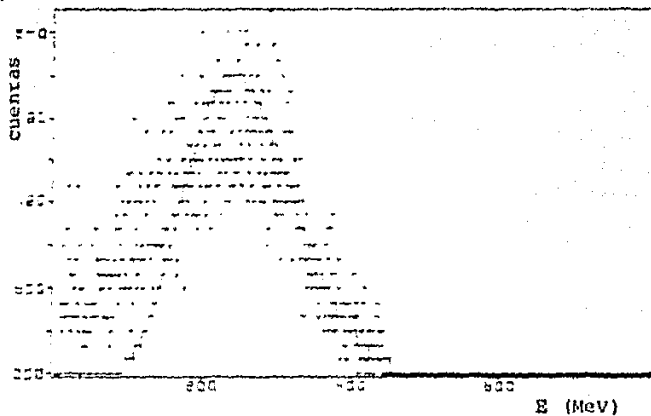


Fig 12a y b Ajustes obtenidos a partir de la ecuación 8.6. Los puntos son los datos experimentales a 7.5 grados.

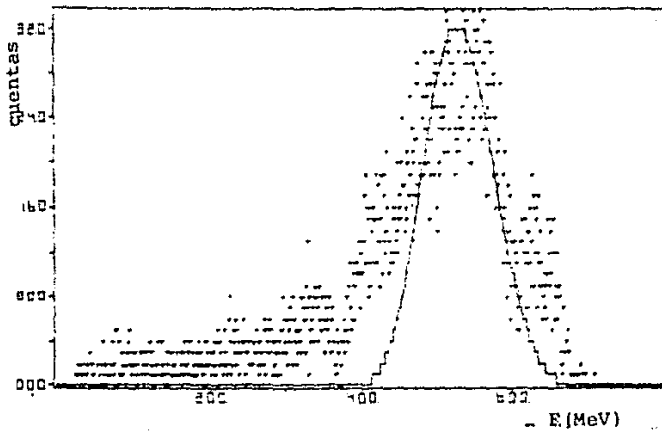


Fig. 12c Ajustes obtenidos a partir de la ecuación 8.6 Los puntos son los datos experimentales a 7.0 grados.

| Particula | AF | $\frac{C_0}{\beta}$ (MeV/c) | E (MeV) | No |
|-----------|----|--------------------------------|------------|----|
| Li | 6 | 189 | 207 | 11 |
| Be | 7 | 171 | 176 | 7 |
| B | 9 | 262 | 265 | 10 |
| C | 10 | 211 | 305 | 13 |
| N | 11 | 215 | 411 | 9 |
| O | 10 | 217 | 439 | 11 |
| M | 12 | 192 | 500 | 6 |
| M | 14 | 161 | 520 | 7 |
| O | 15 | 162 | 600 | 7 |

Tab. 1 Valores encontrados para los parámetros de ecuación 8.6

En la fig. 13 se grafican los valores de σ_0 obtenidos vs la masa del fragmento. La línea punteada representa el mejor ajuste variando σ_0 en la ec 3.2 encontrando un valor de 93 ± 15 MeV/c, que corresponde a $T = 9.4$ MeV dentro de la interpretación de decaimiento secuencial. Los rombos, muestran los valores de σ_0 y la línea es el ajuste obtenido.

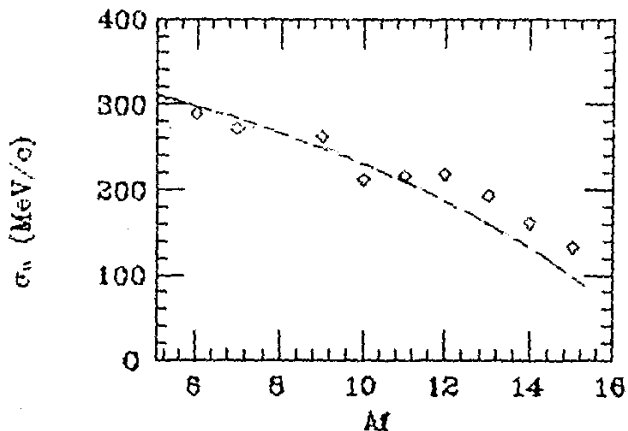


Fig 13. Valor de σ_0 como función de A_f .
La línea corresponde a la ec 3.2
con σ_0 igual a 93 MeV/c.

Un valor para σ_1 , se puede obtener a partir de la ecuación:

$$\frac{d\sigma_1}{d\Omega} \cong \exp \left(- \frac{cf^2 \theta_1^2}{2 \sigma_1^2} \right) \quad (3.7)$$

Donde cf es la razón de la masa del fragmento observado a la masa de proyectil $cf = A_f/A_p$. Esta ecuación que resulta de integrar en θ la ec 3.6, usando algunas aproximaciones en la parte angular de la ecuación [ref 13].

En las siguientes figuras 14a y 14b se muestra el ajuste obtenido para

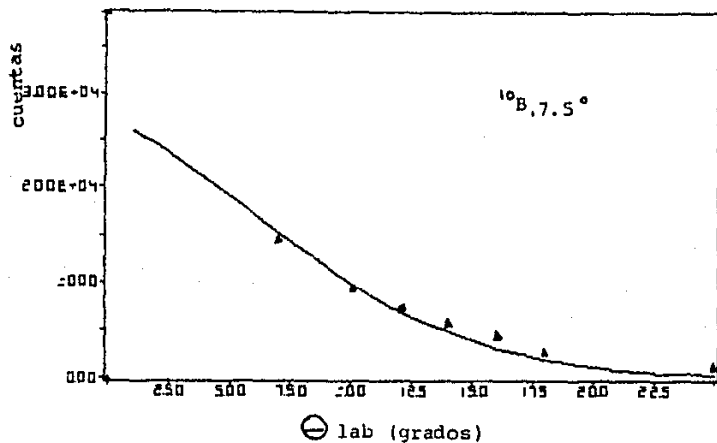
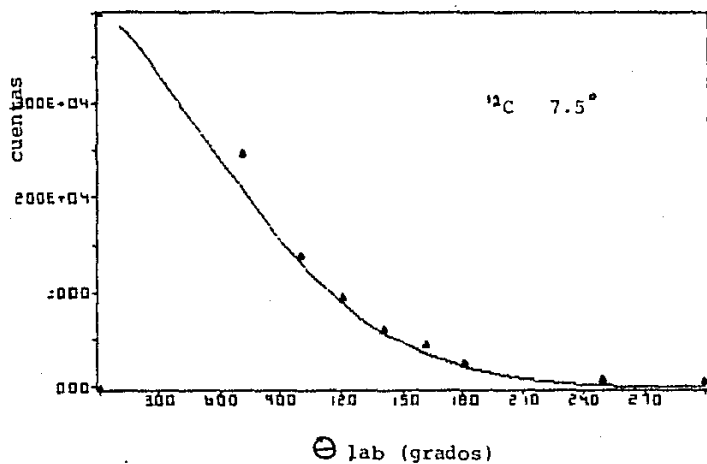


fig 14a y 14b. Ajustes sobre las distribuciones angulares para la obtención de γ .

las distribuciones angulares con ésta ecuación, de donde como resultado tenemos que $\gamma = 136 \pm 18 \text{ Mev}/c$.

El valor de 93 MeV/c encontrado para σ_0 es un 30% inferior a lo que predice la teoría (120 MeV/c) para una fragmentación que se lleva a cabo durante la colisión. Por otro lado, el valor obtenido de $T = 9.4$ MeV, esta por encima de el valor de amarre por nucleón promedio de 8 MeV que se esperaría en el caso de tratarse de un proceso secuencial. Sin embargo, como ya se mencionó, el principal problema del modelo de fragmentación de la ec 3.1 es que no permite distinguir entre las dos interpretaciones.

Una solución a esta ambigüedad debería provenir de modelos microscópicos que tomen en cuenta la dinámica de los nucleones en la interacción. Un modelo de este tipo, propuesto por B.G Harvey [ref 14], esta basado en las similitudes encontradas entre las características generales de las colisiones entre iones pesados en el intervalo de energías de 20 MeV/A a 2 GeV/A y las colisiones nucleón-nucleón en ese mismo intervalo [ref. 15,16] asociando la producción de fragmentos a las secciones eficaces nucleón-nucleón por medio de un cálculo microscópico basado en técnicas de Monte Carlo [ref. 18]. En su versión original, este modelo sólo permite predecir la producción total de los diferentes fragmentos.

El cálculo supone que cada par de núcleos, proyectil-blanco que interaccionan tienen distribuciones de densidad de Fermi simétricamente esféricas. Supone también que la influencia del potencial nuclear y coulombiano en la región de traslape entre los núcleos participantes se cancela, dando como resultado que las trayectorias seguidas por el proyectil cuando interactúa con el blanco sean rectas, determinadas tan solo por el parámetro de impacto D fig 15 [ref 14].

En el modelo de Harvey, los nucleones del proyectil y del blanco que interactúan y se dispersan quedan permanentemente eliminados, por quedar en estados no ligados de los núcleos participantes. Sin embargo, ninguna suposición se hace acerca de el subsecuente destino de dichos nucleones. El número de nucleones dispersados del proyectil y del blanco se calcula por medio de técnicas de Monte Carlo.

La geometría de la colisión se muestra en la fig 15. Dado un valor de) parámetro de impacto D , las coordenadas de cada nucleón del proyectil (r_1, θ, ϕ) se escogen al azar.

a bajas energías, es el movimiento interno de los nucleones en el núcleo (movimiento de Fermi). Esto se toma en cuenta, en forma aproximada, dejando como parámetros σ_{nn} y σ_{np} en las ecuaciones 3.8 y 3.9 para energías $E < 55$ MeV [ref. 14].

Obtenida la probabilidad P_n y P_p se decide si el nucleón es o no dispersado, repitiendo el proceso Z_1 (N) veces para el número de protones y M_1 (N) veces para el número de neutrones, obteniéndose así los fragmentos finales de cada evento.

Para los cálculos del modelo de Harvey, cuyos resultados a continuación se muestran, se desarrolló un código en FORTRAN. En él se utilizan como valores para los parámetros σ_{pp} , σ_{np} , y las dependencias en r de p_n y p_p aquellos que indica Harvey para casos similares (Tabla 2).

| E/A (MeV) | σ_{nn} (mb) | σ_{np} (mb) |
|--------------|-----------------------|-----------------------|
| E < 25 | 3 | 9 |
| 25 < E < 30 | 6 | 18 |
| 30 < E < 55 | 15 | 30 |
| E > 55 | 30 | 90 |

Para la densidad tomada de la forma :

$$\rho(r) = \rho_0 / [1 + \exp(R-c)/a]$$

| Núcleo | ρ_0 [n/fm ³] | a [fm] | c [fm] |
|--------|----------------------------------|-----------|-----------|
| C | 0.08468 | 0.521 | 2.222 |
| O | 0.08468 | 0.521 | 2.521 |

Tabla 2. Parámetros usados en cálculo

En la fig 18 se comparan las predicciones que hace este modelo a las distribuciones de masa (rombos), con los datos experimentales (cruces).

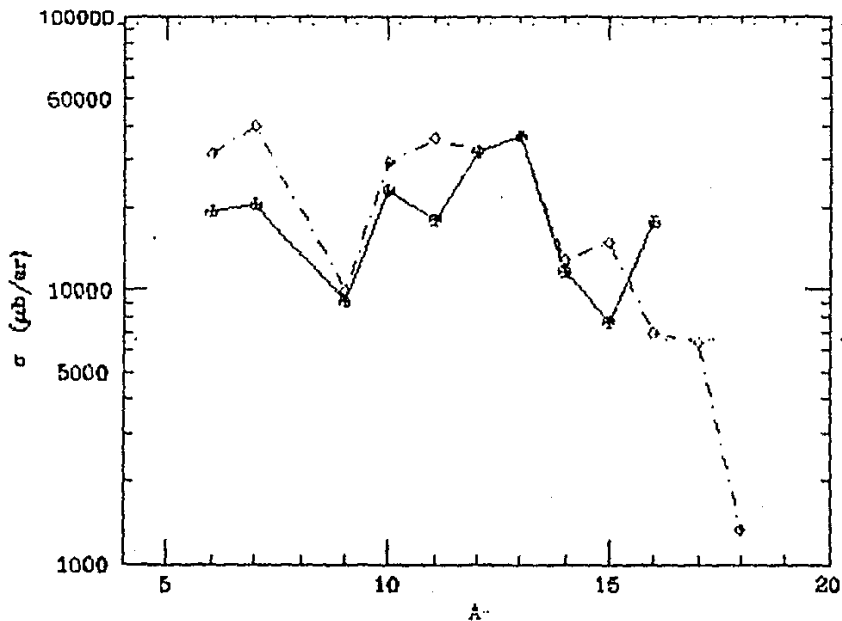


Fig 18. Sección eficaz total como función de la masa de los fragmentos. Las cruces y línea sólida son los resultados del cálculo, los rombos y líneas punteadas los datos experimentales.

Si bien, tomando en cuenta la simplicidad del modelo, estos resultados son aceptables, el modelo tiene la gran limitación de no predecir las distribuciones angulares o los espectros observados. Otra

limitación es que, al no seguir la evolución de los nucleones que interactúan, es incapaz de explicar la presencia de fragmentos más grandes que el proyectil.

En base a lo descrito en este capítulo, se puede concluir por una parte, que la componente de alta energía proviene, en efecto, de alguna forma de la fragmentación del proyectil. Y si bien, no queda clara la interpretación adecuada para la anchura de esta componente, (fragmentación secuencial o el momento interno de los nucleones), es probable que se trate de un fenómeno híbrido. Y, por otro lado, tenemos que aunque el modelo propuesto por Harvey prevé información útil, ésta resulta incompleta si queremos dar una interpretación más general a los resultados observados de la reacción.

El siguiente capítulo, se dedica a encontrar un origen para la componente de los espectros hasta ahora no discutida: la de baja energía. Para esto, se propone un modelo que, basado en la aproximación presentada por Harvey, incluye dos pasos más en la colisión: determinar el destino de los nucleones que interaccionan y el decaimiento posterior de los residuos excitados, a través de algunos cálculos de tipo cinemático.

CAPITULO IV

El Modelo.

Los modelos descritos hasta ahora, o bien sólo sirven para parametrizar los espectros y/o las distribuciones angulares o, como en el caso del de Harvey, permiten deducir aspectos generales como la producción total de isótopos. Sin embargo, éstos modelos dejan sin explicar, aspectos tan importantes como el origen de la componente de baja energía en los espectros.

Con el objeto de obtener una descripción más unificada de los procesos de reacción, en este capítulo se propone un modelo híbrido con el cuál es posible la predicción tanto de los espectros para los fragmentos, como de las distribuciones angulares y la sección total del sistema.

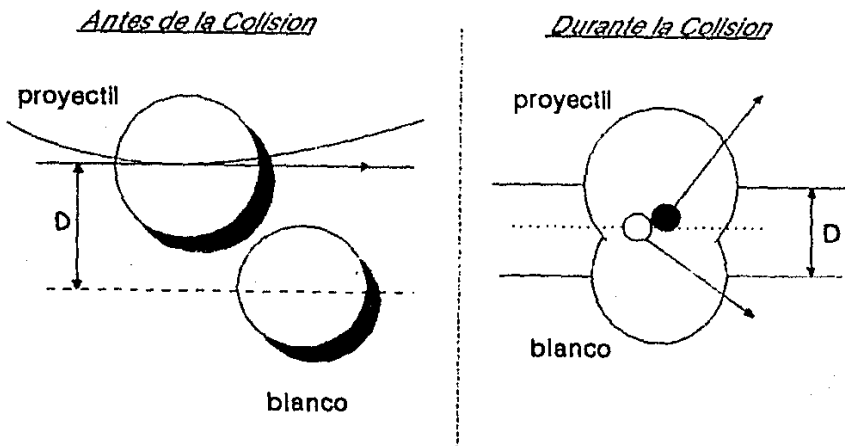


fig 17. Esquema de los pasos seguidos en el
los cálculos. Primera fase

El mecanismo de interacción que se supone aquí sigue un cálculo microscópico de Monte Carlo para el comportamiento de los núcleones participantes basándose en su primera etapa en las secciones transversales y las distribuciones angulares de la dispersión nucleón-nucleón.

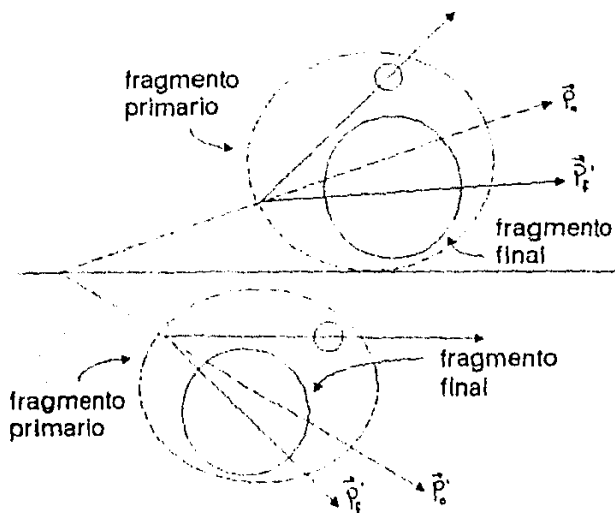


Fig 18. Esquema de los pasos seguidos los cálculos, Segunda fase.

Una vez obtenidos los fragmentos primarios, su distribución angular y la energía de excitación correspondiente, se calcula el decaimiento subsecuente de éstos para encontrar las distribución de final de masas.

Para obtener la producción de fragmentos primarios lo que se hizo fué calcular las probabilidades de interacción de los nucleones del proyectil al cruzar el blanco usando la aproximación que hace Harvey descrita en el capítulo anterior. Utilizando criterios similares, posteriormente se decide si el nucleón interacciona o no. En el caso de

que la decisión sea en favor de la interacción, se sigue la evolución de los nucleones y del blanco que se dispersan.

Como la interacción nuclear se toma implícitamente en cuenta al basar los cálculos de la primer etapa en los parámetros que definen las colisiones nucleón-nucleón, otra suposición que se hace es que los nucleones pueden ser tratados como partículas libres mientras la colisión se lleva a cabo.

La geometría de la reacción queda definida en un plano por el parámetro de impacto (fig 15), pudiendo determinarse las coordenadas relativas del lugar en que se efectúa la dispersión nucleón-nucleón con respecto al centro del proyectil y al centro de el blanco. Realizandose todos los cálculos en el sistema del laboratorio.

De la misma forma en que se incluye la sección de dispersión nucleón-nucleón al calcular la probabilidad de interacción entre los nucleones participantes, se puede pensar que después de la colisión el patrón angular que seguirán los nucleones sera el de las distribuciones angulares protón-neutrón o protón-protón correspondientes a la energía de incidencia del proyectil. [ref. 17]

Una vez determinado el ángulo que el nucleón del proyectil seguirá y la energía de éste, es sencillo mediante un cálculo de cinemática elástica de dos cuerpos determinar la dirección y energía final del otro nucleón después de haberse efectuado la dispersión.

Hecho esto, pueden establecerse las trayectorias que seguirá cada par de nucleones que interactúa a partir de las coordenadas relativas respecto al centro del proyectil y del blanco después de su primer colisión. Esto permite calcular, en base a la distancia que pueden recorrer dentro del blanco y/o del proyectil, la probabilidad de que vuelvan a interactuar

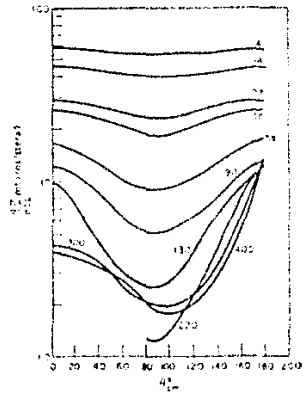
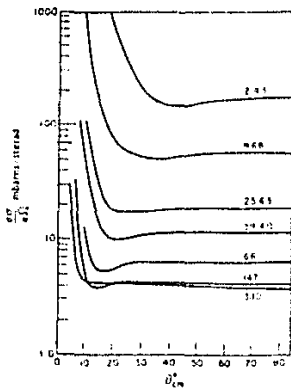


Fig. 10 Distribuciones angulares nucleón-nucleón usadas A la izquierda pp y a la derecha np y nn. El número correspondiente a cada curva es el valor de E_{lab} (MeV).

El cálculo de esta probabilidad es básicamente igual que el hecho par determinar la primera interacción, con la diferencia que los parámetros usados esta vez son los que corresponden a la nueva energía relativa de los nucleones al cruzar por el blanco y/o el proyectil.

En base a esta nueva probabilidad se decide si cada nucleón sufre una nueva interacción o no. En el caso de que no ocurra, se supone que los nucleones quedan en un estado no ligado, y salen del sistema.

En el caso de que si ocurra una segunda colisión, en base a las probabilidades resultantes del cruce de los nucleones a través blanco y por el proyectil, se determina a que núcleo se transfieren los nucleones en cuestión, suponiendo que el nucleón que vuelve a interactuar forma un núcleo compuesto, ya sea con el residuo del proyectil o con el blanco.

Los nuevos sistemas, consisten ya sea del conjunto de nucleones del proyectil o del blanco que no interaccionan más aquellos que este capturó o viceversa. Su energía de excitación se dedujo a partir de la conservación de momento y de energía.

Haciendo esto para todos los nucleones del proyectil y, los correspondientes nucleones del blanco, se obtienen al final del cálculo los fragmentos primarios, su energía de excitación y las direcciones que éstos van a seguir.

Observaciones hechas en la distribución de masas provenientes de la evaporación de núcleos compuestos con energías de excitación cercanas a los 100 MeV, [ref. 18,19] han permitido establecer varias características para el proceso de desexcitación de los residuos. Entre estas tenemos que el mecanismo de desexcitación está fuertemente ligado a la competencia entre partículas que son equivalentemente energéticas, es decir, entre nucleones y partículas α [ref. 20], siendo este además aproximadamente independiente de la estructura individual de el núcleo envuelto en el decaimineto.

Por otro lado, también se ha encontrado que la forma de las distribuciones de masa están fuertemente determinadas por la estadística del proceso. Lo que ha dado lugar a proponer un modelo sencillo que describa la formación de los residuos del núcleo compuesto después de la evaporación. En éste modelo, propuesto por P. Pühlhofer [ref. 20], el número promedio de partículas emitidas se deduce a partir de la energía de excitación inicial del núcleo compuesto, asumiendo que una cantidad constante de energía es necesaria para emitir una partícula, por medio de:

$$\bar{n} = \text{Exc}_N / E_{EV} \quad (4.2)$$

donde Exc_N es la energía de excitación inicial y E_{EV} un parámetro que se le ha encontrado un valor aproximado de 18 MeV.

Aplicando éstas ideas para la obtención de los residuos resultantes de la evaporación de los fragmentos primarios, se obtuvo la distribución final de masas.

Por último, se tomó en cuenta la perturbación que los nucleones de evaporación producirían a los residuos de la reacción en sus trayectorias de vuelo, tomando en cuenta la conservación de momento.

Los cálculos se hicieron creando el código MEMO hecho en FORTRAN, que se anexa en un apéndice final. Los parámetros usados para la producción de fragmentos primarios, concernientes a la obtención de las densidades del blanco y el proyectil, así como el valor dado para las secciones de dispersión nucleón-nucleón son los que usa Harvey en cálculos para sistemas similares [tabla 2]. Para la producción final de masas se utilizó la energía de evaporación que usa Polhofer [ref. 20] en sus cálculos, $E_{ev} = 18 \text{ MeV}$.

A continuación se describen los primeros resultados obtenidos con este modelo. Antes de mostrarlos, cabe señalar que el principal problema en esta etapa se refiere al tiempo de cómputo requerido para evaluar cada evento ($\cong 30$ seg de CPU en la Vax 11/780 del IFUNAM). Esto se traduce en una baja estadística en los cálculos de Monte Carlo (7000 eventos en total) que permite, sin embargo, mostrar que el modelo describe a grandes rasgos la mayoría de los observables experimentales.

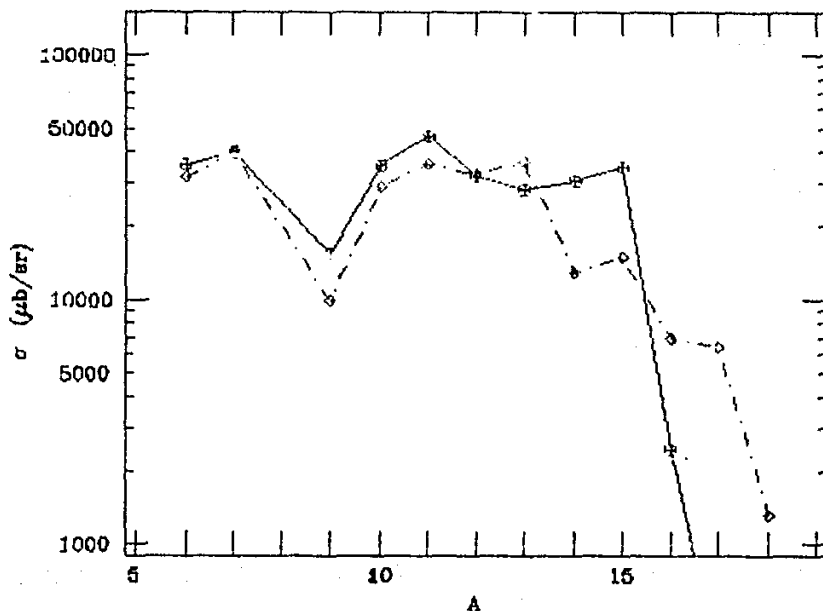


Fig 20 Comparación de la distribución total de masa calculada (línea sólida) con los datos observados.

En la figura 20 se comparan las predicciones del modelo, en cuanto a la distribución total de masas con las medidas experimentales. En ella podemos apreciar que aunque la forma de la distribución para algunos elementos difiere respecto de los datos experimentales, es mejor a la obtenida usando el modelo de Harvey (cf. fig 16).

Las distribuciones angulares de algunos elementos representativos se muestran a continuación, en la figura 21a b y c. comparando los datos experimentales con los obtenidos del cálculo, salvo factor de normalización.

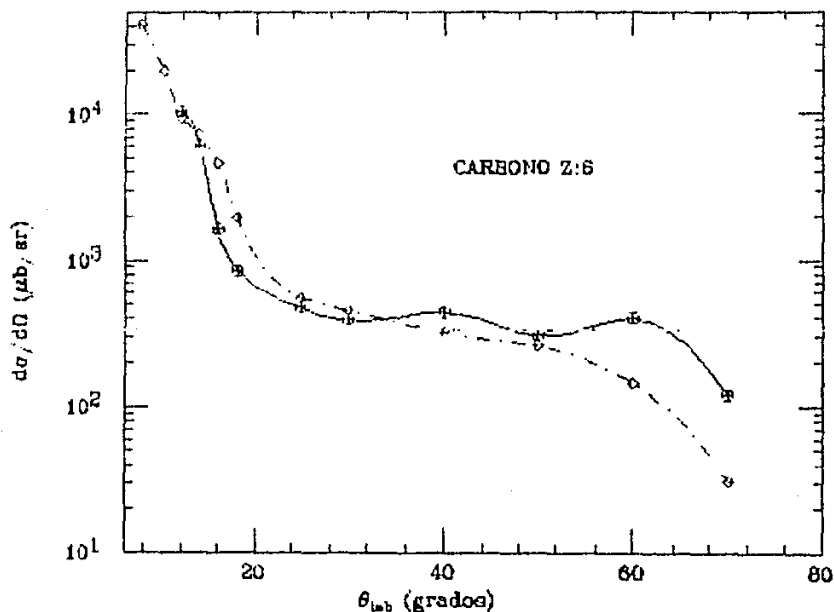


fig 21a Distribución angular para los carbonos.
Cálculos con línea sólida y datos experimentales con línea punteada.

Nuevamente, el modelo propuesto, reproduce razonablemente las distribuciones angulares al predecir la aparición de dos componentes, una a ángulos pequeños y otra centrada en $\theta \approx 50^\circ$.

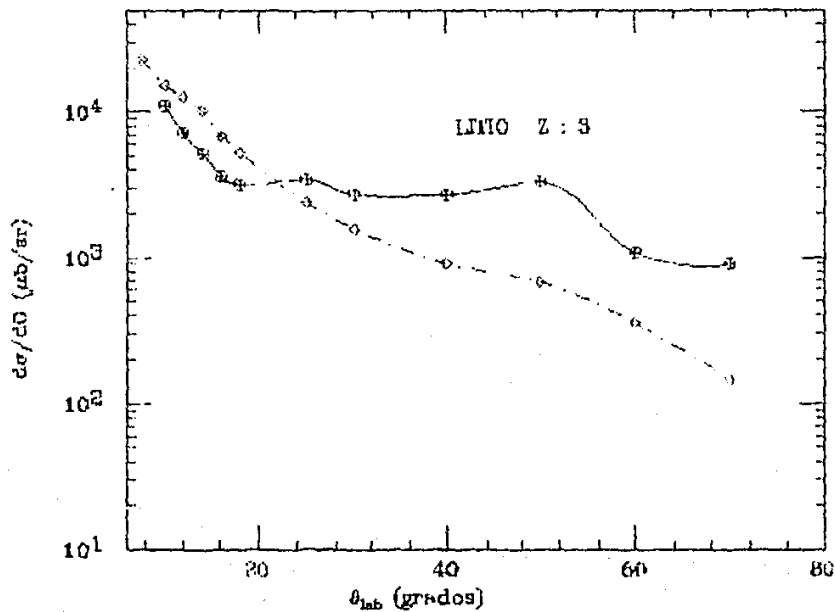


Fig 21b Distribución angular para los litios.
Cálculos con línea sólida y datos experimentales con línea punteada.

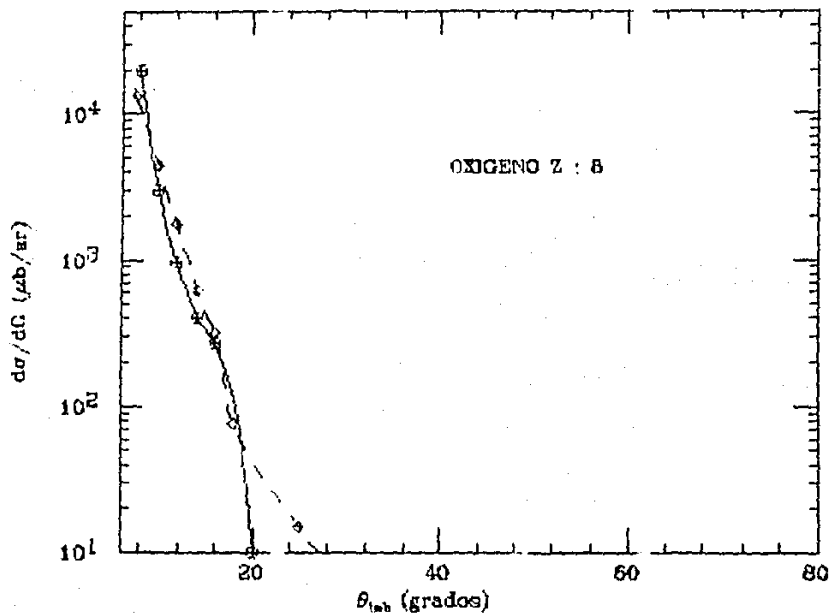


Fig 21c Distribución angular para los oxigenos.
 Cálculos con línea sólida y datos ex-
 perimentales con línea punteada.

En la figuras 22a y b, podemos observar los espectros (integrados en el ángulo) obtenidos para algunos elementos. En ellos podemos ver también la separación en energía de los residuos de la reacción en sus dos componentes, una de alta y otra de baja energía. En esta interpretación, los residuos de baja energía, que son los dispersados a ángulos $\theta \cong 90^\circ$.

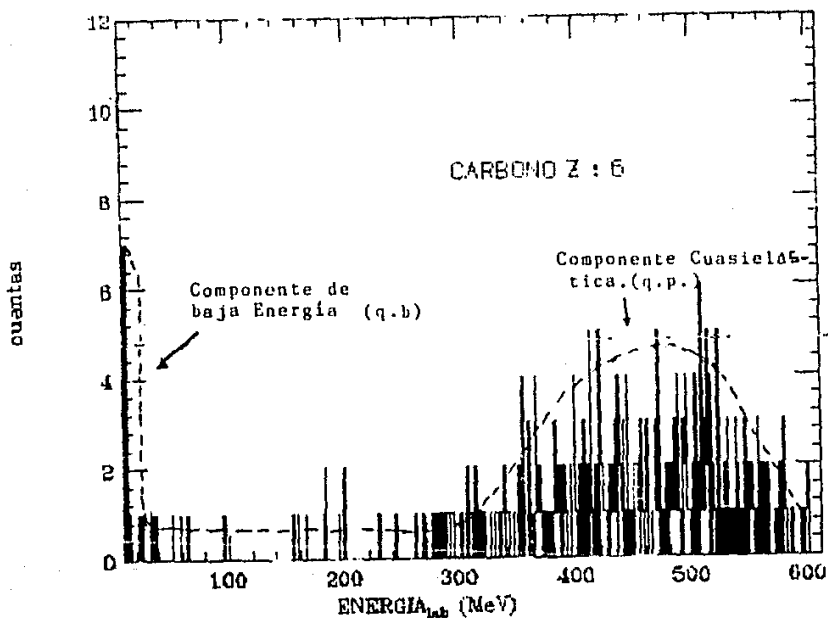


fig 22a Espectros calculados para los carbonos integrado sobre todos los ángulos, resultado del cálculo estadístico y la curva punteada una guía visual.

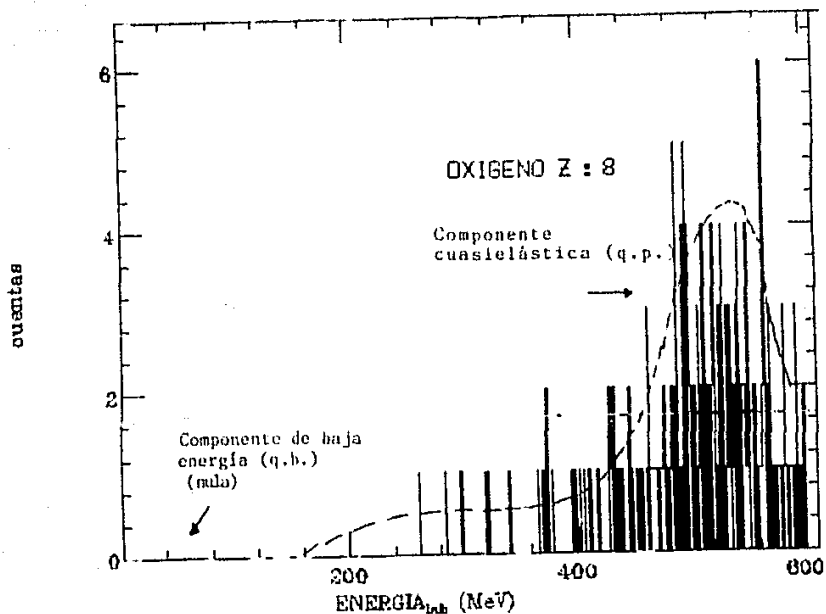


fig 22B Espectros calculados para los oxigenos integrado sobre todos los ángulos, resultado del cálculo estadístico y la curva punteada una que visual.

A partir de los resultados obtenidos, es posible reproducir las dos componentes observadas en los datos experimentales. Ahora bien, para explicar el origen de estas en base al modelo planteado, al llevar a cabo el cálculo que dio lugar a los resultados hasta aquí mostrados se siguió la evolución de cada núcleo participante, pudiendo distinguir entre los fragmentos finales, los que correspondían inicialmente al blanco y los que provenían del proyectil. De esta forma, se muestra en

las siguientes figuras (24a y 24b) la descomposición de la distribución angular y del espectro obtenido para el carbono entre los residuos del blanco y los del proyectil.

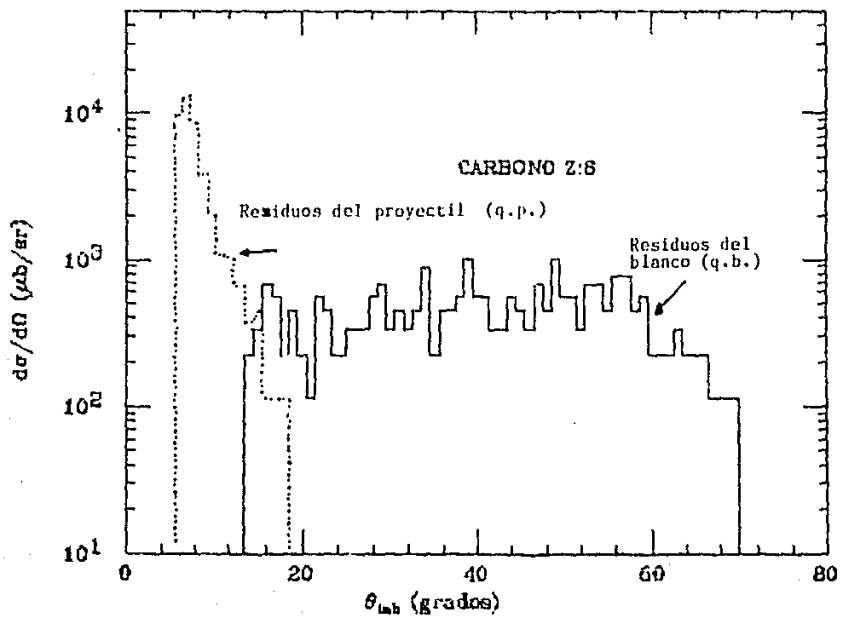


Fig 24a Descomposición de la distribución angular calculada para para los carbonos, entre los residuos provenientes del blanco (histograma sólido) y los del proyectil (histograma punteado).

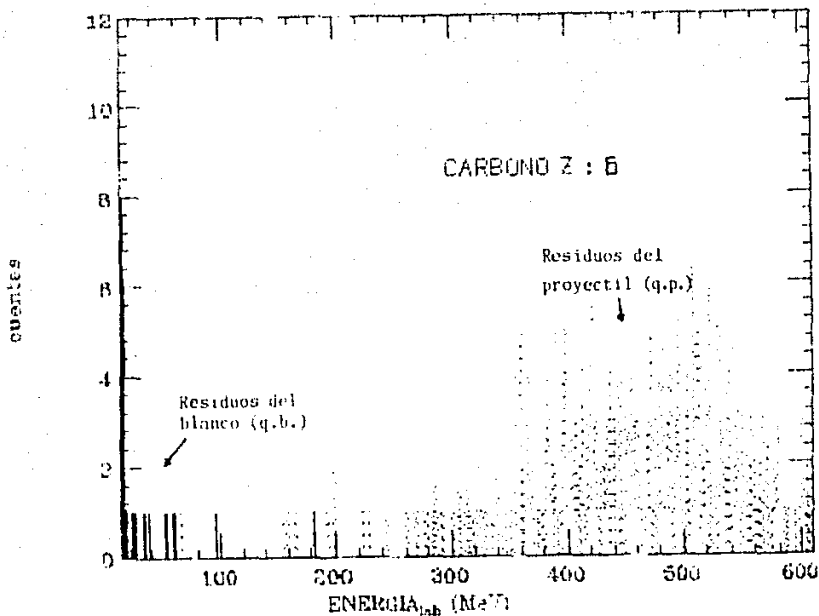


fig 24b Descomposición de el espectro obtenido para los carbonos entre los residuos provenientes del blanco (histograma sólido y los del proyectil (histograma punteado).

Como se observa, mediante el modelo aquí planteado, se logra explicar el origen de la componente de baja energía como producto de los residuos del blanco, logrando reproducir algunas de sus características, hecho de significativa importancia para los fines de este trabajo.

Las conclusiones sobre los resultados aquí obtenidos, así como algunas consideraciones respecto de nuestro modelo son discutidas en el siguiente capítulo.

CAPITULO V

Conclusiones.

En el presente trabajo, se ha estudiado la producción de residuos pesados que provienen de interacciones entre iones pesados a energías intermedias tomando, como ejemplo el caso $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ a 33 MeV/A.

Una revisión de los datos experimentales indica que los residuos muestran dos componentes principales tanto es sus espectros como distribuciones angulares. Una de estas componentes se caracteriza por residuos cuyo momento es parecido al del proyectil, y su distribución angular está centrada alrededor de la dirección del haz.

Estas características, que sugieren un origen cuasielástico asociado al proyectil, motivaron al uso de modelos simples que permiten una descripción fenomenológica parcial.

Mientras el origen de la otra componente, caracterizada por residuos de baja energía y con distribución angular más extendida, quedó como una incógnita interesante.

Con el objeto de lograr un entendimiento más profundo de los mecanismos que originaron estos residuos, hemos desarrollado una teoría microscópica semiclásica que permite la obtención tanto de espectros como distribuciones angulares y de masas.

Los primeros cálculos realizados con este modelo, que no depende del ajuste de parámetros a los datos analizados, predicen razonablemente la sistemática observada. En particular, permiten dar una explicación simple al origen de los residuos de baja energía, asociándolos a la componente cuasielástica del blanco.

El éxito inicial de un modelo tan sencillo, permite hacer algunas sugerencias para agregar elementos que permitirían obtener mejores resultados. Primero, como ya se mencionó, el código de cómputo desarrollado, no es aun del todo eficiente, por lo que sería conveniente hacerle algunas modificaciones de tipo estructural para hacerlo más rápido y más flexible, pues por el momento sólo funciona para los cálculos del sistema en cuestión.

Sería adecuado también, implementar un mecanismo más completo para la obtención de residuos finales a partir de la energía de excitación que se deduce para los residuos primarios, tal vez en forma de un cálculo de "cascada".

Por último, otro punto susceptible de mejora, sería el concerniente al destino de los nucleones dispersados después de la segunda interacción, pues se supone en el cálculo hecho, que estos se quedan con el núcleo con el que interactúan por segunda vez, si la probabilidad obtenida para que esto suceda, así lo determina. Sin embargo, es posible que esto no se lleve a cabo, pues la energía que los nucleones pueden llevar aún después de una segunda colisión, podría ser lo suficientemente grande para que abandonen el sistema.

EJGS,

REFERENCIAS

1. Treatise of Heavy-Ion Science, Ed. D.A. Bromley
Vol I. Plenum Press, N.Y. 1982.
2. H. Homeyer, Nuclear Science Research, Conference
Series, Vol. 6, p. 95, "Nuclear Physics with Heavy
Ions". Harwood Academic Publishers, 1984.
3. R.M. DeVries and J.C. Peng, Phys. Rev. Lett. 43(1979)1373
4. J.C. Peng, R.M. DeVries and N.J. DiGiacomo.
Phys. Lett., 98B(1981)244
5. J.A. Cole et al, Phys. Rev. Lett., 47(1981)1675.
6. M.E. Brandan, A. Menchaca-Rocha, M. Buenerd, J. Chauvin, P. DeSaintignon
A. Lounis, D. Lebrum, J.C. Gondrad, P. Martin, Phys. Rev. 34C(1986)484.
7. D.D. Armstrong, J.G. Beernt, E.R. Flynn, W.S. Hall, P.W. Keaton, Jr. and
M.P. Kelloog, Nucl. Instr. and Meth. 70(1969)69
8. J.M. Murphy and R.G. Stokstad, Phys. Rev. C28(1983)460.
9. D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, H.H. Heckman, B. Cork
and F.S. Bieser, Phys. Rev. Lett. 35(1975)152.
10. K. Van Bibber, D.L. Hendrie, D.K. Scott, H.H. Weiman, L.S. Shroeder,
J.V. Geaga, S.A. Cessin, R. Treuhft, Phys. Rev. Lett. 43(1987)840
11. A.S. Goldberg, Phys. Lett. 53B(1974)306
12. M.J. Murphy, Phys. Lett. 42(1984)33.
13. A.J. Cole Atoms and Nuclei 322(1985)315
14. B.G. Harvey, Nucl. Phys. 444A(1985)498
15. N.J. DiGiacomo, R.M. DeVries and J.C. Peng Phys. Lett.
45(1980)527
16. R.M. DeVries and J.C. Peng, Phys. Rev. C 22(1980)1055
17. M.J. Moravcsik, "The Two Nucleons Interaction"
Oxford Press, 1963.
18. S. Cohen, P. Plasil and W.J. Swiatecki
Ann. Phys., N.Y. 82, 557 1974.
19. T.M. Cormier, E.R. Cosman, A.J. Lazzarini, H.E. Wegner, J.D. Garret,
J.D. Garret and F. Puhlhofer, Phys. Rev. 16C(1977)654.
20. F. Puhlhofer and W.F. Shkeider, Phys. Rev. 16C(1977)1010.

APENDICE.
Código MEMO

```
PROGRAM EF99
COMMON/G1/xnucl_targ(16,7)
COMMON/G2/xnucl_proy(16,7)
COMMON/G5/PROYINF(30000,6)
COMMON/G6/TARGINF(30000,6)
data i1/5323/
do j=-1,12
d=j-1
do ij=1,1000
iconel=0
10 CONTINUE
do ijk=-1,16
Call evento(i1,d)
end do
Call informam(inp,ipp,int,ipt)
mp=inp+ipp
nt=int+ipt
Call Vcm(mp,mt,dmp,dnt,Vxcmp,Vycmp,Vzcmp,Vxcmt,Vycmt,Vzcm,
1Vxcml,Vycml,Vzcm)
Call Enex(mp,mt,Vxcmp,Vycmp,Vzcmp,Vxcmt,Vycmt,Vzcm,Enep,Enet,
1Vxcml,Vycml,Vzcm,dnt,dpt,dnp,dpp)
innp=inp+dnp
inpp=ipp+dpp
innt=int+dnt
inpt=ipt+dpt
c write(5,*) 'proyectil'
c write(5,*) 'masa inicial:',(inp+ipp)
c write(5,*) 'masa incremento:',dnp+dpp
c write(5,*) 'energia excitacion:',enep
c write(5,*)
c write(5,*) 'blanco'
c write(5,*) 'masa inicial:',(int+ipt)
c write(5,*) 'masa incremento:',dnt+dpt
c write(5,*) 'energia excitacion:',enet
c write(5,*)
c mfp=innp+inpp
c mnt=innt+inpt
Call Puhlhofer(innp,inpp,enep,innt,inpt,enet,i1)
Call SILAT(enet,vxcmt,vycmt,vzcm,vtx,vty,vtz,mft,ii)
Call SILAP(enep,vxcmp,vycmp,vzcmp,vpx,vpy,vpz,vtx,vty,vtz,
1Ep,thp,php,Et,tht,pht)
mp=innp+inpp
mnt=innt+inpt
c if((mp.gt.0).and.(mnt.gt.0))then
c write(5,*) 'Blanco:'
c write(5,*) ' masa:',mt
c write(5,*) 'angulo:',tht*57.3
c write(5,*) 'energia:',et/mt
c write(5,*)
c write(5,*) 'Proyectil:'
c write(5,*) ' masa:',mp
c write(5,*) 'angulo:',thp*57.3
c write(5,*) 'energia:',lep/mp
c write(5,*)
c end if
```

```

if(innp.lt.0)innp=0
if(inpp.lt.0)inpp=0
if(innt.lt.0)innt=0
if(inpt.lt.0)inpt=0
If(((innp.eq.8).AND.(inpp.eq.8)).AND.(enep.lt..5))Then
iconel=iconel+1
if(d.lt.8)then
if(iconel.le.3)go to 10
if(iconel.gt.3)go to 20
else
if(iconel.le.2)go to 10
if(iconel.gt.2)go to 20
end if
end if
ICOUNT=ICOUNT+1
PROYINF(ICOUNT,1)=INNP
PROYINF(ICOUNT,2)=INPP
PROYINF(ICOUNT,3)=EneP
PROYINF(ICOUNT,4)=THP
PROYINF(ICOUNT,5)=PHF
PROYINF(ICOUNT,6)=ep
TARGINF(ICOUNT,1)=INNT
TARGINF(ICOUNT,2)=INPT
TARGINF(ICOUNT,3)=Enet
TARGINF(ICOUNT,4)=THT
TARGINF(ICOUNT,5)=PHT
TARGINF(ICOUNT,6)=et
continue
end do
end do
OPEN(UNIT=1,NAME='EF99b.DAT',STATUS='NEW')
DO J=1,ICOUNT
write(1,*)proyinf(j,1),proyinf(j,2),proyinf(j,4)*57.3,proyinf(j,6)
write(1,*)targinf(j,1),targinf(j,2),targinf(j,4)*57.3,targinf(j,6)
end do
close (unit=1)
STOP
END

```

20

```

SUBROUTINE SILAT(enet,vxcmt,vygmt,vzgmt,vtx,vty,vtz,mft,ii)
idvt=enet/18
vxti=0
vyti=0
vzti=0
do j=1,idvt
cs=3.1416
call randal(cs,xial,ii)
thti=xial
cs=6.1832
call randal(cs,xial,ii)
phti=xial
veti=6.16
vxti=veti*sin(thti)*cos(phti)+vxti
vyti=veti*sin(thti)*sin(phti)+vyti
vzti=veti*cos(thti)+vzti
end do
Vtx=mft*Vxcmt-vxti
Vty=mft*Vycmt-vyti
Vtz=mft*Vzgmt-vzti
if((mft-idvt).gt.0)then
vtx=vtx/(mft-idvt)
vty=vty/(mft-idvt)
vtz=vtz/(mft-idvt)
end if
RETURN

```

END

```
SUBROUTINE SIAF(eneb,vxcmp,vycmp,vzcmp,vpx,vpy,vpz,mfp,ii)
idvp=eneb/18
vxpi=0
vypi=0
vzpi=0
do j=1,idvp
cs=3.1416
call randal(cs,xial,ii)
thpi=xial
cs=6.1832
call randal(cs,xial,ii)
phpi=xial
vepi=9
vxpi=vepi*sin(thpi)-cos(phpi)+vxpi
vypi=vepi*sin(thpi)*sin(phpi)+vypi
vzpi=vepi*cos(thpi)+vzpi
end do
Vpx=mfp*Vxcmp-vxpi
Vpy=mfp*Vycmp-vypi
Vpz=mfp*Vzcmp-vzpi
if((mfp-idvp).gt.0)then
vpx=vpx/(mfp-idvp)
vpy=vpy/(mfp-idvp)
vpz=vpz/(mfp-idvp)
end if
RETURN
END
```

```
SUBROUTINE Puhlhofer(innp,inpp,eep,innt,inpt,eet,ii)
iddnt=0
iddpt=0
iddpp=0
iddnp=0
idppl=0
idpp2=0
idnpl=0
idnp2=0
idpt1=0
idpt2=0
idnt1=0
idnt2=0
iendp=eep/18
iendt=eet/18
Do j=1,iendp
cs=3
call randal(cs,xial,ii)
if(xial.lt.1)then
idppl=-1
end if
if((xial.ge.1).and.(xial.lt.2))then
idnpl=-1
end if
if(xial.gt.2)then
idnp2=-2
idpp2=-2
end if
iddpp=idppl+idpp2+iddpp
iddnp=idnpl+idnp2+iddnp
end do
Do j=1,iendt
cs=3
call randal(cs,xial,ii)
if(xial.lt.1)then
idnt1=-1
```

```

end if
if((xial.ge.1).and.(xial.lt.2))then
  idnt1=-1
end if
if(xial.ge.2)then
  idnt2=-2
  idpt2=-2
end if
iddpt=idpt1+idpt2+iddpt
iddnt=idnt1+idnt2+iddnt
end do
innp=innp+iddnp
inpp=inpp+iddpp
innat=innat+iddnt
inpt=inpt+iddpt
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE ENEX(mp,mt,Vxcmp,Vycmp,Vzcmp,Vxcmt,Vycmt,Vzcnt,Enep,Enet,
  lVxcml,Vycml,Vzcm1,dnt,dpt,dnp,dpp)
COMMON/G1/xnucl_targ(16,7)
COMMON/G2/xnucl_proy(16,7)
enel=0
vel=0
veel=0
enl=0
enet=0
enep=0
veet=0
vet=0
veep=0
vep=0
ent=0
enp=0
dnt=0
dnp=0
dpt=0
dpp=0
Do j=1,16
  If((xnucl_targ(j,6).eq.1).and.(xnucl_targ(j,7).eq.1))then
    Venetx=(xnucl_targ(j,3)-Vxcmt)**2
    Venety=(xnucl_targ(j,4)-Vycmt)**2
    Venetz=(xnucl_targ(j,5)-Vzcnt)**2
    Vet=venetx+venety+venetz
    Ent=.5*Vet+Ent
    if(xnucl_targ(j,2).eq.0)then
      dnt=dnt+1
    else
      dpt=dpt+1
    end if
  end if
  If((xnucl_proy(j,6).eq.1).and.(xnucl_proy(j,7).eq.1))then
    Ventx=(xnucl_proy(j,3)-Vxcmt)**2
    Venty=(xnucl_proy(j,4)-Vycmt)**2
    Ventz=(xnucl_proy(j,5)-Vzcnt)**2
    Vet=ventx+venty+ventz
    Ent=.5*Vet+Ent
    if(xnucl_proy(j,2).eq.0)then
      dnt=dnt+1
    else
      dpt=dpt+1
    end if
  end if
  If((xnucl_targ(j,6).eq.1).and.(xnucl_targ(j,7).eq.2))then
    Venepx=(xnucl_targ(j,3)-Vxcmp)**2
    Venepy=(xnucl_targ(j,4)-Vycmp)**2

```

```

Venepz=(xnucl_targ(j,5)-Vzcmp)**2
Veep=venepx+venepy+venepz
Enp=.5*Veep+Enp
if (xnucl_targ(j,2).eq.0) then
dnp=dnp+1
else
dpp=dpp+1
end if
end if
If ((xnucl_proy(j,6).eq.1).and.(xnucl_proy(j,7).eq.2)) then
Venpx=(xnucl_proy(j,3)-Vxcml)**2
Venpy=(xnucl_proy(j,4)-Vycml)**2
Venpz=(xnucl_proy(j,5)-Vzcmp)**2
Vep=venpx+venpy+venpz
Enp=.5*Vep+Enp
if (xnucl_proy(j,2).eq.0) then
dnp=dnp+1
else
dpp=dpp+1
end if
end if
If ((xnucl_targ(j,1).eq.1).and.(xnucl_targ(j,7).eq.0)) then
Venlx=(xnucl_targ(j,3)-Vxcml)**2
Venly=(xnucl_targ(j,4)-Vycml)**2
Venlz=(xnucl_targ(j,5)-Vzcm1)**2
Vel=venlx+venly+venlz
Enl=.5*Vel+Enl
end if
If ((xnucl_proy(j,1).eq.1).and.(xnucl_proy(j,7).eq.0)) then
Venlx=(xnucl_proy(j,3)-Vxcml)**2
Venly=(xnucl_proy(j,4)-Vycml)**2
Venlz=(xnucl_proy(j,5)-Vzcm1)**2
Vel=venlx+venly+venlz
Enl=.5*Vel+Enl
end if
end do
Epd=.5*mp*(8.71-Vzcmp)**2
Etd=.5*mt*(Vzcm1)**2
Enep=enp+Epd
enet=enl+Etd
enel=enl
Sumaex=Enep+enet+enel
Call veri(Sumaex)
Return
end

```

```

SUBROUTINE VERI(suma)
icont=icont+1
Etot=etot+suma
if (icont.eq.2) then
If (etot.lt.600) then
write(5,*)'error de energia',etot
end if
icont=0
ETOT=0
return
end if
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE CINEO(innt,inpt,innp,inpp,Vpx,Vpy,Vpz,Vtx,Vty,Vtz,
lEp,thp,php,Et,tht,pht)
Call cine_omega(Vpx,Vpy,Vpz,thomega,phomega,V)
Thp=thomega
Php=phomega
Ep=.5*(inpp+innp)**2

```



```

Call cine_omega(Vtx,Vty,Vtz,thomega,phomega,V)
Tht=thomega
pht=phomega
Et=.5*(inpt+innt)*v**2
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE VCM(mp,mt,dmp,dmt,Vxcmp,Vycmp,Vzcmp,Vxcmt,Vycmt,Vzcnt,
lVxcml,Vycml,Vzcm1)
COMMON/G1/xnucl_targ(16,7)
COMMON/G2/xnucl_proy(16,7)
Call Cerocosm(dmp,dmt,dmlp,dmlt,vxtp,vytp,vztp,vxpp,vypp,vzpp,
lvxtt,vytt,vztt,vxpt,vypt,vzpt,vtx,vty,vtz,vpx,vpy,vpz,
lmtt,vxpl,vypl,vzpl,vxtl,vytl,vztl)
Do j=1,16
if(xnucl_targ(j,7).eq.1)then
vxtt=xnucl_targ(j,3)+vxtt
vytt=xnucl_targ(j,4)+vytt
vztt=xnucl_targ(j,5)+vztt
dmt=xnucl_targ(j,1)+dmt
end if
if(xnucl_targ(j,7).eq.2)then
vxtp=xnucl_targ(j,3)+vxtp
vytp=xnucl_targ(j,4)+vytp
vztp=xnucl_targ(j,5)+vztp
dmp=xnucl_targ(j,1)+dmp
end if
if(xnucl_proy(j,7).eq.1)then
vxpt=xnucl_proy(j,3)+vxpt
vypt=xnucl_proy(j,4)+vypt
vzpt=xnucl_proy(j,5)+vzpt
dmt=xnucl_proy(j,1)+dmt
end if
if(xnucl_proy(j,7).eq.2)then
vxpp=xnucl_proy(j,3)+vxpp
vypp=xnucl_proy(j,4)+vypp
vzpp=xnucl_proy(j,5)+vzpp
dmp=xnucl_proy(j,1)+dmp
end if
if((xnucl_targ(j,6).eq.0).and.(xnucl_targ(j,1).eq.1))then
vxtl=xnucl_targ(j,3)+vxtl
vytl=xnucl_targ(j,4)+vytl
vztl=xnucl_targ(j,5)+vztl
dmlt=xnucl_targ(j,1)+dmlt
end if
if((xnucl_proy(j,6).eq.0).and.(xnucl_proy(j,1).eq.1))then
vxpl=xnucl_proy(j,3)+vxpl
vypl=xnucl_proy(j,4)+vypl
vzpl=xnucl_proy(j,5)+vzpl
dmlp=xnucl_proy(j,1)+dmlp
end if
end do
mtt=mp+mt+dmp+dmt+dmlt+dmlp
if(mtt.ne.28)write(5,*)'error de masas'
vty=vytl+vypl+vypt+vypp+vytp+vytt
vtx=vxtl+vxpl+vxpt+vxpp+vxtp+vxtt
vtz=vztl+vzpl+vzpt+vzpp+vztp+vztt+mp*8.71
if(vty.gt..01)write(5,*)'error de momentum en y'
if(vtx.gt..01)write(5,*)'error de momentum en x'
if(vtz.lt.139)write(5,*)'error de momentum en z'
vxcmp=(vxtp+vxpp)/(dmp+mp)
vycmp=(vytp+vypp)/(dmp+mp)
vzcmp=(vztp+vzpp+mp*8.71)/(dmp+mp)
If((dmt+mt).eq.0)then
vxcmt=0
vycmt=0

```

```

vzcm=0
else
vxcm=(vxpt+vxtt)/(dmt+mt)
vycm=(vypt+vytt)/(dmt+mt)
vzcm=(vzpt+vztt)/(dmt+mt)
end if
if((dmlt+dmlp).gt.0)then
vxcm1=(vxt1+vxpl)/(dmlp+dmlt)
vycm1=(vyt1+vypl)/(dmlp+dmlt)
vzcm1=(vzt1+vzpl)/(dmlp+dmlt)
else
vxcm1=0
vycm1=0
vzcm1=0
end if
Ect=.5*(dmt+mt)*((vxcm**2)+(vycm**2)+(vzcm**2))
Ecp=.5*(dmp+mp)*((vxcm**2)+(vycm**2)+(vzcm**2))
Ecml=.5*(dmlt+dmlp)*((vxcm1**2)+(vycm1**2)+(vzcm1**2))
Sumavcm=Ect+Ecp+Ecml
Call veri(Sumavcm)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE CEROSCM(dmp,dmt,dmlp,dmlt,vxtp,vytp,vztp,vxpp,vypp,vzpp,
lvxtt,vytt,vztt,vxpt,vypt,vzpt,vtx,vtz,vpx,vpy,vpz
l,mtt,vxpl,vypl,vzpl,vxt1,vyt1,vzt1)
dmp=0
dmt=0
DMLp=0
DMLt=0
vxtp=0
vytp=0
vztp=0
vxpp=0
vypp=0
vzpp=0
vxpt=0
vypt=0
vzpt=0
vxtt=0
vytt=0
vztt=0
vtx=0
vtz=0
vpx=0
vpy=0
vpz=0
mtt=0
vxpl=0
vypl=0
vzpl=0
vxt1=0
vyt1=0
vzt1=0
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE INFORMAM(inp,ipp,int,ipt)
COMMON/G1/xnucl_targ(16,7)
COMMON/G2/xnucl_proy(16,7)
idnt=0
idpt=0
idnp=0
idpp=0
do 1=1,16

```

```

if(xnucl_targ(j,2).eq.1)then
idpt=idpt+xnucl_targ(j,1)
end if
if(xnucl_targ(j,2).eq.0)then
idnt=idnt+xnucl_targ(j,1)
end if
if(xnucl_proy(j,2).eq.1)then
idpp=idpp+xnucl_proy(j,1)
end if
if(xnucl_proy(j,2).eq.0)then
idnp=idnp+xnucl_proy(j,1)
end if
end do
int=6-idpt
ipt=6-idnt
inp=8-idpp
ipp=8-idnp
return
end

```

```

SUBROUTINE CINE_OMEGA(vx,vy,vz,thomega,phomega,v)
v=(vx**2)+(vy**2)+(vz**2)
v=v**S
phomega=phh(vx,vy)
if(v.eq.0)v=1e-20
thomega=acoa(vz/v)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE EVENTO(i,d)
COMMON/G1/xnucl_targ(16,7)
COMMON/G2/xnucl_proy(16,7)
icount=icount+1
partidp=1
if(icount.gt.7)partidp=0
partidt=id(partidt)
if(icount.gt.12)then
call salida3(icount,partidt,partidp)
if(icount.eq.16)icount=0
return
end if
Call punto(r1,th,ph,ii)
Call choquel(r1,th,ph,ii,d,rm,choisel)
if(choisel.eq.0)then
call salida0(icount,partidt,partidp)
return
end if
Call informel(ii,partidp,partidt,eop,thop,phop,eot,thot,phot)
Call choque2a(d,th,r1,eot,thot,phot,rm,ii,choise2a,chwa)
Call salida2a(icount,partidt,eot,thot,phot,choise2a,chwa)
Call choque2b(d,th,r1,eop,thop,phop,rm,ii,choise2b,chw)
Call salida2b(icount,partidp,eop,thop,phop,choise2b,chw)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE SALIDA3(icount,partidt,partidp)
COMMON/G1/xnucl_targ(16,7)
COMMON/G2/xnucl_proy(16,7)
xnucl_targ(icount,1)=0
xnucl_proy(icount,1)=0
if((icount.eq.16).or.(icount.eq.14))partidp=1
xnucl_proy(icount,2)=partidp
xnucl_proy(icount,3)=0
xnucl_proy(icount,4)=0
xnucl_proy(icount,5)=8,71
xnucl_proy(icount,6)=0

```

```

xnucl_proy(icount,7)=0
do j=3,7
xnucl_targ(icount,j)=0
end do
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE SALIDA2A(icount,partidt,eot,thot,phot,choise2a,chwa)
COMMON/G1/xnucl_targ(16,7)
xnucl_targ(icount,1)=1
xnucl_targ(icount,2)=partidt
v=(2*Eot)**.5
xnucl_targ(icount,3)=v*sin(thot)*cos(phot)
xnucl_targ(icount,4)=v*sin(thot)*sin(phot)
xnucl_targ(icount,5)=v*cos(thot)
xnucl_targ(icount,6)=choise2a
xnucl_targ(icount,7)=chwa
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE SALIDA2B(icount,partidp,eop,thop,phop,choise2b,chwb)
COMMON/G2/xnucl_proy(16,7)
xnucl_proy(icount,1)=1
xnucl_proy(icount,2)=partidp
v=(2*Eop)**.5
xnucl_proy(icount,3)=v*sin(thop)*cos(phop)
xnucl_proy(icount,4)=v*sin(thop)*sin(phop)
xnucl_proy(icount,5)=v*cos(thop)
xnucl_proy(icount,6)=choise2b
xnucl_proy(icount,7)=chwb
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE SALIDA0(icount,partidt,partidp)
COMMON/G1/xnucl_targ(16,7)
COMMON/G2/xnucl_proy(16,7)
xnucl_targ(icount,1)=0
xnucl_proy(icount,1)=0
xnucl_targ(icount,2)=partidt
xnucl_proy(icount,2)=partidp
xnucl_targ(icount,3)=0
xnucl_proy(icount,3)=0
xnucl_targ(icount,4)=0
xnucl_proy(icount,4)=0
xnucl_targ(icount,5)=0
xnucl_proy(icount,5)=9.71
xnucl_targ(icount,6)=0
xnucl_proy(icount,6)=0
xnucl_targ(icount,7)=0
xnucl_proy(icount,7)=0
return
end

```

```

FUNCTION ID(PARTIDT)
If (partidt.eq.1) then
partidt=0
else
partidt=1
end if
id=partidt
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE CHOQUE2A(d,th,rl,Eot,Thot,Phot,rm,ii,choise2a,chwa)
chwa=0
Ert=Eot

```

```

c=cc(ert)
Call integral_12C(c,rm,thot,phot,psst)
pt=des(psst,ii)
if(pt.eq.1)chwa=1
Call anrp(thot,Phot,Eot,Erp,thorp,phorp)
c=cc(erp)
Call integral_160(c,rm,d,thorp,phorp,pspt,th,r1)
pp=des(pspt,ii)
if(pp.eq.1)chwa=1
ps=pt+pp
if(ps.eq.0)then
choise2a=0
Return
end if
if(ps.ge.1)then
choise2a=1
end if
if(ps.eq.2)then
chwa=1
cs=(psst+pspt)*100000
Call randal(cs,xial,ii)
if(xial.gt.pspt*100000)chwa=2
end if
RETURN
END

SUBROUTINE CHOQUE2B(d,th,r1,Eop,Thop,Phop,rm,ii,choise2b,chwb)
chwb=0
Ert=Eop
c=cc(ert)
Call integral_12C(c,rm,thop,phop,psst)
pt=des(psst,ii)
if(pt.eq.1)chwb=1
Call anrp(thop,Phop,Eop,Erp,thorp,phorp)
c=cc(erp)
Call integral_160(c,rm,d,thorp,phorp,pspt,th,r1)
pp=des(pspt,ii)
if(pp.eq.1)chwb=2
ps=pt+pp
if(ps.eq.0)then
choise2b=0
Return
end if
if(ps.ge.1)then
choise2b=1
end if
if(ps.eq.2)then
chwb=1
cs=(psst+pspt)*100000
Call randal(cs,xial,ii)
if(xial.gt.pspt*100000)chwb=2
end if
RETURN
END

SUBROUTINE INTEGRAL_12C(c,rm,thola,phola,psst)
h=0.1
Fstt=0
xo=rm
yo=0
zo=r1(rm)
Do j=1,100
r=j*h
r=dist_(r,thola,phola,xo,yo,zo)
p=dens_12c(r)
Psst=p*h+psst

```

```

end do
Pstt=-Pstt*c
Pstt=exp(pstt)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE INTEGRAL_160(c,rm,d,tho2a,pho2a,pspt,th,r1)
h=0.1
Pspt=0
xo=rm-d
yo=0
zo=r1*cos(th)
Do j=1,100
r=j*h
r=dist_(r,tho2a,pho2a,xo,yo,zo)
p=dens_160(r)
Pspt=p*h+pspt
end do
Pspt=-Pspt*c
Pspt=exp(pspt)
return
end

```

```

FUNCTION CC(er)
if(er.lt.25)then
cc=1.2
Return
end if
if((er.gt.25).and.(er.lt.30))then
cc=2.4
Return
end if
if((er.gt.30).and.(er.lt.45))then
cc=4.5
Return
end if
if(er.gt.45)cc=1
c1=cc*sigma1(Er)
c2=cc*sigma2(Er)
cc=c1+c2
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE ANRP(thoo,Phoo,Eoo,Erp,thorp,phorp)
P=(2*Eoo)**.5
Px=P*sin(thoo)*cos(phoo)
Py=P*sin(thoo)*sin(phoo)
Pz=P*cos(thoo)-8.71
Pr=Px**2+Py**2+Pz**2
Erp=pr/2
Pr=pr**.5
Phorp=phh(Px,Py)
Thorp=acos(Pz/Pr)
RETURN
END

```

```

Function phh(Px,Py)
if((px.eq.0).and.(py.ge.0))phorp=1.5708
if((px.eq.0).and.(py.le.0))phorp=4.7124
if((px.ge.0).and.(py.eq.0))phorp=0.0
if((px.le.0).and.(py.eq.0))phorp=3.1416
if((px.gt.0).and.(py.gt.0))phorp=atan(py/px)
if((px.lt.0).and.(py.gt.0))phorp=3.1417+atan(py/px)
if((px.lt.0).and.(py.lt.0))phorp=3.1416+atan(py/px)
if((px.gt.0).and.(py.lt.0))phorp=6.2831+atan(py/px)
phh=phorp

```

```
RETURN
END
```

```
FUNCTION DIST_(r,thl,phl,xo,yo,zo)
x=r*asin(thl)*cos(phl)
y=r*asin(thl)*sin(phl)
z=r*cos(thl)
xt=(xo+x)**2
yt=(yo+y)**2
zt=(zo+z)**2
dist_=(xt+yt+zt)**.5
RETURN
END
```

```
FUNCTION SIGMA1(Ert)
If(ert.eq.0)ert=1E-10
x=ert**1.14
sigma1=4281.36/x
RETURN
END
```

```
FUNCTION SIGMA2(Ert)
If(ert.eq.0)ert=1E-10
x=ert**1.14
sigma2=11935.09/x
RETURN
END
```

```
SUBROUTINE INFORME1(ii,partidp,partidt,Eop,Thop,Phop,Eot,Thot,Phot)
If((partidt.eq.1).and.(partidp.eq.1))then
id=1
else
id=0
end if
Thop=ang(id)/57.3
Phop=angi(ii)
Call cine1(Thop,Eop,Eot,Thot)
if(Phop.lt.3.141599)Then
Phot=Phop+3.1416
Else
Phot=Phop-3.1416
end if
Return
End
```

```
SUBROUTINE CHOQUE1(r1,th,ph,ii,d,rm,choise1)
Call INTEGRAL(r1,th,ph,d,rm,Ps)
choise1=des(ps,ii)
RETURN
END
```

```
SUBROUTINE CINE1(Thop,Eop,Eot,Thot)
Eo=38
Eop=Eo*(cos(thop))**2
Eot=Eo-Eop
x=(Eop/Eot)**.5
x=x*asin(thop)
Thot=asin(x)
Return
end
```

```
FUNCTION ANGI(ii)
cs=6.2832
call randal(cs,xial,ii)
angi=xial
Return
```

end

```
FUNCTION ANG(id)
COMMON/A1/ISEED
COMMON/A2/IXRND
DATA ISEED/123/
DIMENSION IDAT(90)
if(id.eq.1)then
CALL RANDOM1(1,2012)
IF(IXRND.LT.2000)THEN
CALL RANDOM1(1,7)
ELSE
CALL RANDOM1(7,90)
END IF
else
CALL RANDOM1(1,63)
IXC=IXRND
IF((IXC.GT.26).AND.(IXC.LT.38))CALL RANDOM1(36,55)
IF(IXC.LE.26) CALL RANDOM1(1,35)
IF (IXC.GE.38) CALL RANDOM1(56,90)
end if
ang=ixrnd
return
END
```

```
SUBROUTINE RANDOM1(ICI,ICS)
COMMON/A1/ISEED
COMMON/A2/IXRND
XRND=(RAN(ISEED)*ICS)+1
IXRND=XRND
IF((IXRND.GT.ICS).OR.(IXRND.LT.ICI))GO TO 1
RETURN
END
```

```
FUNCTION r1(rm)
if(rm.gt.5.89)rm=5.89
d=2*(34.6921-rm**2)**.5
sigma=.75*d
xmed=0
call exrnd(xmed,sigma,xernd)
r1=xernd
return
end
```

```
SUBROUTINE EXRND(XMED,SIGMA,XERND)
DATA ISE/1234567/
X=GAURND(ISE)*SIGMA+XMED
XERND=X
RETURN
END
FUNCTION GAURND(ISE)
CA=.310
GAURND=0.0
DO J=1,12
GAURND=RND(CA,ISE)+GAURND
END DO
RETURN
END
FUNCTION RND(CA,ISE)
AL=(2*RAN(ISE)-1)
RND=(AL*CA)
RETURN
END
```

```
FUNCTION DES(ps,ii)
I((PS.LT.10E-25)PS=10E-25
```



```
cs=1/ps
CALL RANDAL(cs,xial,ii)
if(xial.GT.1)then
des=1
else
des=0
end if
return
end
```

```
SUBROUTINE INTEGRAL(r1,th,ph,d,rm,Ps)
CTE=4.5
h=0.1
Ps=0
rm=15
Zo=-15
call esf(xl,y1,z1,r1,th,ph)
ro=dist(xl,y1,z1,d,Zo)
Do j=1,300
i=j-150
z=i*h
r=dist(xl,y1,z1,d,z)
dh=dr(ro,r)
ro=r
if(r.lt.rm)rm=r
p=dens_l2c(r)
Ps=p*dh+ps
end do
Ps=-Ps*CTE
Ps=exp(ps)
return
end
```

```
FUNCTION DR(Ro,R)
dr=abs(r-ro)
return
end
```

```
SUBROUTINE ESF(x,y,z,r,th,ph)
x=r*sin(th)*cos(ph)
y=r*sin(th)*sin(ph)
z=r*cos(th)
RETURN
END
```

```
FUNCTION DIST(xl,y1,z1,d,z)
dx=(d+xl)**2
dy=y1**2
dz=(z+z1)**2
dist=(dx+dy+dz)**.5
RETURN
END
```

```
SUBROUTINE PUNTO(r1,th,ph,ii)
cs=5.89
CALL RANDAL(CS,XIAL,II)
r1=xial
cs=3.1417
CALL RANDAL(CS,XIAL,II)
th=xial
cs=6.28311
CALL RANDAL(CS,XIAL,II)
ph=xial
RETURN
END
```

```
FUNCTION DENS_12C(r)
po=0.08468
c=2.22
a=0.521
dens_12C=po/(1+EXP((r-c)/a))
RETURN
END
```

```
FUNCTION DENS_16C(r)
po=0.08468
c=2.511
a=0.521
dens_16C=po/(1+EXP((r-c)/a))
RETURN
END
```

```
SUBROUTINE RANDAL(CS,XIAL,II)
CALL RANDOM(AL,II)
xial=(AL*CS)
RETURN
END
SUBROUTINE RANDOM(al,ii)
AL=RAN(ii)
RETURN
END
```