

# REACCIONES DE TRANSFERENCIA EN LOS SISTEMAS

$^{32,36}\text{S} + ^{144,154}\text{Sm}$

A.J. Pacheco, M. di Tada, J. Fernández Niello, J.E. Testoni

TANDAR, Departamento de Física, CNEA

Av. del Libertador 8250, 1429 Buenos Aires, Argentina

## I. INTRODUCCION

Dentro del campo de la física nuclear de bajas energías, las reacciones de transferencia cubren un amplio rango del conjunto de procesos que pueden ocurrir cuando dos núcleos pesados entran en colisión. Si se entiende que "reacción de transferencia" abarca a todas aquellas que producen en el canal de salida dos fragmentos más o menos parecidos a los núcleos originales (proyectil y blanco) y entre los cuales se reparten la totalidad de los nucleones en juego, uno se encuentra con una definición excesivamente amplia que comprendería situaciones tan extremas como la cesión de un nucleón por parte de uno a otro de los núcleos participantes (generalmente dejando a los productos de la reacción en sus estados fundamentales o en alguno de sus primeros estados excitados), hasta llegar a los casos más marginales que involucran una redistribución masiva de nucleones, acompañada normalmente por una importante conversión de energía cinética en energía de excitación. Este último es el caso de las reacciones de deep-inelastic y, si se deseara empujar esta definición hasta sus extremos, se podrían abarcar incluso las de fusión-fisión o cuasifisión. Ciertamente hay involucrados en este rango de procesos una variedad de mecanismos que reciben normalmente tratamientos totalmente diferenciados.

En lo que sigue presentaremos algunos resultados que se enmarcan en un pequeño sector afín al primero de los extremos antes mencionados, si bien con probables ramificaciones dentro del segundo o, al menos, dentro de la zona de transición entre ambos. Precizando más el campo de este trabajo, nos concentraremos en el estudio de varias características de las reacciones de transferencia que ocurren a energías cercanas a la barrera, con cierto énfasis en aquellas que puedan identificarse con las colisiones más lejanas. Una detallada discusión de la importancia del estudio de reacciones nucleares en las proximidades de la barrera coulombiana puede hallarse por ejemplo en [Re86,Rh89a].

Los sistemas elegidos para su estudio fueron las distintas combinaciones usando proyectiles de  $^{32}\text{S}$  y  $^{36}\text{S}$  sobre blancos de  $^{144}\text{Sm}$  y  $^{154}\text{Sm}$ .

Es sabido que los isótopos del samario exhiben un amplio rango de formas que va desde la esfericidad del semimágico  $^{144}\text{Sm}$  hasta la importante deformación permanente del  $^{154}\text{Sm}$ . La relación entre la deformación y distintos tipos de reacción ha sido motivo de estudio teórico y experimental. En la fusión a energías por debajo de la barrera se observa una decidida correlación entre el grado de deformación y el aumento de las secciones eficaces [St80,Di86]. Una conexión similar se ha propuesto entre las secciones eficaces de transferencia por debajo de la barrera y la deformación de uno o de ambos núcleos participantes [La89], y una indicación de tales efectos se ha hallado en reacciones inducidas por el proyectil esférico  $^{16}\text{O}$  [Pa87]. El uso en el trabajo aquí expuesto de proyectiles de  $^{32}\text{S}$  y  $^{36}\text{S}$  apunta a investigar estos efectos en sistemas más simétricos. En el caso particular del  $^{36}\text{S}$  se intentó preservar el carácter esférico de uno de los participantes a efectos de aislar en lo posible la influencia atribuible a la deformación del otro núcleo.

## II. EXPERIMENTAL

Los experimentos fueron realizados utilizando haces de  $^{32}\text{S}$  provistos por el acelerador TANDAR de Buenos Aires con energías de 148 MeV y de 160 MeV, y de  $^{36}\text{S}$  producidos por el acelerador tandem del Laboratorio Nazionale di Legnaro a 142 MeV y 155 MeV. Se utilizaron blancos enriquecidos de  $^{144}\text{Sm}$  y de  $^{154}\text{Sm}$  de aproximadamente  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . En el caso del  $^{32}\text{S}$  se midieron las distribuciones angulares para los distintos números atómicos  $Z$  usando una cámara de ionización gaseosa seguida de un detector de estado sólido sensible a la posición. Para las reacciones inducidas por  $^{36}\text{S}$  se realizó identificación de la masa de los productos de la reacción por medio de la medición del tiempo de vuelo entre dos detectores de tiempo cero basados en sendos microchannel plates separados por una distancia de 2.3 metros, seguidos de una cámara de ionización de ánodo segmentado para la identificación de carga y para la medición de la energía total. En todos los casos se recolectó la información en forma de eventos multiparamétricos registrados en cinta magnética.

Como parte de este proyecto, y aún a título de desarrollo de las técnicas respectivas, también se realizaron en el laboratorio TANDAR pruebas para el registro de las coincidencias entre los fragmentos detectados y los rayos  $\gamma$  emitidos por los productos pesados (similares al núcleo blanco) de las transferencias. Asimismo se hicieron algunas mediciones de la actividad de los rayos X producidos como consecuencia del decaimiento radiactivo de dichos productos pesados, en una variante del método descrito en [St80]. Para ello se utilizaron dos láminas de aluminio colocadas como catchers a continuación del blanco, cuyos espesores fueron calculados de modo de retener gran parte de los residuos de evaporación en la primera lámina mientras que la segunda colectaba principalmente a los productos de

transferencia aprovechando su mayor penetración debido a sus menores masas y mayores velocidades.

### III. RESULTADOS Y DISCUSION

Las figuras 1 a 4 ejemplifican algunos casos típicos en cuanto a la información colectada. Las figuras 1 y 2 muestran gráficos  $\delta E - E$  para las reacciones  $^{36}\text{S} + ^{144}\text{Sm}$ ,  $^{36}\text{S} + ^{144}\text{Sm}$  y  $^{32}\text{S} + ^{154}\text{Sm}$ . Notar que el primer caso se distingue por la presencia de reacciones de pick-up de carga, a diferencia de los otros tres sistemas medidos (no se muestra el mapa correspondiente a  $^{32}\text{S} + ^{144}\text{Sm}$ ). Las figuras 3 y 4 muestran algunos resultados de las pruebas efectuadas usando como referencia el sistema previamente estudiado  $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ . La figura 3 muestra espectros de rayos  $\gamma$  obtenidos en coincidencia con distintas cargas detectadas, observándose las transiciones correspondientes a distintos isótopos de la carga complementaria. La figura 4 corresponde a espectros de energías de los rayos X acumulados durante 8 horas comenzando 3 horas (parte superior) y 21 horas (parte inferior) después de la finalización de la irradiación. En los dos espectros se observa el grado de favorecimiento del grupo de picos correspondiente a las transferencias frente al de los residuos de evaporación. Ambas técnicas (coincidencias con rayos *gamma* y detección de rayos X retardados) están actualmente en proceso de optimización para su aplicación rutinaria al estudio de reacciones de transferencia.

#### A. Distribuciones angulares

Las figuras 5 a 7 muestran distintos casos de las distribuciones angulares medidas. En todos los casos se observan las características cualitativas que distinguen a las reacciones directas de transferencia. Para las energías más altas en cada sistema se observa un máximo de la distribución en las proximidades del ángulo de grazing, que en el caso de las energías menores se transforma en un sostenido aumento hacia los ángulos más traseros. Las curvas que atraviesan a los puntos experimentales fueron trazadas arbitrariamente y utilizadas en la determinación de las secciones eficaces totales por medio de integración numérica sobre todo el rango angular.

#### B. Secciones Eficaces Totales

La figura 8 presenta el resumen de las secciones eficaces totales para las reacciones inducidas por  $^{36}\text{S}$  sobre ambos blancos a ambas energías de bombardeo. Los valores presentados para la transferencia de neutrones son límites inferiores obtenidos dentro de la

incerteza experimental en la separación respecto de la dispersión elástica. Tal como se mencionó con anterioridad, la diferencia más notable entre ambos blancos es la presencia de transferencia de carga desde el blanco de  $^{144}\text{Sm}$  hacia el proyectil. Asimismo, la transferencia de una carga en sentido inverso es notablemente más importante para el  $^{154}\text{Sm}$  que para el  $^{144}\text{Sm}$ . La ausencia de valores consignados en el primer caso para las reacciones  $-1p1n$  y  $-1p2n$  no indica necesariamente que dichos canales no se produzcan sino que, nuevamente, se explica a partir de la dificultad de su separación respecto del canal  $-1p$  debido a la intensidad que éste presenta. Ambas características (es decir, la aparición de pick-up de una y dos cargas en el caso del  $^{154}\text{Sm}$  y la preeminencia del stripping de una carga en el  $^{144}\text{Sm}$ ) se entienden cualitativamente a partir de la comparación entre los valores  $Q$  al estado fundamental,  $Q_{gg}$ , y el valor óptimo  $Q_{opt}$ , teniendo además en cuenta el ancho típico de una distribución de valores  $Q$  alrededor de dicho valor óptimo.

La figura 9 presenta las secciones eficaces para la transferencia de distintos números de carga (barras blancas) para los cuatro sistemas estudiados. Tal como se discutió en conexión con las figuras 1 y 2, la diferencia fundamental entre las reacciones inducidas por  $^{36}\text{S}$  y por  $^{32}\text{S}$  es que en este último caso se observa la transferencia de hasta cuatro (y vestigios de cinco) cargas. No existen en principio argumentos definitivos basados en la comparación entre  $Q_{gg}$  y  $Q_{opt}$  que justifiquen esta diferencia, por lo que se estima que sólo refleja una diferencia en la estadística de contaje que afectaría a estos canales de relativamente bajas secciones eficaces. Una apreciación algo más cuantitativa de lo discutido hasta el momento está dada en la misma figura 9 por las barras rayadas que representan un cálculo teórico realizado por Rehm, basado en un modelo presentado en [Rh88b]. En forma resumida, el modelo trata a la transferencia como un proceso de camino al azar en el plano  $N-Z$ , guiado por un potencial que para cada uno de los nodos de la red se calcula como la suma de los excesos de masa de los correspondientes núcleos, la energía coulombiana, la energía rotacional, y el potencial nuclear. Los cálculos han sido normalizados a los valores experimentales correspondientes a  $Z=15$ .

### C. Valores $Q$

El valor  $Q$  de la reacción asociada con cada uno de los fragmentos detectados fue calculado suponiendo colisiones binarias. En los casos donde no se disponía de identificación de masas la reconstrucción cinemática fue realizada suponiendo una partición que minimizara la suma de los excesos de masas de los núcleos en el canal de salida. Se puede comprobar que si se realizan variaciones razonables alrededor de dichos valores supuestos las distribuciones resultantes no cambian sustancialmente. Las figuras 10 a 12 muestran distintos espectros de valores  $Q$ . De la figura 10, nótese que las pérdidas de energía cinética

total asociada con los mayores valores de carga transferida (hasta alrededor de 30 MeV), junto con el mismo hecho de que estas transferencias de múltiples nucleones efectivamente se produzcan, sugiere que se estaría en presencia de un régimen de deep inelastic. En cada uno de los espectros se indican las posiciones de los respectivos  $Q_{99}$  y de los  $Q_{opt}$  calculados en base al valor común que predicen para ángulos traseros los distintos modelos resumidos en [Ba74]. Por otra parte, los centroides de los espectros no muestran, dentro de la incerteza experimental, dependencia alguna respecto del ángulo de dispersión tal como se ejemplifica en la figura 13 para la transferencia de dos cargas en el sistema  $^{32}\text{S} + ^{144}\text{Sm}$  a 160 MeV. Como referencia, en la misma figura se indica también dicho valor común junto con uno de los cálculos que predicen la más fuerte dependencia angular hacia ángulos delanteros.

El acuerdo general entre los valores medios de las distribuciones y los valores óptimos calculados prestan sustento a la discusión de la sección anterior referida a intensidad relativa de los distintos canales de reacción para los distintos sistemas.

#### D. Probabilidades de transferencia

Una presentación alternativa de las distribuciones angulares que facilita la discusión de ciertos aspectos de las reacciones de transferencia, particularmente para reacciones a energías por debajo de la barrera o, más generalmente, para colisiones distantes, está dada por los gráficos que representan las probabilidades de transferencia como función de la distancia de máxima aproximación entre los núcleos que entran en colisión. Desde el punto de vista experimental la probabilidad de transferencia,  $P_t$ , se obtiene dividiendo el número de eventos de interés que contribuyen a un dado ángulo de dispersión por el número total de eventos (incluyendo los correspondientes a la dispersión elástica) que contribuyen a ese mismo ángulo. La distancia de máxima aproximación,  $D$ , puede ser normalmente obtenida bajo la suposición de trayectorias coulombianas, en cuyo caso la función deflexión adquiere una expresión analítica. También se ha señalado la necesidad de tener en cuenta la contribución del potencial nuclear en el cálculo de  $D$  [Ki88].

Este tipo de análisis de gráficos  $P_t$  vs  $D$  ha sido frecuentemente empleado para reacciones de transferencia de neutrones, para los cuales se ha observado un decaimiento exponencial característico hacia las grandes distancias [Ma85]. En este comportamiento, que puede derivarse como una aproximación al cálculo semiclásico, subyace la idea de que la transferencia ocurre predominantemente cuando ambos núcleos se encuentran a mínima distancia, en cuyo caso la probabilidad queda determinada por la presencia de una barrera formada por la superposición de los pozos de potencial nuclear relevantes para el neutrón,

y que éste debe penetrar para que la transferencia ocurra. El modelo predice:

$$P_t = C \exp^{-KD} \quad (1)$$

donde la constante  $K$  está relacionada con las energías de ligadura del neutrón en los núcleos donante y aceptor y con la energía de excitación (normalmente muy próxima a cero en estos casos) de los núcleos en el canal de salida, mientras que la constante de normalización  $C$  contiene información sobre factores espectroscópicos y valores  $Q$ .

Antes de tratar la extensión de este modelo simple al caso de las partículas cargadas consideraremos las probabilidades de transferencia experimentales para el caso de las reacciones inducidas por  $^{32}\text{S}$  (figuras 14 a 16). Si bien para este caso la interpretación se ve complicada por la falta de discriminación en masas, el hecho de tener mejor estadística de conteo favorece la presentación de las características más salientes. La figura 14 compara ambos blancos en cuanto a su comportamiento respecto de la dependencia  $P_t$  vs.  $D$ , para  $E_{\text{lab}} = 148 \text{ MeV}$  y para valores de  $Z$  detectados entre 12 y 15. En general se observan mayores probabilidades para el  $^{154}\text{Sm}$ , aunque en el caso de  $Z = 15, 14$  esto es cierto sólo para las mayores distancias mientras que para  $Z = 13, 12$  la diferencia se presenta a través de un factor aproximadamente constante para todo el rango de distancias internucleares. Dicho factor varía entre aproximadamente 3 y 4 (dependiendo de la carga que se considere o del rango de distancias tomado en cuenta para  $Z = 15, 14$ ) y puede ser comparado con el valor 4.6 calculado para estos núcleos por Landowne y Dasso [La89]. La comparación entre distintas cargas para un mismo blanco (figura 15) muestra a su vez una notable paridad entre  $Z = 14$  y  $Z = 15$ , mientras que para el resto las probabilidades disminuyen apreciablemente a medida que aumenta el número de cargas transferidas. Similar comportamiento presentan las reacciones sobre el blanco de  $^{154}\text{Sm}$ .

También es interesante notar que la comparación entre las distintas energías de bombardeo (figura 16) arroja un apreciable cambio en las constantes de decaimiento, en aparente contradicción con la idea de que el pasaje de ángulos de dispersión a distancias de máxima aproximación debería unificar los puntos experimentales sobre una misma curva. Comportamientos similares observados en la transferencia de uno y dos neutrones en el sistema  $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$  fueron interpretados tentativamente como debidos a no considerar el potencial nuclear en el cálculo de la función deflexión [Rh89]. Cabe también considerar la posibilidad de que el cambio en las energías de excitación que se produce al variar la energía de bombardeo (especialmente en el caso de la transferencia de partículas cargadas) modifique la energía efectiva de ligadura relevante para el cálculo del decaimiento hacia las distancias mayores.

Brosa y Gross [Br80] formularon un modelo simple para expresar el potencial que a una dada distancia siente la partícula a ser transferida (un protón o un neutrón) como

consecuencia de la suma de los correspondientes pozos nucleares y (en el caso del protón) del potencial electrostático. La figura 17 muestra ejemplos de este potencial para el caso de la transferencia de un protón (desde el proyectil hacia el blanco) en el sistema  $^{36}\text{S} + ^{144}\text{Sm}$  a una distancia  $D = 13\text{fm}$ . En línea punteada se muestra un ajuste realizado a la zona de la barrera utilizando una parábola invertida. La calidad de dicho ajuste a la barrera justifica la utilización dentro del modelo en [Br80] el uso de la expresión analítica de Hill y Wheeler [Hi53] para calcular la probabilidad de penetración de la partícula originalmente confinada en el núcleo donador.

En el intento de confrontar los resultados experimentales de este trabajo con este modelo simple, también lo hemos aplicado a casos de transferencia de partículas complejas, suponiendo que la contribución nuclear se reduce en este caso a la suma de las contribuciones de los nucleones que la componen. Un tratamiento más correcto involucraría la obtención de los parámetros del pozo a partir del ajuste de las energías de ligadura experimentales. Como ejemplo de esta aproximación de orden cero pueden mencionarse los cálculos presentados en [Ku90] donde ajustando la energía de ligadura de un par de protones en  $^{144}\text{Sm}$  se obtiene una profundidad  $V_0 = 101\text{MeV}$ , comparado con  $V_0 = 112\text{MeV}$  que surge de la suma de potenciales.

En las figuras 18 y 19 se presentan gráficos de probabilidades versus distancias de máxima aproximación para distintos canales de transferencia en las reacciones  $^{36}\text{S} + ^{144}\text{Sm}$  y  $^{36}\text{S} + ^{154}\text{Sm}$ . En ellos se incluyen puntos obtenidos a ambas energías de bombardeo lo que, según se mostró antes, explica la dispersión observada a las distancias mayores. Para cada caso se efectuaron cálculos suponiendo que las barreras eran penetradas a la altura dada por la menor entre las energías de ligadura de la partícula transferida en los dos carozos. De esta forma se "garantiza" la existencia de estados disponibles en el otro núcleo. Las curvas llenas representan los casos donde se considera la transferencia de la partícula como una unidad. Las líneas de trazos indican por su parte distintos grados de "secuencialidad" en la transferencia de partículas más simples en que se puede repartir la totalidad de los nucleones transferidos. Para ello se calcularon las distintas etapas en forma individual y luego se multiplicaron las respectivas probabilidades, lo que presupone la no existencia de correlaciones entre ellas. En todos los casos los resultados fueron normalizados a la región de "saturación" de las probabilidades que se observa hacia las distancias menores. Dentro de este modelo simple el efecto del mayor grado de secuencialidad parece manifestarse en un corrimiento hacia menores valores de la distancia donde se establece la saturación. A título especulativo podría concluirse por lo tanto que los resultados experimentales de las figuras 18 y 19 no son compatibles en ningún caso con la transferencia de partículas complejas como una unidad (salvo tal vez el caso del par de protones en el  $^{144}\text{Sm}$ , donde ninguna de las curvas provee un buen ajuste), observándose en el resto de los casos un

acuerdo ya sea con la descomposición en nucleones individuales o bien una mezcla entre nucleones individuales y otras partículas complejas.

### III. RESUMEN Y CONCLUSIONES

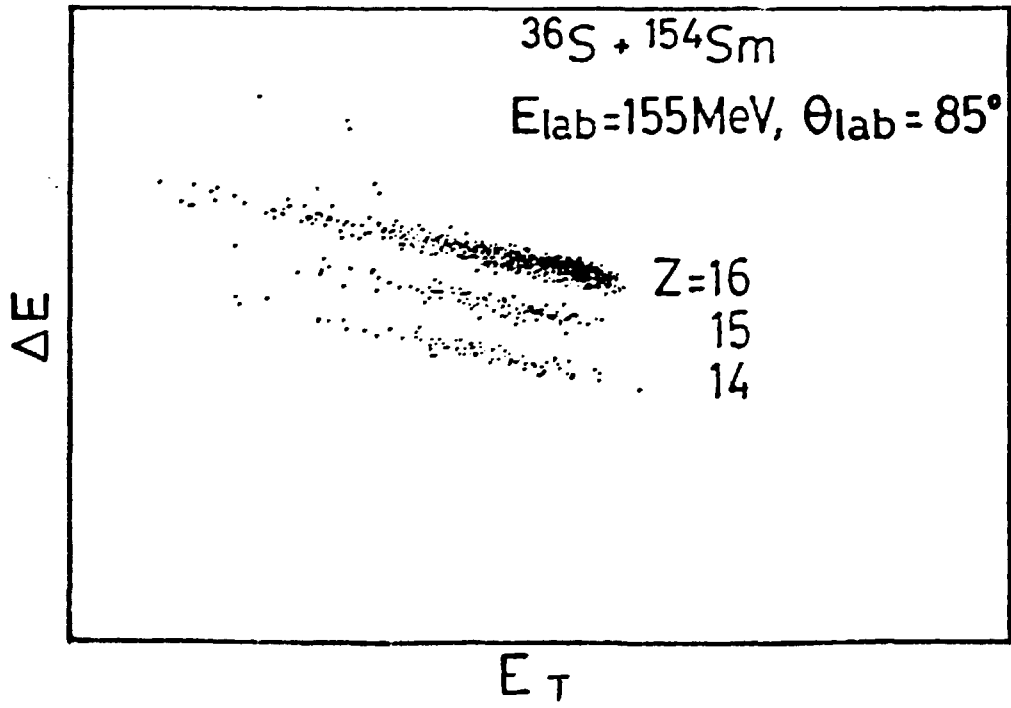
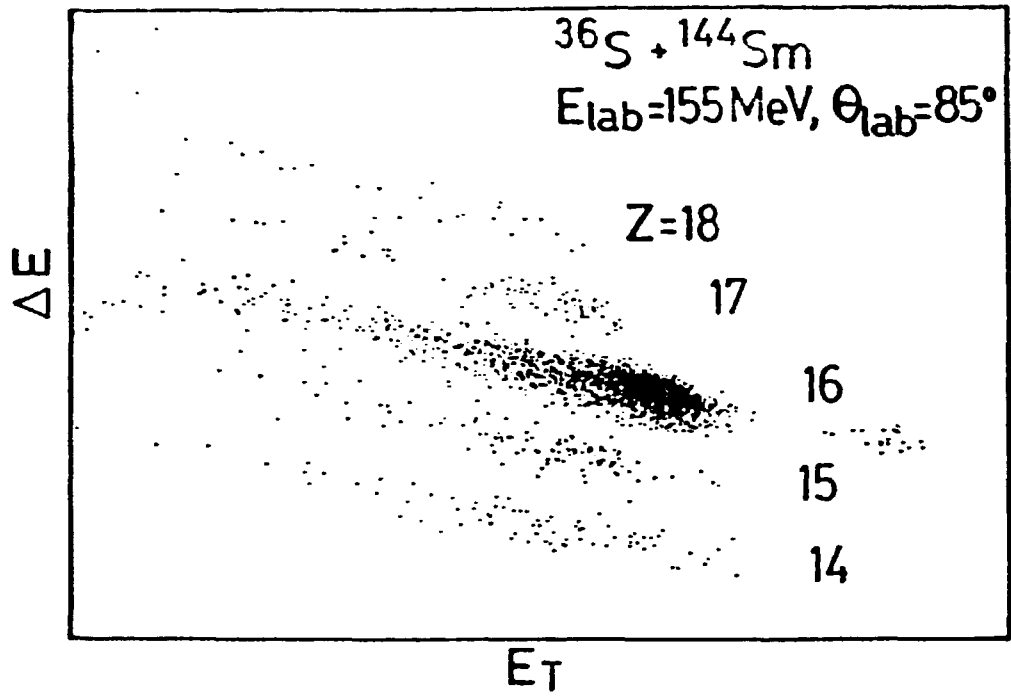
He nos presentado resultados de la medición de transferencia de cargas en los sistemas  $^{32}\text{S} + ^{144,154}\text{Sm}$  y de cargas y masas en los sistemas  $^{36}\text{S} + ^{144,154}\text{Sm}$  a energías próximas y ligeramente por arriba de la barrera coulombiana. Las distribuciones angulares muestran las características típicas de las reacciones directas y las secciones eficaces integradas se encuentran en acuerdo cualitativo con lo esperado a partir de la comparación entre los valores  $Q$  entre estados fundamentales y los correspondientes valores óptimos deducidos por selectividad cinemática. A partir de la relación entre las probabilidades de transferencia medidas a las mayores distancias para el  $^{144}\text{Sm}$  y el  $^{154}\text{Sm}$  puede concluirse tentativamente que la presencia de una deformación cuadrupolar permanente en uno de los núcleos reactantes influye aproximadamente de la manera predicha por cálculos semiclásicos. En efecto, esta diferencia entre constantes de decaimiento no sería atribuible en principio a diferencias de excitación ya que las condiciones de selectividad cinemática predicen valores muy próximos de  $Q_{\text{opt}}$  para un mismo tipo de transferencia sobre los núcleos de  $^{144}\text{Sm}$  y  $^{154}\text{Sm}$ .

Las probabilidades de transferencia son analizadas en el marco de un modelo simple de penetración de la barrera formada por la suma de potenciales nucleares y coulombianos que actúan sobre la partícula a ser transferida. Partiendo de la distancia internuclear a partir de la cual se produce la saturación de la probabilidad se sugiere para el caso de la transferencia de partículas complejas una posible descomposición en transferencias secuenciales de partículas más simples y/o nucleones individuales.

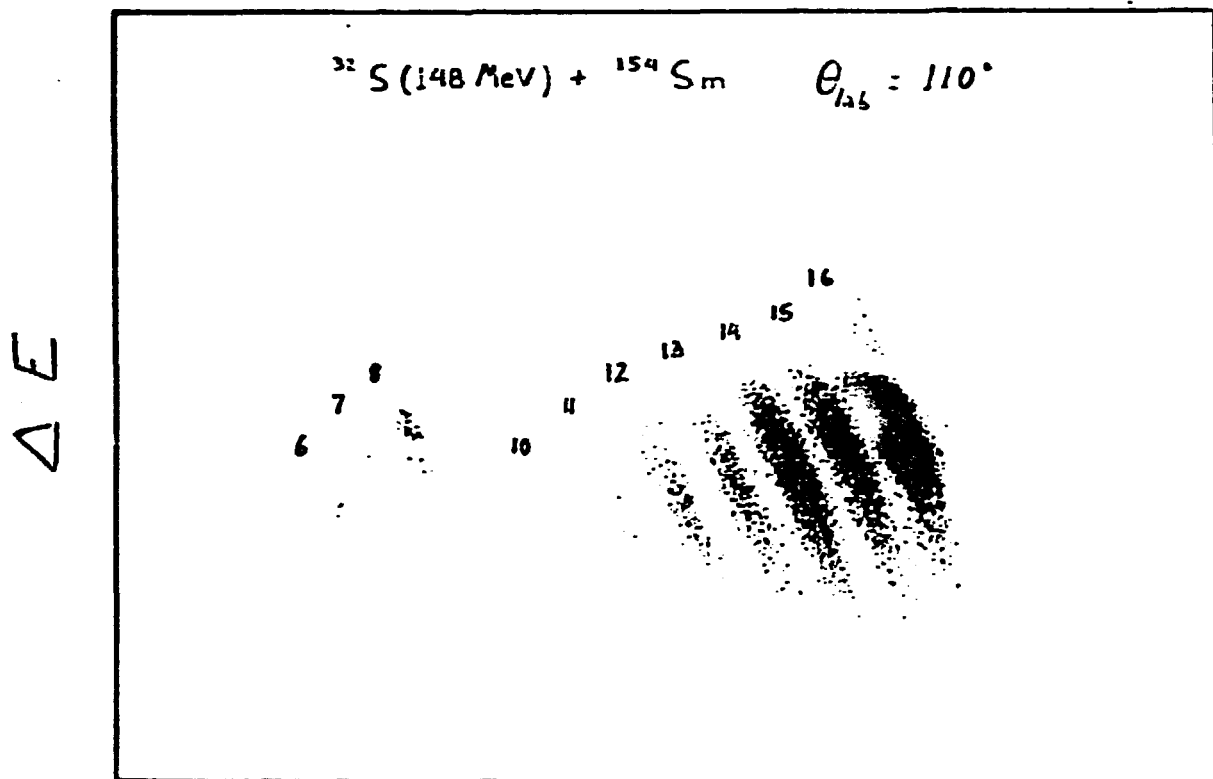


## REFERENCIAS

- [Ba74] R. Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions. Heidelberg, New York: Springer 1980.
- [Br80] U. Brossa and D. H. E. Gross, Z. Phys A - Atoms and Nuclei 298 (1980) 91.
- [Di86] D. E. DiGregorio, J. O. Fernandez Niello, A. J. Pacheco, D. Abriola, S. Gil, A. J. Macchiavelli, J. E. Testoni, P. R. Pascholatti, V. R. Vanin, R. Liguori Neto, N. Carlin Filho, M. M. Coimbra, P. R. Silveira Gomes, and R. G. Stokstad, Phys. Lett. B 176 (1986) 322.
- [Hi53] D. L. Hill and J. A. Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953) 1102
- [Ki88] H. J. Kim, Heavy Ion Interactions Around the Coulomb Barrier, Legnaro, Italy, 1988.
- [Ku90] R. Kunkel, W. von Oertzen, H. G. Bohlen, B. Gebauer, H. A. Bosser, B. Kohlmeyer, J. Speer, F. Puhlhofer and D. Schull, Z. Phys. A 336 (1990) 71.
- [La89] S. Landowne and C. D. Dasso, Phys. Lett. B. 202 (1988)
- [Ma85] A. O. Macchiavelli, M. A. Deleplanque, R. M. Diamond, F. S. Stephens, E. L. Dines and J. E. Draper, Nucl. Phys. A 432 (1985) 436.
- [Pa88] A. J. Pacheco, A. O. Macchiavelli, D. Abriola, D. DiGregorio, A. Etchegoyen, M. C. Berisso, J. O. Fernandez Niello, A. M. J. Ferrero, S. Gil, J. Kittl and J. E. Testoni, Z. Phys. A 332 (1988) 451.
- [Re86] W. Reisdorf, Proceedings of the International Nuclear Physics Conference, Harrogate, United Kingdom, 1986.
- [Rh88a] K. E. Rehm, Heavy Ion Interactions Around the Coulomb Barrier, Legnaro, Italy, 1988.
- [Rh88b] K. E. Rehm, A. M. van den Berg, J. J. Kolata, D. G. Kowar, W. Kutschera, G. Rosner, G. S. F. Stephens, and J. L. Yntema, Phys. Rev C 37 (1988) 2629.
- [Rh89] K. E. Rehm, Proceedings of the XII Workshop On Nuclear Physics, Iguazu Falls, Argentina, 1989.
- [St80] R. G. Stokstad, Y. Eisen, S. Kaplanis, D. Pelte, V. Smilansky and I. Tserruya, Phys. Rev C 21 (1980) 2427.



$E_T$   
Fig 1



$E_{\text{residual}}$

Fig. 2

$^{150} + ^{144} \text{Sm}$   $E_{\text{lab}} = 72 \text{ MeV}$

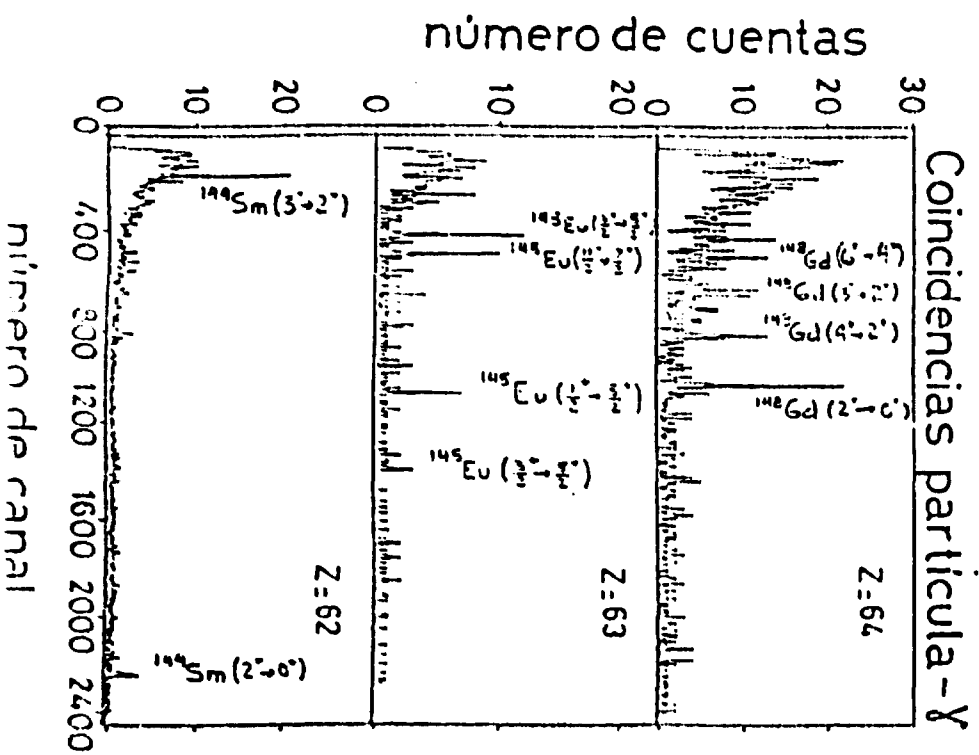
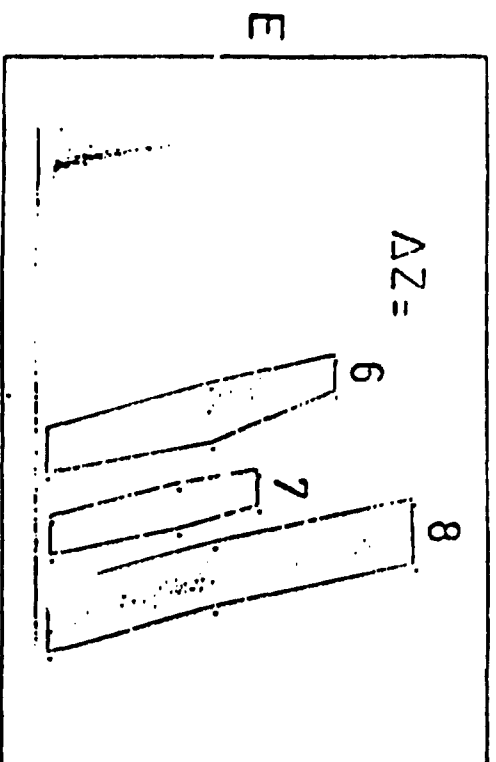


Fig. 3

$^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$   $E_{\text{lab}} = 72 \text{ MeV}$

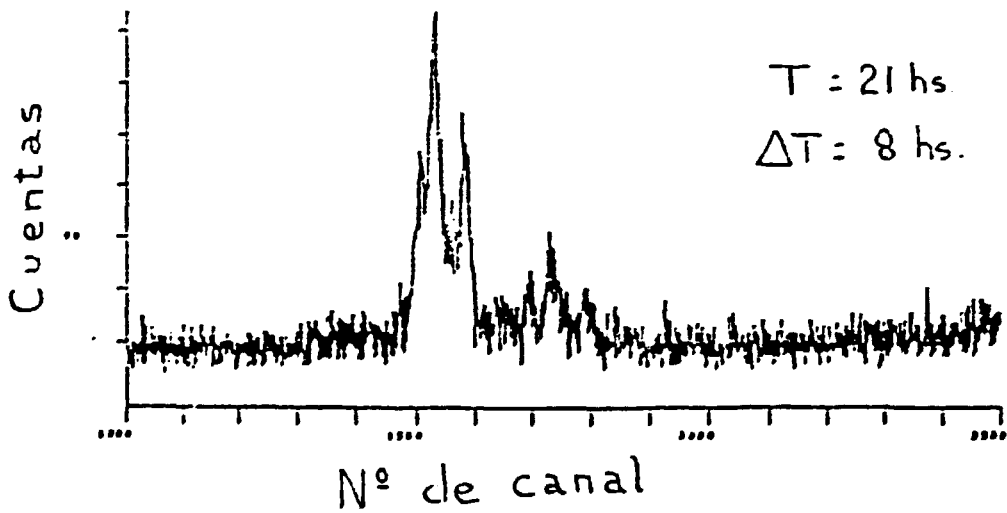
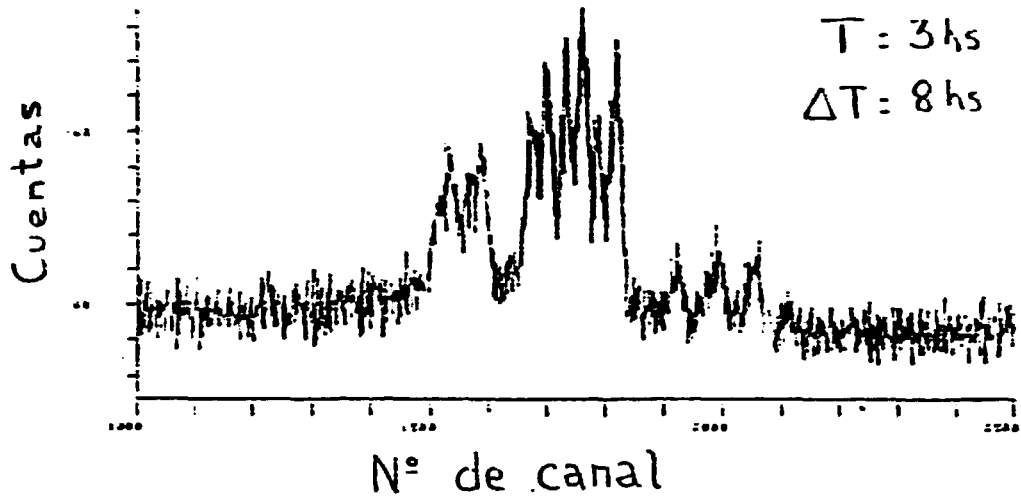


Fig. 4

$^{36}\text{S} + ^{144}\text{Sm}$

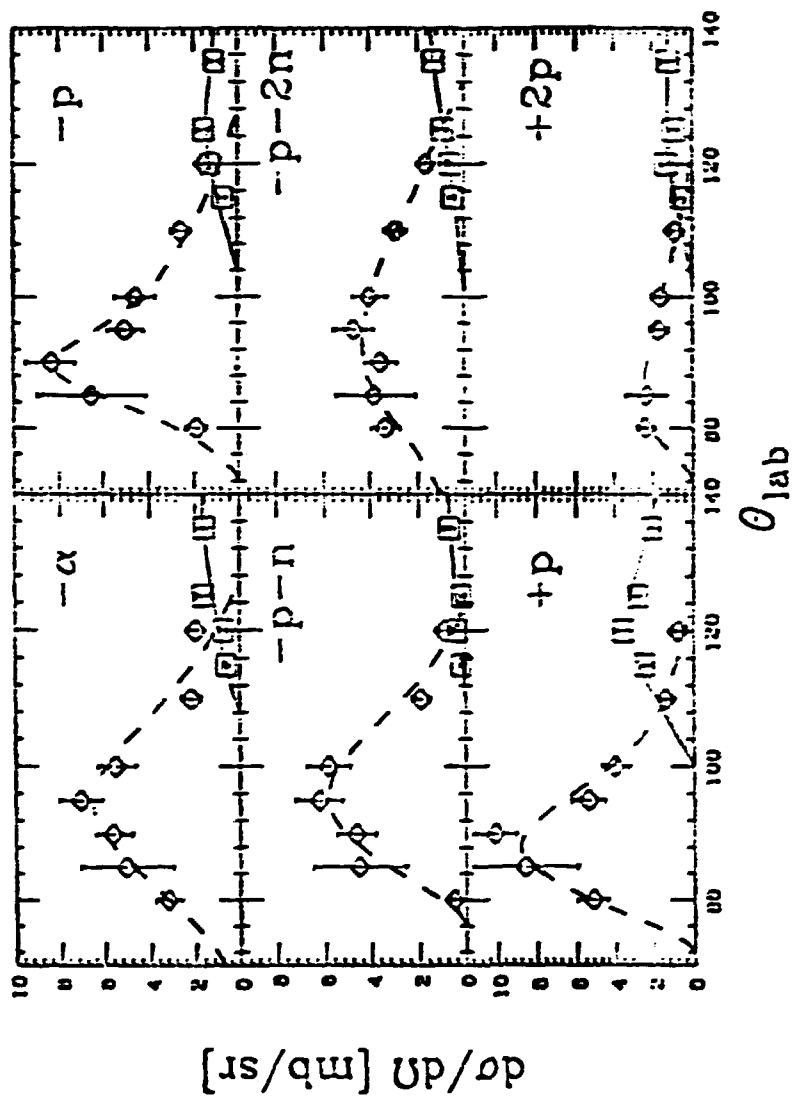


Fig. 5

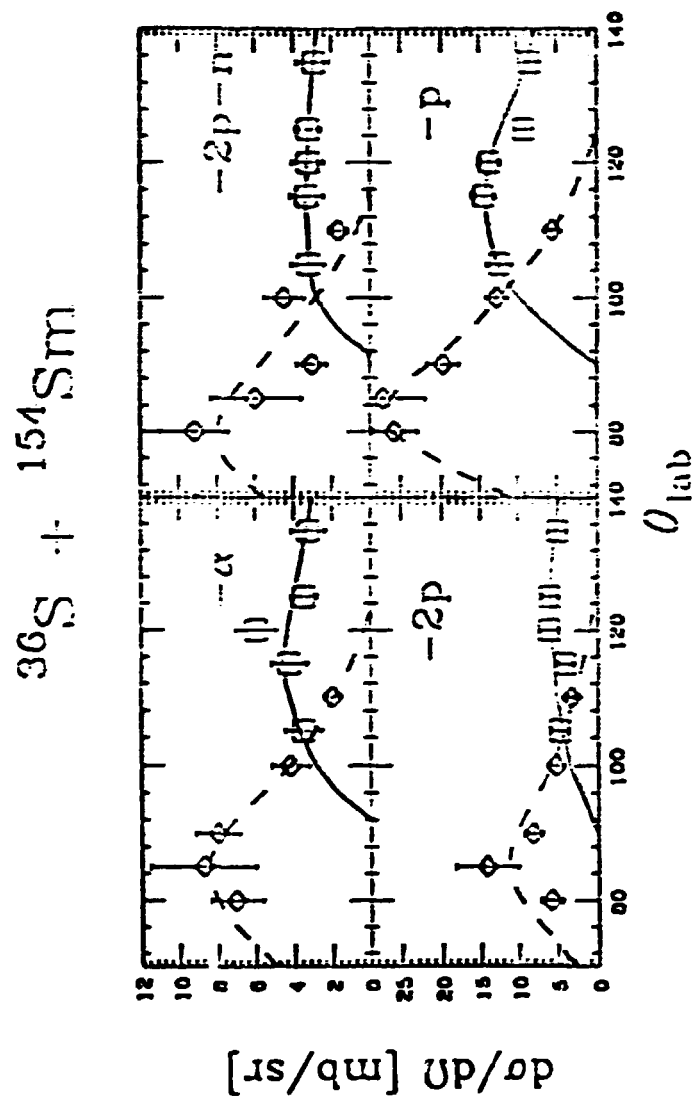
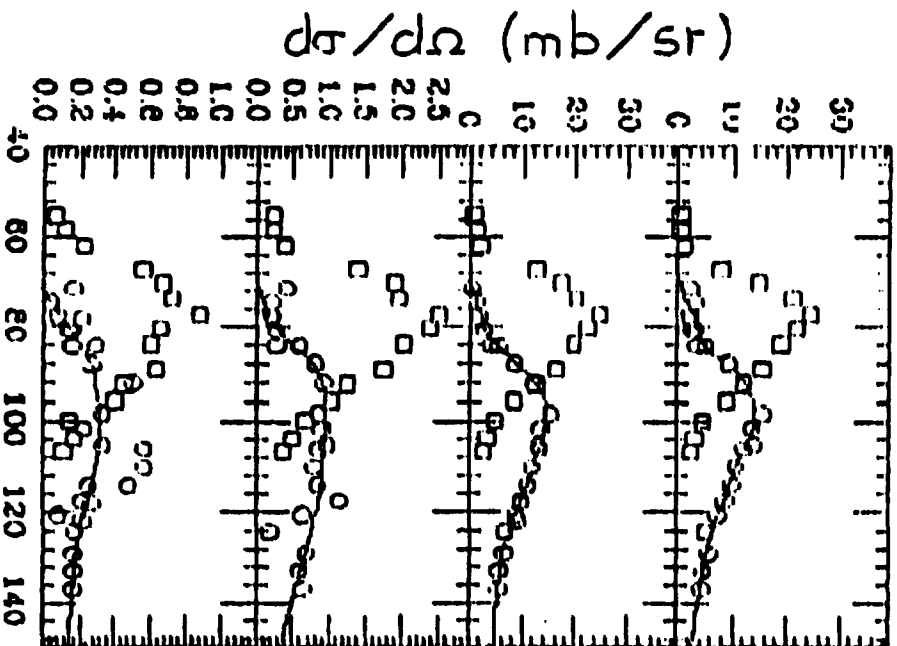


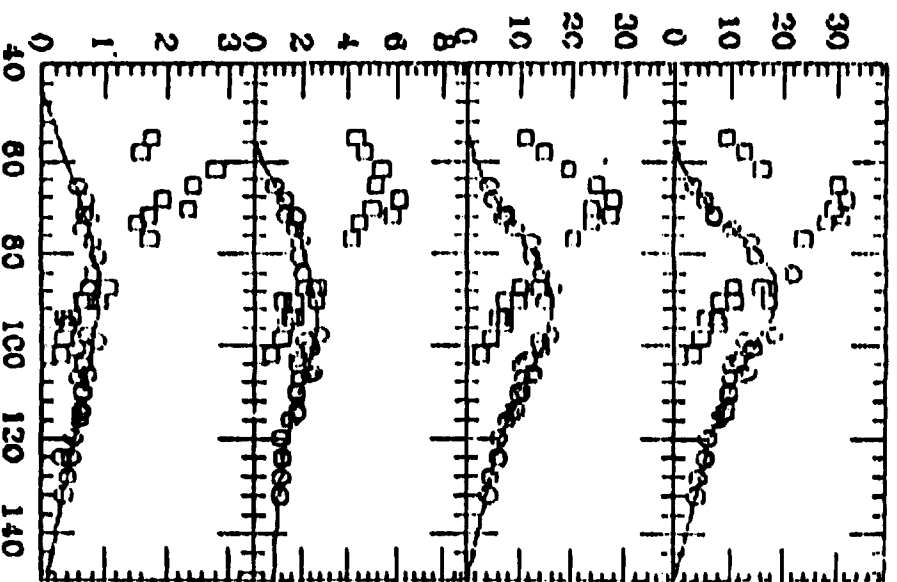
Fig. 6

$^{32}\text{S} \left( \begin{matrix} 0 & 14 & \text{MeV} \\ 0 & 160 & \text{MeV} \end{matrix} \right)$

$^{144}\text{Sm}$



$^{154}\text{Sm}$



$\theta_{lab}$

Fig 7



$G_t$  142 MeV  
[155 MeV]

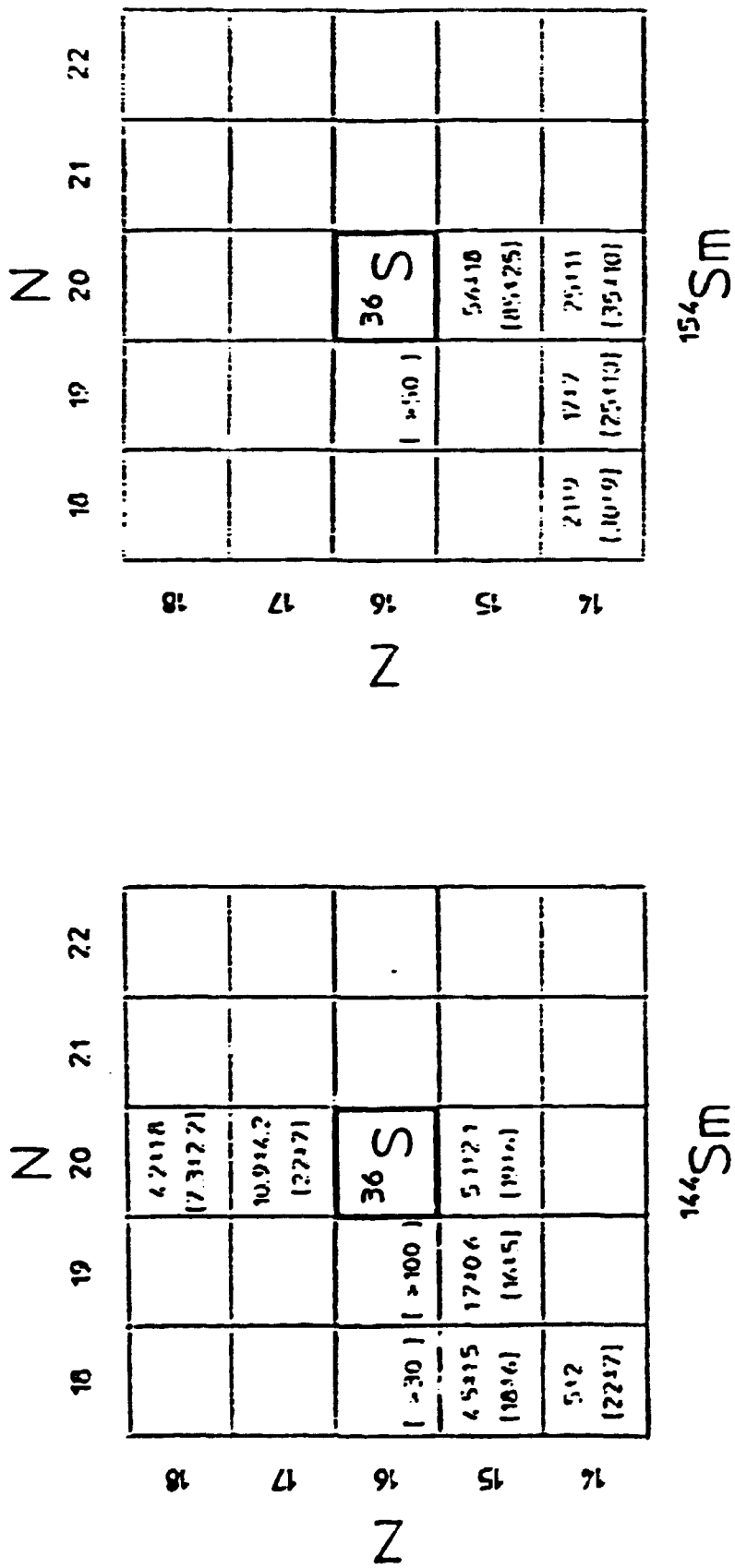


Fig. 8

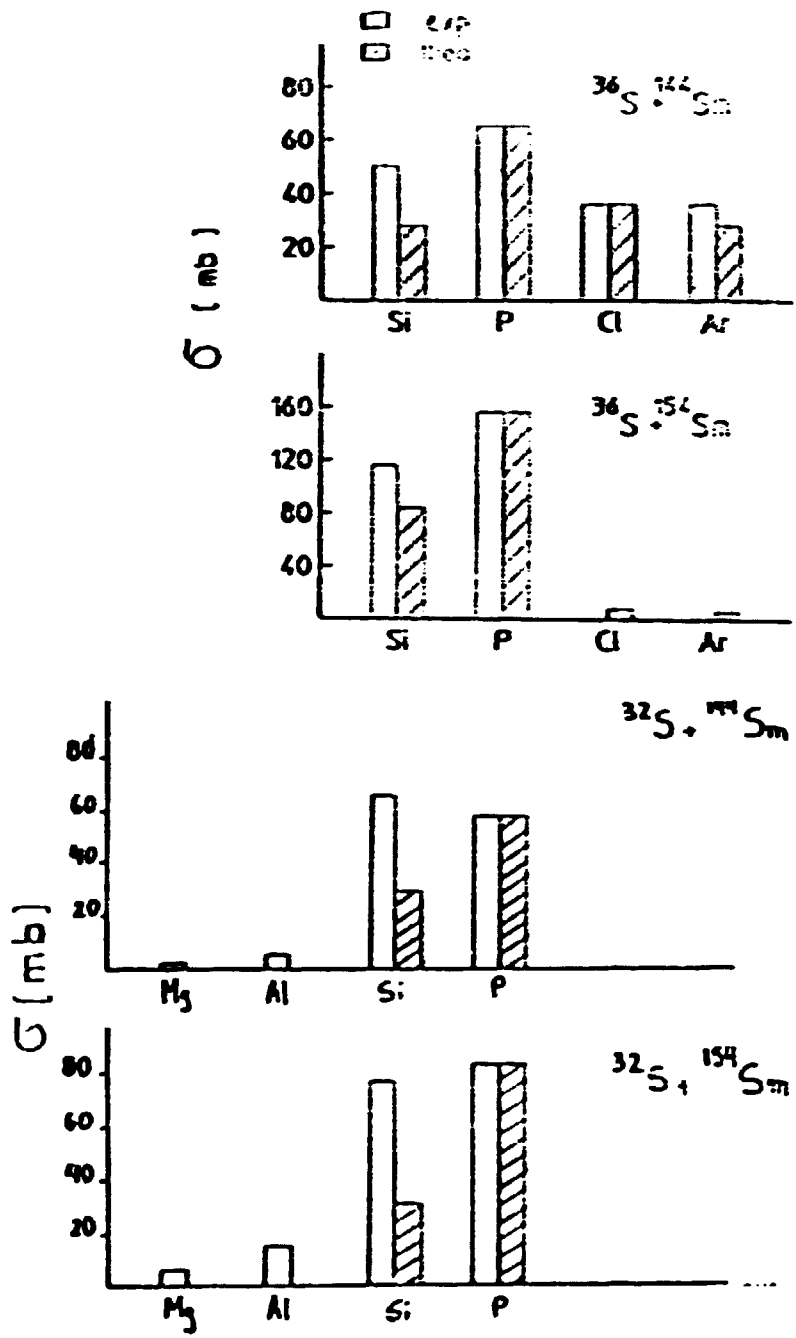


Fig. 9

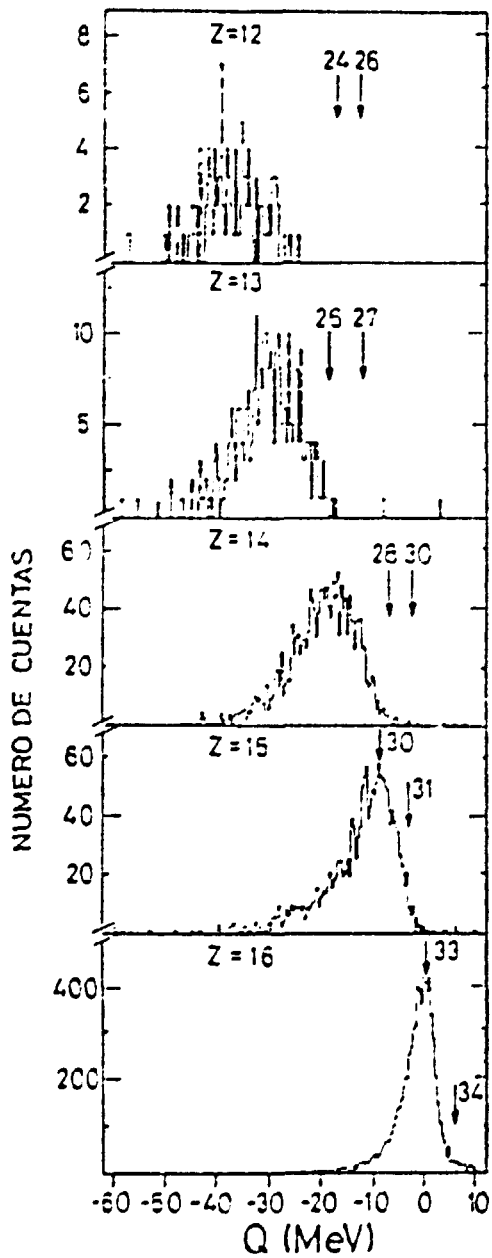


Fig. 10

155 MeV  $^{36}\text{S} + ^{144}\text{Sm}$

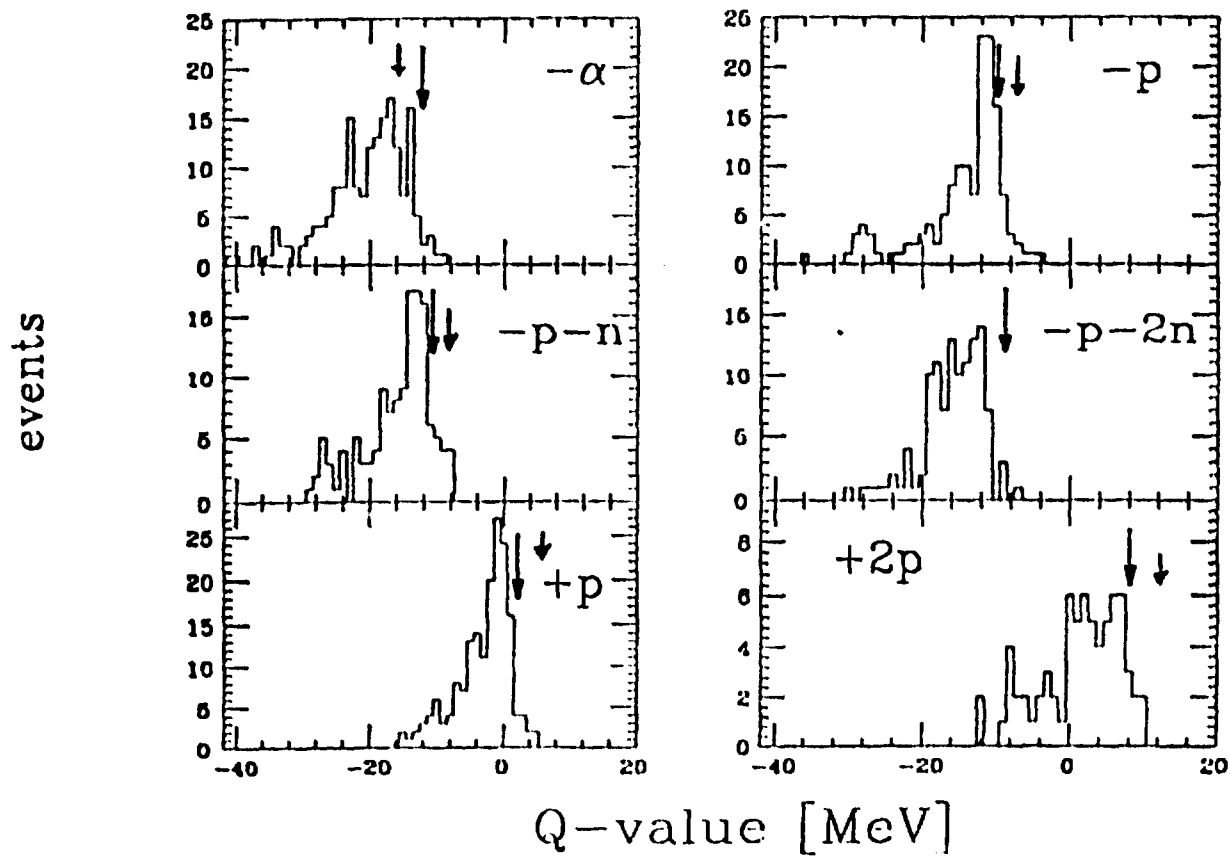


Fig 11

155 MeV  $^{36}\text{S} + ^{154}\text{Sm}$

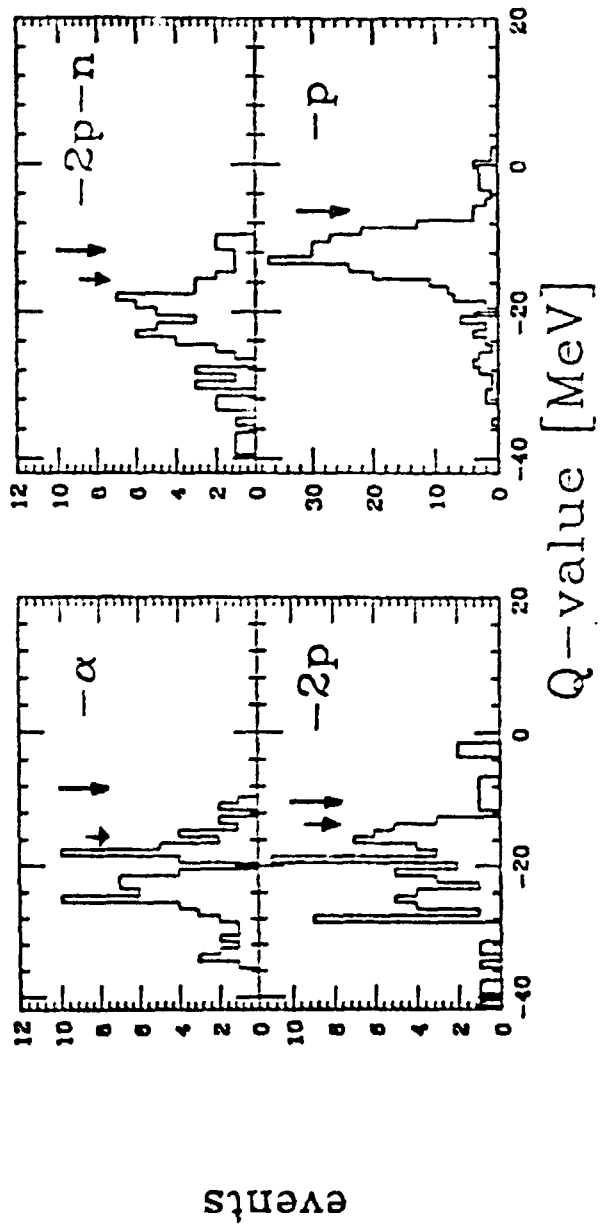


Fig. 12

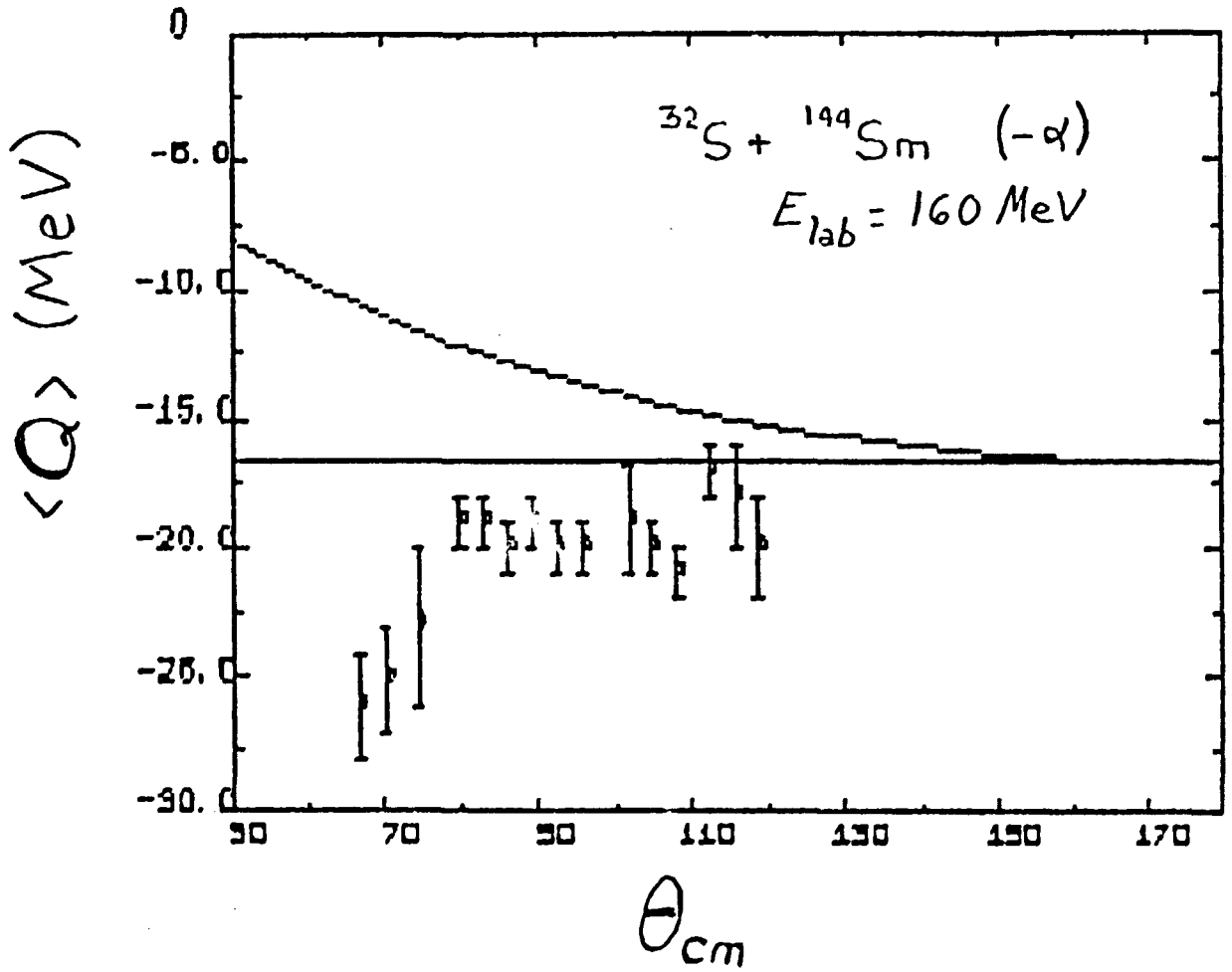
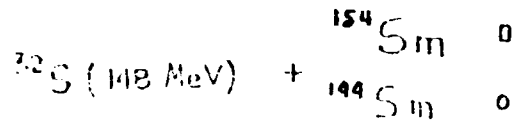
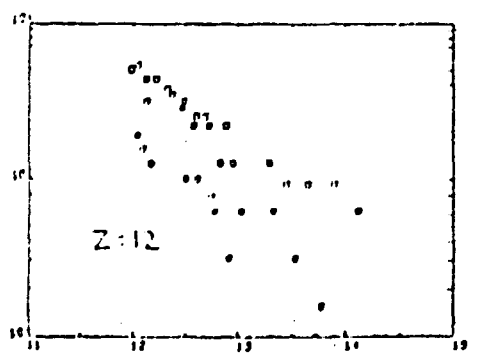
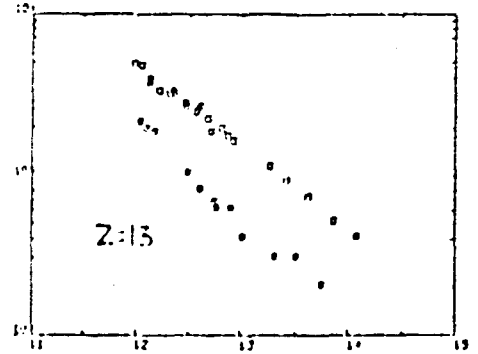
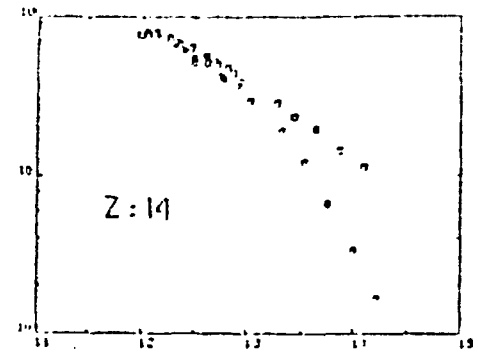
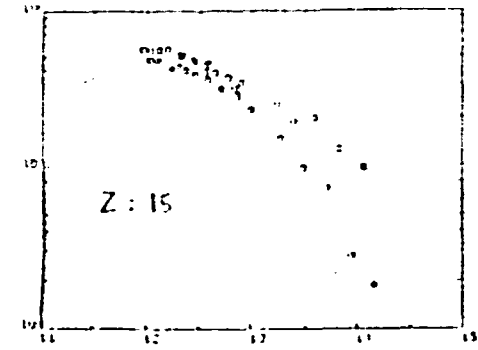


Fig. 13



Probabilidad



Distancia (fm)

Fig. 14

$^{32}\text{S} (148 \text{ MeV})$

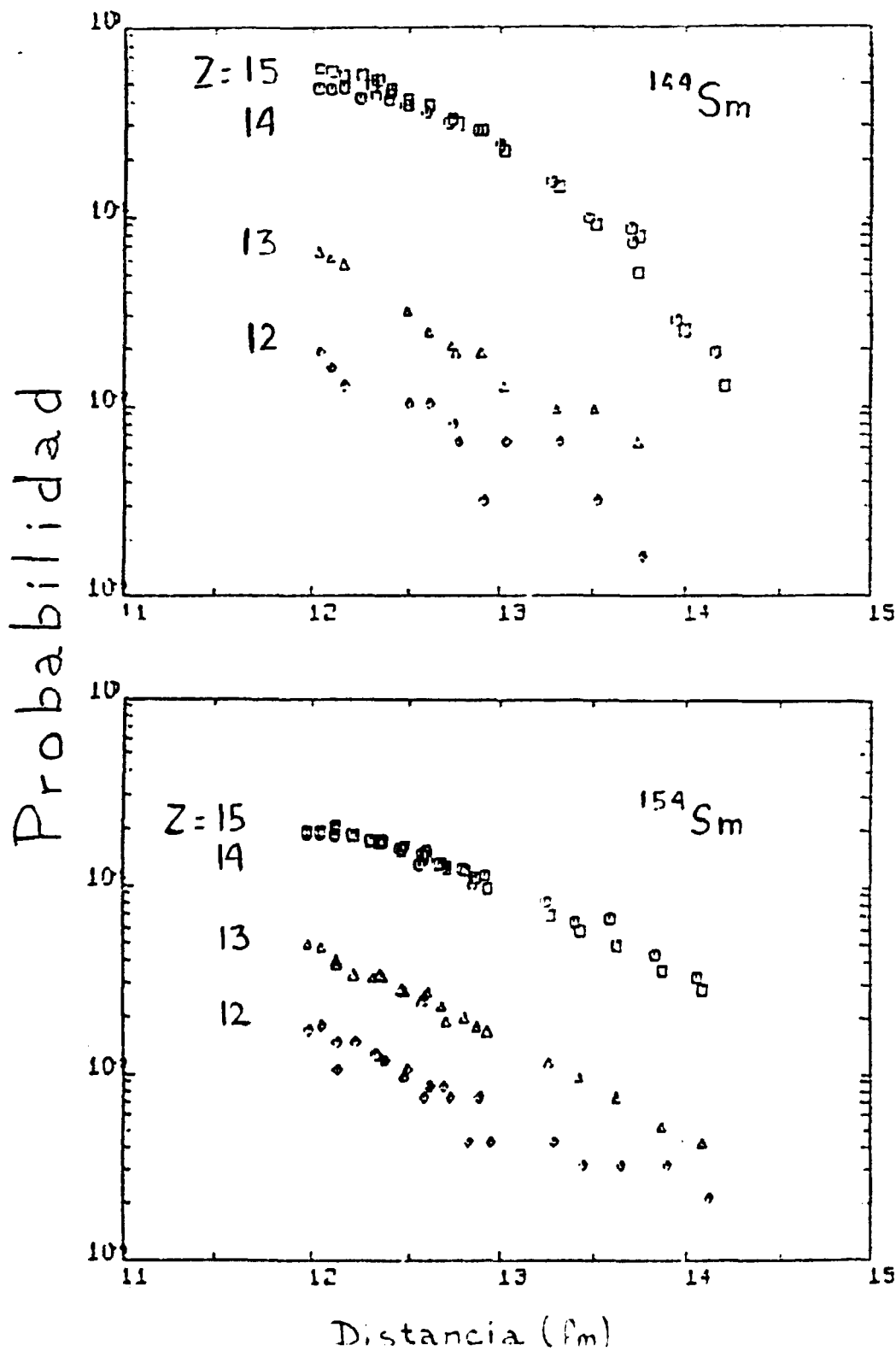
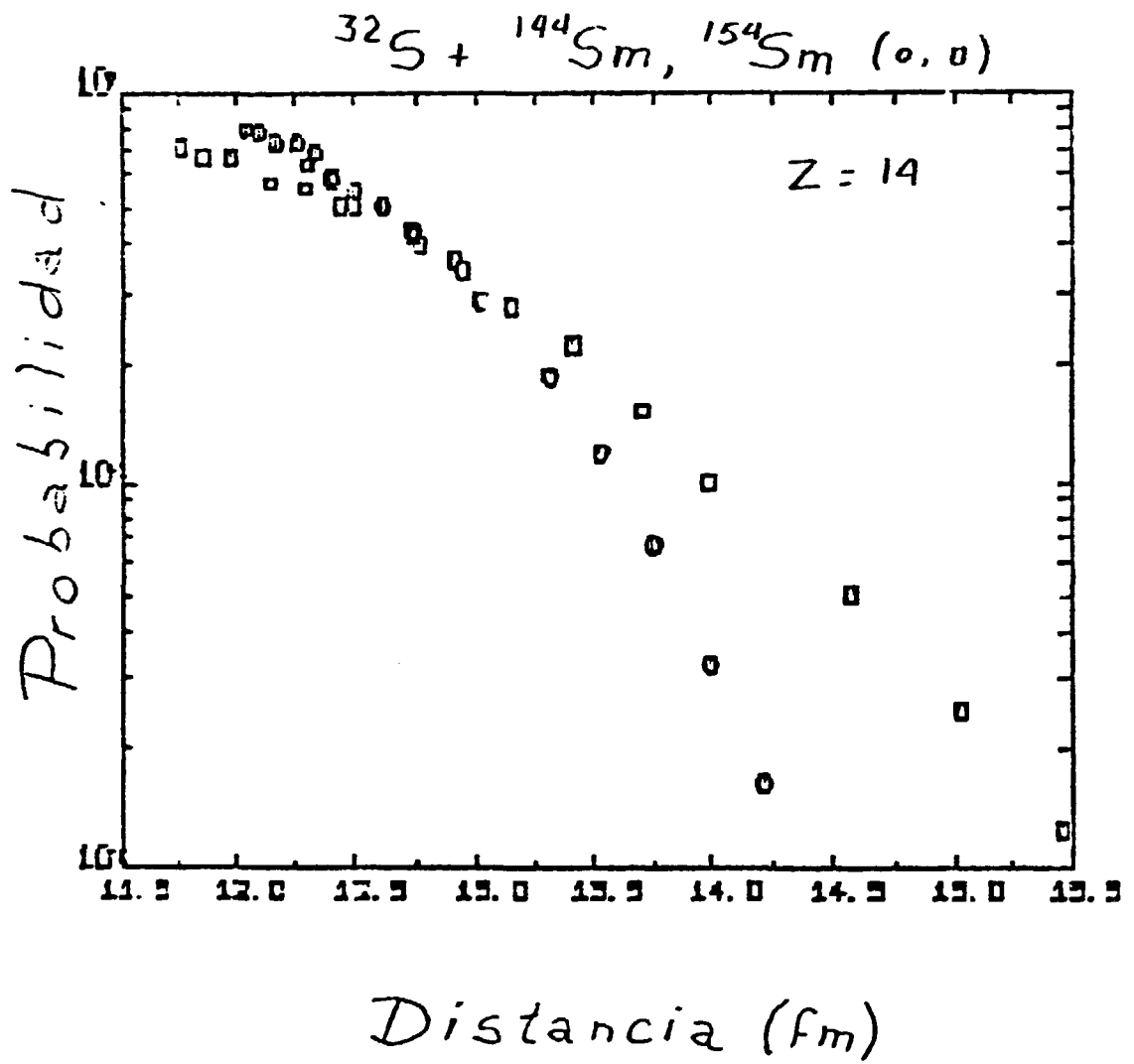


Fig. 15





Distancia (fm)

Fig. 16

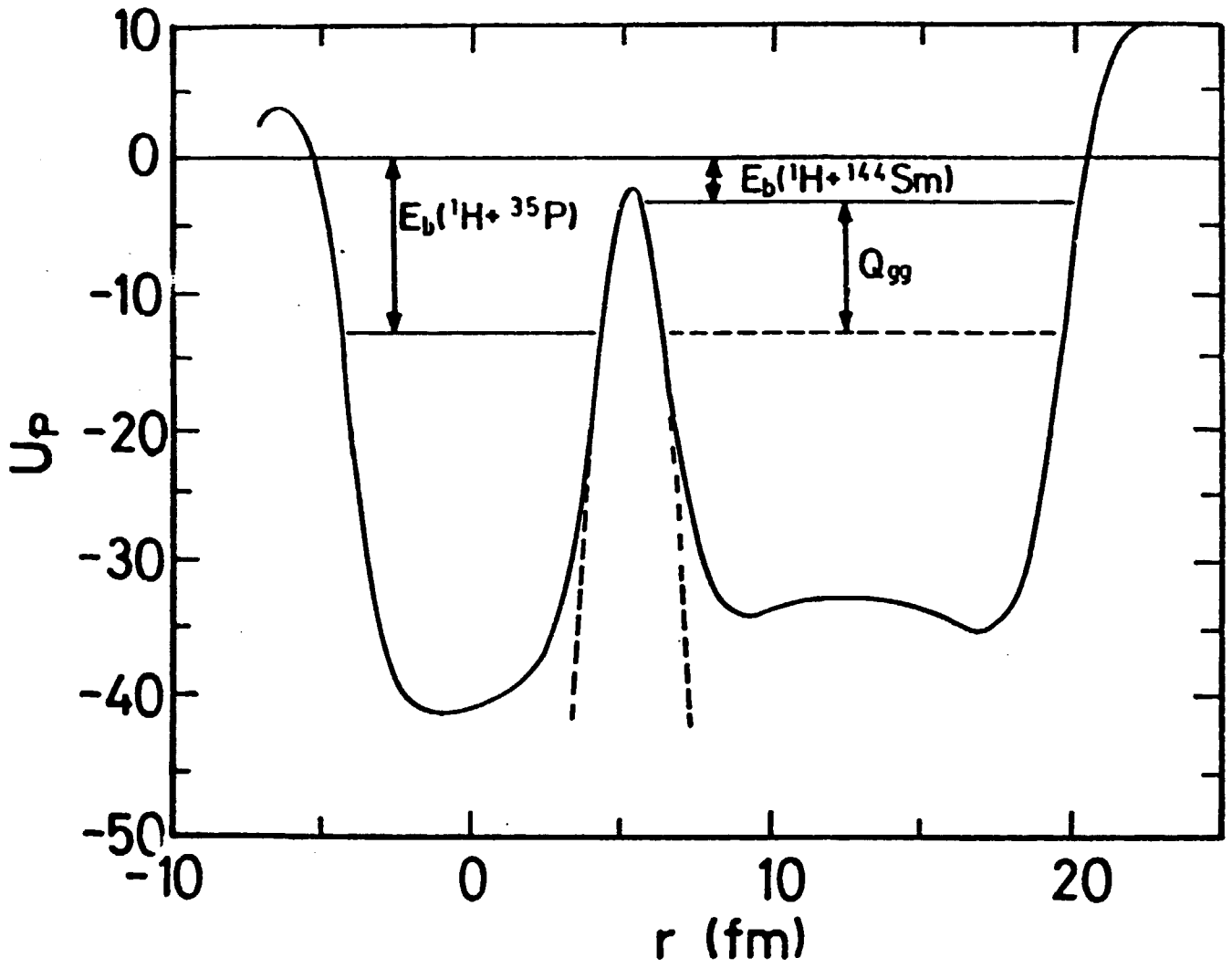


Fig. 17

$^{144}\text{Sm}$

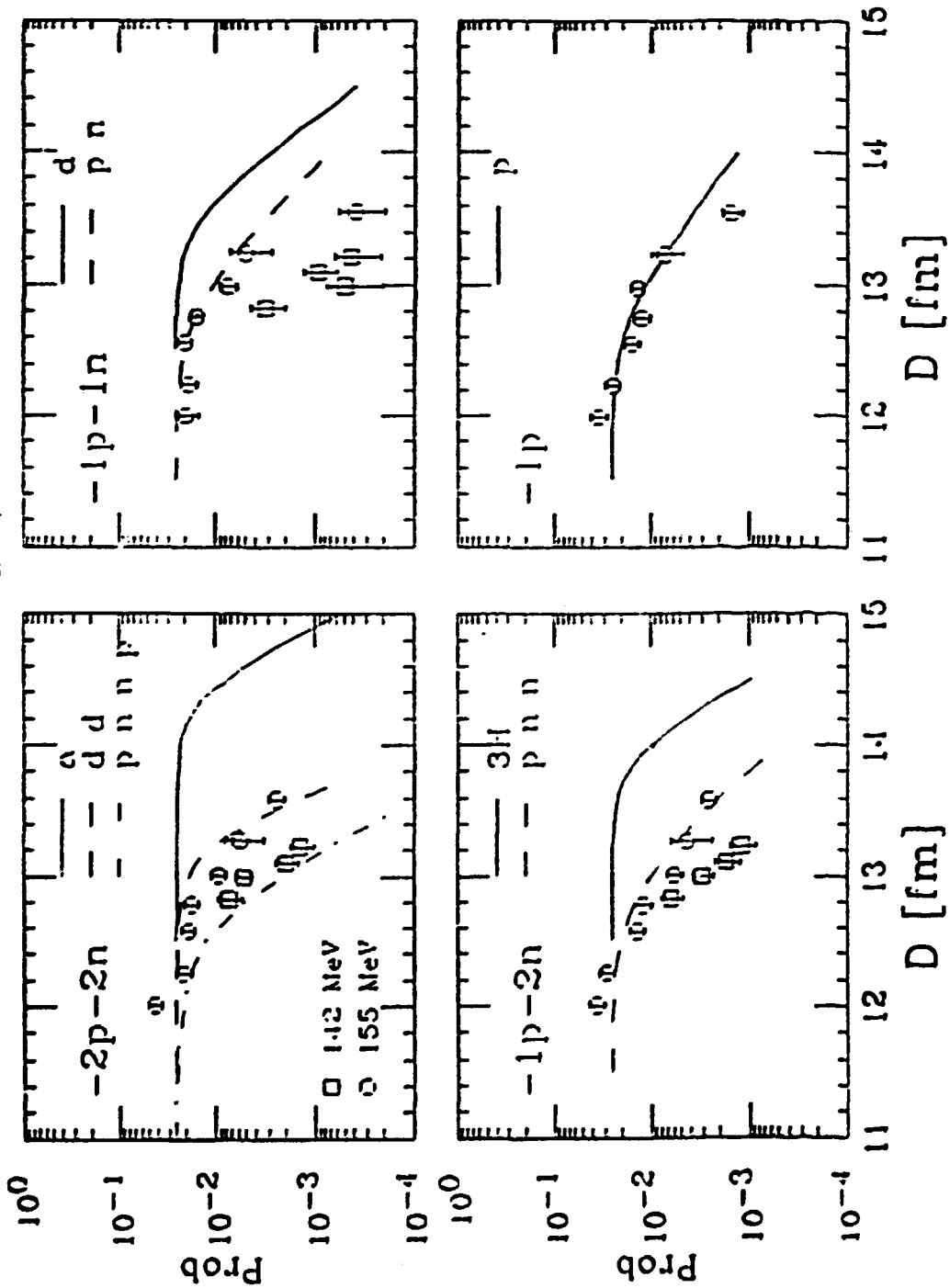


Fig. 18

$^{154}\text{Sm}$

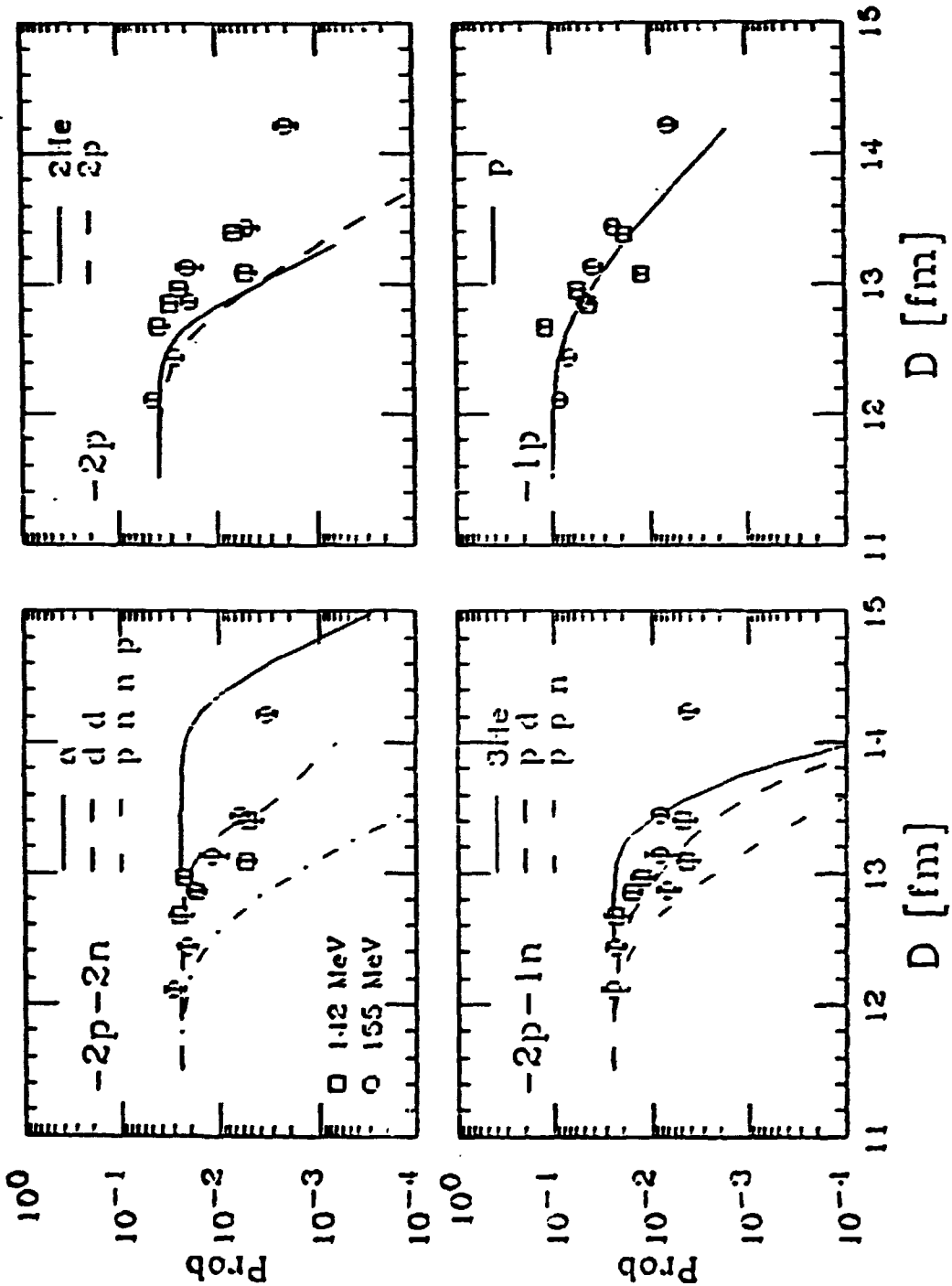


Fig. 19