

C. N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1961

DISPERSION DE DEUTERONES DE 28.1 MEV POR LITIO

POR

R. J. SLOBODRIAN

Comisión Nacional de Energía Atómica - Buenos Aires

RESUMEN

Se ha estudiado un blanco de litio natural mediante el bombardeo con deuterones de 28.1 Mev. Los productos de reacción fueron analizados con un espectómetro de centelleo. Se midieron las distribuciones angulares de los siguientes procesos: $\text{Li}(d,d')\text{Li}$, $\text{Li}^7(d,d')\text{Li}^{*6}$ — 4.61 Mev y $\text{Li}^7(d,t)\text{Li}^6$. Las dos últimas se deben predominantemente a procesos de interacción nuclear directa y no presentan una contribución apreciable debida a la formación del núcleo compuesto Be^9 . La distribución angular del proceso $\text{Li}^7(d,d')\text{Li}^{*6}$ — 4.61 Mev puede interpretarse mediante la superposición de curvas teóricas de interacción directa correspondientes a $l=0$, $a=3.4 f$ y $l=2$, $a=3.9 f$, donde a es el radio de interacción y l el cambio del momento de la cantidad de movimiento. La distribución angular de la reacción $\text{Li}^7(d,t)\text{Li}^6$ se puede interpretar adecuadamente mediante una curva teórica de "arrastré" correspondiente a $l=1$ y $a=5 f$. La distribución angular correspondiente a la dispersión elástica $\text{Li}(d,d')\text{Li}$ muestra una única oscilación bien definida, seguida de un mínimo apenas insinuado. Ello se debe a la interferencia de los dos isótopos de litio en el proceso. Se ha obtenido el radio de interacción mediante un simple análisis basado en una analogía óptica. La distribución angular de los deuterones que excitaron el nivel de 4.61 Mev del Li^7 parece indicar que en la reacción se ha producido la inversión del espín total del deuterón.

ABSTRACT

A natural lithium target was bombarded with 28.1 Mev deuterons. The reaction products were analyzed with a scintillation spectrometer. The angular distributions of the following processes were measured: $\text{Li}(d,d')\text{Li}$, $\text{Li}^7(d,d')\text{Li}^{*6}$ — 4.61 Mev, and $\text{Li}^7(d,t)\text{Li}^6$. The latter two are due predominantly to direct nuclear reaction processes and they do not show an appreciable contribution from the formation of the compound nucleus Be^9 . The angular distribution of the inelastic scattering $\text{Li}^7(d,d')\text{Li}^{*6}$ — 4.61 Mev, can be interpreted by superimposing the theoretical direct reaction curves corresponding to $l=0$, $a=3.4 f$ and $l=2$, $a=3.9 f$, where a is the interaction radius and l is the change of angular momentum. The angular distribution of the reaction $\text{Li}(d,t)\text{Li}^6$ can be adequately fitted with a theoretical "pick-up" curve corresponding to $l=1$ and $a=5 f$. The angular distribution of the elastic scattering $\text{Li}(d,d')\text{Li}$ exhibits a single well defined oscillation, followed by an almost imperceptible second oscillation. The interaction radius of the deuteron-nucleus system was obtained by means of a simple analysis based on an optical analogy. The angular distribution of the deuterons that excited the 4.61-Mev level seems to indicate that there is a complete flip of the deuteron spin in the reaction.

I. INTRODUCCION

Dentro del conjunto de las reacciones con partículas cargadas, las distribuciones angulares debidas a reacciones inducidas por deuterones han desempeñado un papel importante, principalmente desde que la teoría del "desnudamiento" ("stripping") ha provisto un medio para la determinación de la paridad relativa y de valores posibles de espín de los niveles nucleares, cuando la reacción procede a través de una interacción directa con una distribución angular que exhibe un máximo para ángulos pequeños. Contrariamente, los procesos que se verifican a través de un único nivel del núcleo compuesto o a través de muchos niveles en la zona del continuo, producen distribuciones angulares simétricas con respecto a 90° en el sistema del centro de masa. Recientemente Lane y Thomas han mostrado que el formalismo de la matriz R abarca todas las reacciones nucleares y que no hay una separación neta entre ambos tipos de procesos ⁽¹⁾. La evidencia experimental confirma tal punto de vista, puesto que se han observado distribuciones angulares que pueden interpretarse teóricamente mediante la superposición de curvas de reacción directa y de núcleo compuesto ⁽²⁾.

Los resultados experimentales disponibles hasta el presente, sólo llegan hasta los 24 Mev, y en esta energía son muy escasos ⁽³⁾. No existe un conjunto sistemático de resultados a esa energía sobre la dispersión elástica de deuterones que permita un análisis mediante el modelo óptico del núcleo. Algo análogo ocurre con las reacciones nucleares inelásticas entre 22 y 28 Mev. El presente trabajo forma parte de un programa que tiene por objeto llenar el vacío existente, así como también producir la información relativa a las propiedades nucleares de los niveles mediante la interpretación de las distribuciones angulares en términos de las teorías de interacción directa.

II. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

A. Máquina utilizada y disposición de la instalación del haz externo.

La fuente de deuterones de 28.1 Mev es el sincrociclotrón de 180 cm de diámetro (piezas polares) ubicado en Buenos Aires. La

(1) A. M. LANE AND R. G. THOMAS, *Revs. Modern. Phys.* 30, 257, (1958).

(2) HOMER E. CONZETT, *Phys. Rev.* 105, 1324 (1957).

(3) ROBERT G. SUMMERS-GILL, *Phys. Rev.* 109, 1951 (1958).

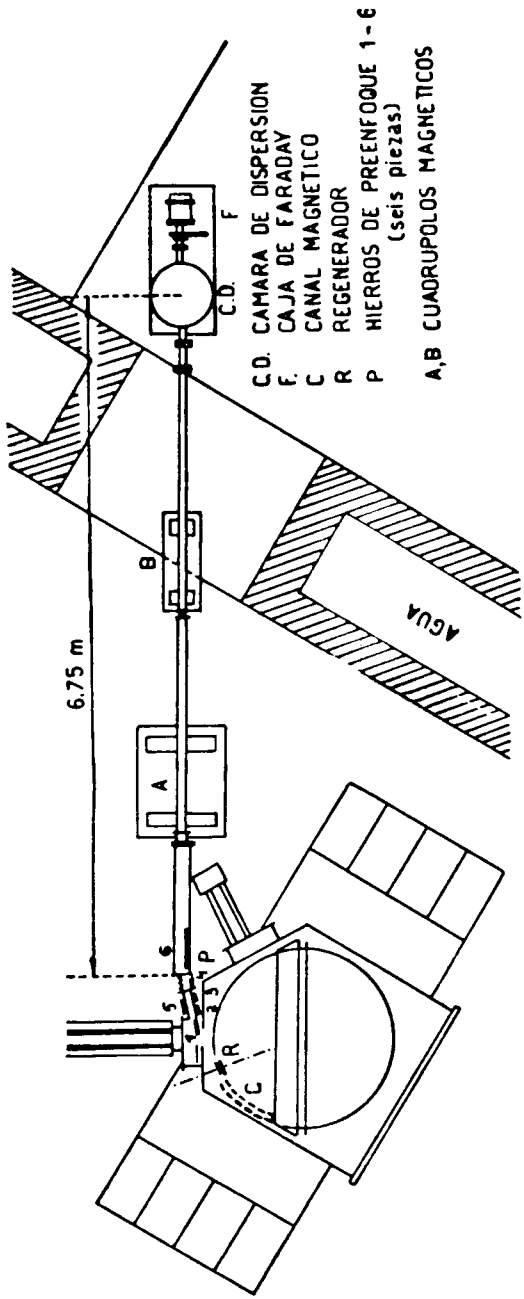


FIG. 1 - Vista general de la instalación del haz externo del sincrociclón de Bs. Aires.

instalación del haz externo se encuentra esquematizada en la figura 1 y ha sido descripta anteriormente en sus detalles hasta la cámara de dispersión (^{4,5}). Esta última tiene un diámetro de 54 cm y posee ventanas fijas cada 5° ubicadas en dos cuadrantes opuestos, las que cubren los ángulos desde 10° hasta 170°. Alrededor de 90° hay cinco ventanas que permiten repetir la medición a ambos lados del haz a fin de controlar la dirección del haz. Las ventanas están cubiertas con hojas de duraluminio delgado y la cámara está apoyada sobre tres tornillos calantes a fin de permitir su nivelación. El dispositivo portablanco puede admitir cinco blancos diferentes y puede ser desplazado y rotado desde el exterior. La posición del blanco puede asegurarse dentro de $\pm 0.25^\circ$. El detector se ubica fuera de la cámara frente a las ventanas y su posición es conocida a menos de $\pm 0.2^\circ$. La cámara de dispersión también permite el trabajo con blancos gaseosos a presión igual o menor que la atmosférica, mediante la adición de tubos colimadores. La figura 2 muestra un esquema del corte de la cámara y del detector ubicado frente a una ventana. No se emplean colimadores para definir el tamaño del haz, cuya sección es del orden de 0,5 cm². La medición de energía del haz puede efectuarse mediante una caja de Faraday precedida por dos discos con espesores diferentes de aluminio, que pueden rotarse mediante control remoto. Esto mismo permite la determinación indirecta del espesor del blanco (⁵).

B. Detección de partículas y monitoraje del haz.

La detección de partículas cargadas y su espectrometría fue efectuada mediante cristales de ICs activados con talio, un fototubo EMI 6097 y un analizador de amplitudes de impulsos unicanal. La geometría de detección está esquematizada en la figura 2. La individualización de las partículas dispersadas se consiguió mediante la ayuda de la cinemática y también mediante la interposición de espesores de aluminio a fin de determinar la pérdida de energía en función del espesor atravesado. Como la pérdida específica de energía es una propiedad que es función del tipo de partícula, lo anterior permite una individualización no ambigua. De esta manera se efectuó la asignación contenida en la figura 3. La resolución óptima

(⁴) P. A. LENK & R. J. SLOBODRIAN, Phys. Rev. 116, 1229 (1959).

(⁵) J. ROSENBLATT & R. J. SLOBODRIAN, Rev. Sci. Instr. 31, 863 (1960).

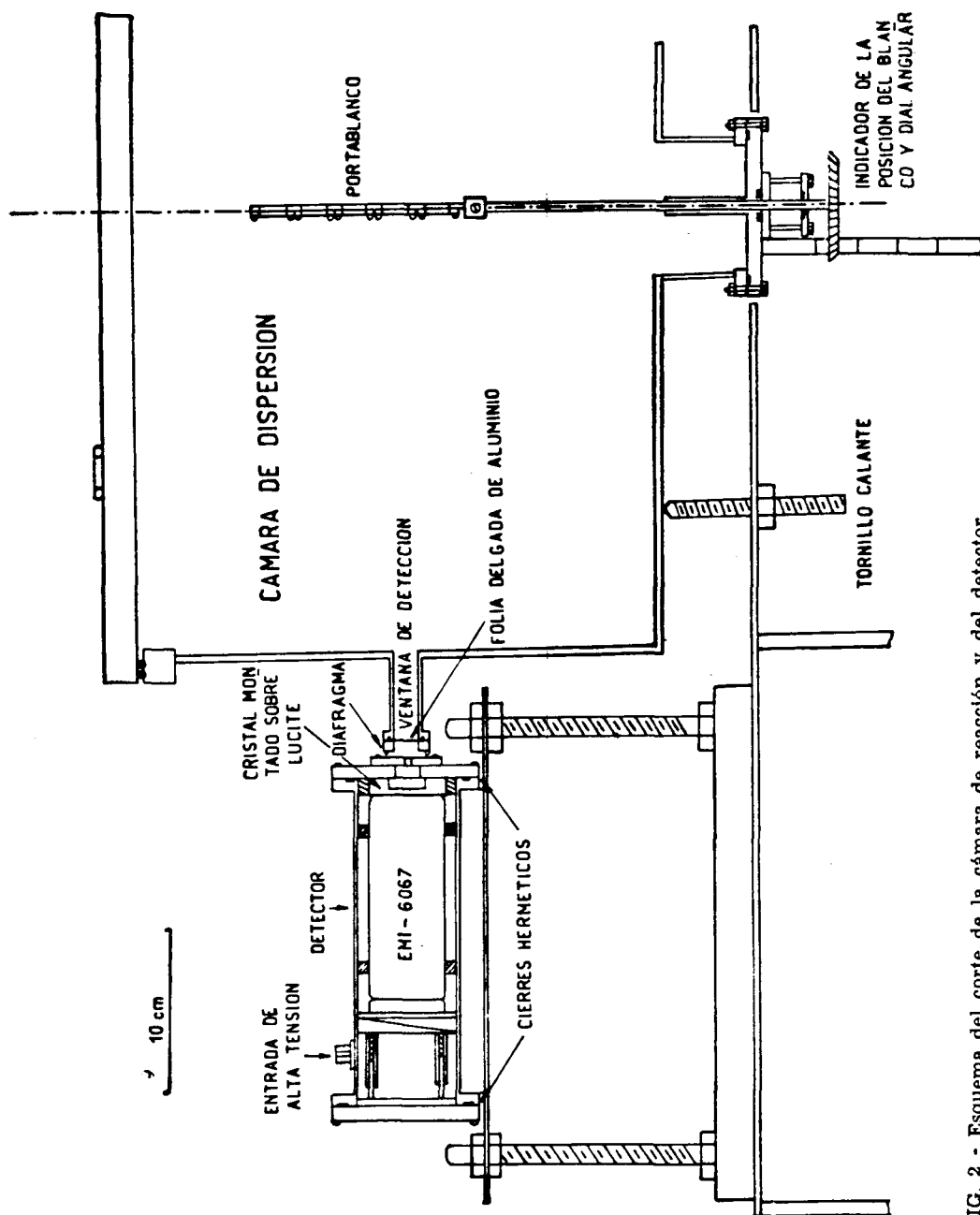


FIG. 2 - Esquema del corte de la cámara de reacción y del detector.

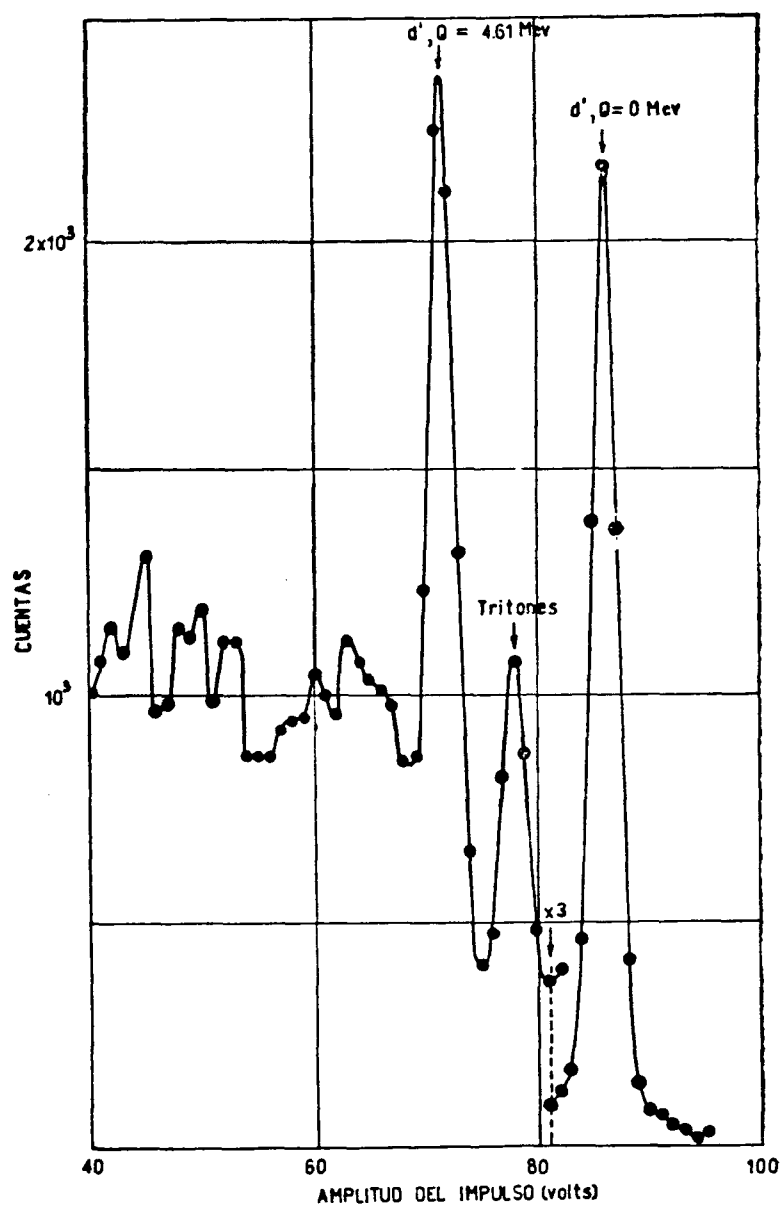
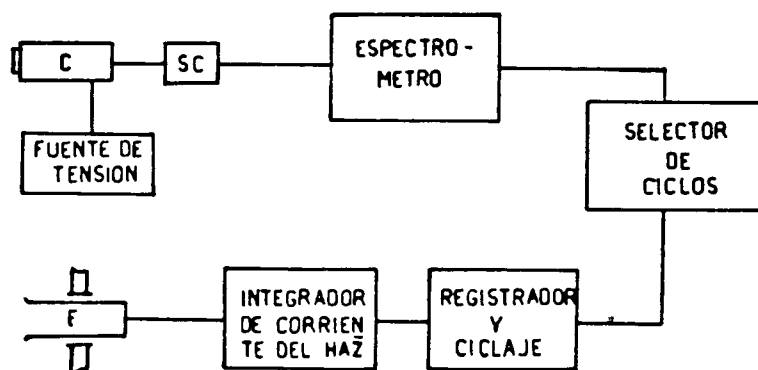


FIG. 3 - Espectro de partículas cargadas por reacción de deuterones de 28,1 Mev sobre litio, $\theta_{\text{Lab}} = 35^\circ$

del sistema detector es del orden de 2,2 % para grupos de partículas de unos 28 Mev de energía.

Un diagrama en bloque de la electrónica y del sistema monitor del haz puede verse en la figura 4. El colector de carga es una caja de Faraday cuyo fondo está cubierto con una gruesa capa de grafito, además está provista de un imán permanente para impedir la pérdida de partículas secundarias arrancadas por el haz colec-



C : CENTELLADOR . SC: SEGUIDOR CATODICO
F : CAJA DE FARADAY.

FIG. 4 - Diagrama en bloque de la electrónica y del sistema monitor del haz

tado. La caja está aislada mediante lúcite y se halla montada en el cilindro que se ve en la figura 1. La corriente del haz se integra mediante condensadores calibrados y se mide mediante un electrómetro de realimentación negativa y un voltímetro registrador Speedomax. El sistema incluye un dispositivo de reciclaje que permite prefijar la carga total que se desea recoger en la medición de un espectro, pueden elegirse desde uno hasta quince ciclos de integración, lo cual, sumado a los diversos capacitores disponibles en el electrómetro y a las distintas escalas de tensiones (cuatro y cuatro respectivamente: 1.750 pF, 10500 pF, 68.000 pF y 136.000 pF; 10 V, 3 V, 1 V y 0.3 V) significan gran latitud en la elección de la carga a recoger. El sistema dispara y corta simultáneamente el escalímetro del espectrómetro. También puede medirse la corriente

del haz externo utilizando resistores adecuados en lugar de integrarla sobre capacitores. Esto permite determinar fácilmente la intensidad de haz transmitido por los espesores montados sobre los discos de la caja de Faraday, y con ello la determinación del alcance en aluminio. Asimismo la medición de corriente permite conseguir rápidamente la "resonancia" de la máquina y una intensidad de haz máxima.

C. Preparación del blanco.

El blanco de litio fue preparado por laminación del elemento químicamente puro bajo éter de petróleo; la transferencia al porta-blanco se realizó rápidamente. La cámara de reacción fue llenada de nitrógeno para disminuir la probabilidad de oxidación. El blanco fue mantenido húmedo con éter de petróleo hasta que se cerró la cámara de reacción, y esta última fue evacuada rápidamente. Los espectros obtenidos con blancos de litio preparados de esta manera no mostraron contaminación apreciable de C, O o H. La medición de espesor fue realizada tal como lo describe Konzett (*).

D. Errores e incertezas experimentales.

La energía del haz se conoce con un error del 1 % debido al error con que se conocen los espesores de aluminio utilizados para la determinación del alcance. Se estableció anteriormente (*) que la definición del haz en energías es mejor que 0,2 %. La energía del haz es muy estable tomando precauciones muy simples sobre la ubicación del deflector y el valor del campo magnético de la máquina. A lo largo del tiempo no se observó ninguna variación a menos de un 0,4 %. El error en el ángulo sólido es 1,5 %. La abertura del haz incidente implica un ángulo de 1° y el ángulo de aceptación del detector variaba entre 0,8 y 1,2° para distintos diafragmas de detección. No se efectuaron correcciones debido a la finitud de la geometría pues son pequeñas con respecto a las demás incertezas. Los picos que se ven en la figura 3 fueron generalmente integrados y la curva diferencial se utilizó fundamentalmente para la sustracción del fondo. El espectrómetro posee ventanas de 1, 2, 5 y 10 volts así como posición de discriminación. Usualmente las integraciones fueron rea-

lizadas mediante la ventana de 10 volts. Una contraprueba que se empleó sistemáticamente consistió en tomar el número de cuentas en discriminación al comienzo y al fin de la ventana, para comparar su diferencia con el resultado de la integración por la ventana. En general, el mayor error experimental se debe a la sustracción de fondo. La eficiencia de detección del centellador se tomó igual a uno pues toda partícula aceptada por las aberturas es contada.

III. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

A. Consideraciones generales.

Las figuras 5, 6 y 7 contienen las secciones eficaces diferenciales absolutas determinadas experimentalmente, referidas al sistema centro de masa, la conversión se realizó mediante tablas debidas a Marion & alii (*). Las distribuciones angulares de los procesos inelásticos van acompañadas por la curva teórica de reacción directa. La distribución angular debida a la dispersión elástica se ha representado con la sección eficaz de Rutherford y también con el cociente entre la sección medida y la anterior. El espesor del blanco era de unos 450 Kev, con lo cual y la definición en energías del haz incidente (unos 56 Kev) resulta que se excitan unos 105 niveles del núcleo compuesto Be⁹. El cálculo se realizó mediante la expresión usual de la densidad de niveles (cf. Blatt & Weisskopf (7))

$$w(E) = Ce^{2\sqrt{aE}} \quad (1)$$

donde E es la energía de excitación (38,4 Mev), C y a son constantes. La sección eficaz para la formación del núcleo compuesto fue estimada con la expresión asintótica

$$\sigma_c \cong \pi \left(R + \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \left[1 - \frac{V \left(R + \frac{\lambda}{2\pi} \right)}{E} \right] \quad (2)$$

donde R es el radio del canal de la reacción, E es la energía del proyectil en el sistema del centro de masa, V es el potencial culom-

(*) J. B. MARION, T. I. ARNETTE & H. C. OWENS, Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-2574.

(7) J. M. BLAT AND V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics (John Wiley and Sons Inc., New York, 1952).

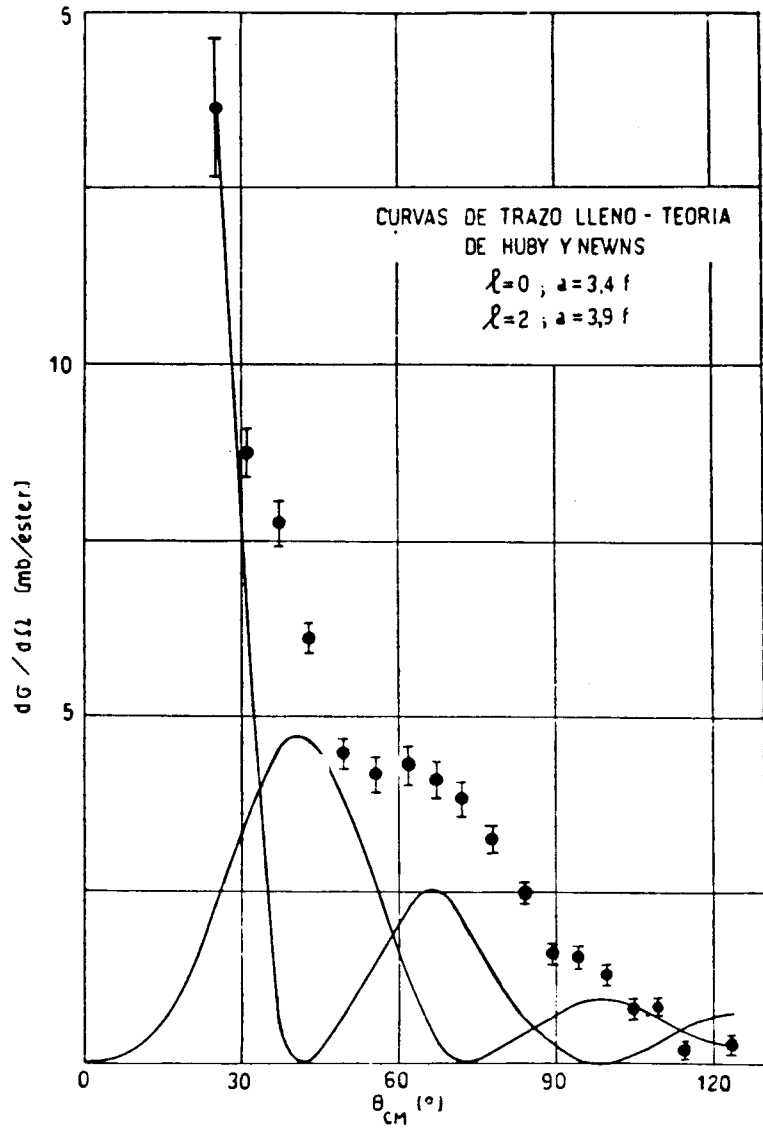


FIG. 5 - Distribución angular de deuterones de la reacción $Li^7(d,d')Li^7^*$ — 4,61 Mev.

biano y λ es la longitud de onda asociada de la partícula. Resulta 750 milibarns (1 milibarn = 10^{-27} cm²). Las distribuciones angulares debidas a procesos inelásticos fueron interpretadas en términos de la teoría de interacción directa utilizando las fórmulas y funciones usuales (*).

B. Distribuciones angulares debidas a reacciones.

La figura 3 muestra un espectro típico. La figura 5 contiene la distribución angular correspondiente a la reacción $\text{Li}^7(d,d')\text{Li}^{*7}$ 4,61 Mev. A fin de obtener un acuerdo con los resultados experimentales con la curva teórica (*) es necesario superponer las contribuciones debidas a curvas con $l=0$, $a=3,4$ f, y $l=2$, $a=3,9$ f. En las figuras se las ha dibujado separadamente en aras de la claridad del dibujo. Diferentes autores han trabajado anteriormente con este nivel (^{9,3}). Las distribuciones angulares obtenidas por Levine & alii. en Pittsburgh utilizando deuterones de 14,8 Mev, ya sea por "desnudamiento" sobre Li^6 o por colisión inelástica del deuterón con Li^7 , resultaron casi isotrópas y no pudieron extraerse conclusiones respecto de las propiedades del nivel. Los resultados de Haffner con deuterones de 15 Mev mostraron en cambio una distribución angular con un máximo hacia ángulos pequeños (¹⁰), fue ajustada con una curva de reacción directa de $l=1$. Conzett (²) estudió este nivel con protones de 12 Mev y obtuvo una distribución angular que ostentaba una fuerte contribución de núcleo compuesto. Los resultados experimentales podían ajustarse superponiendo una curva simétrica con respecto a 90° y una curva de reacción directa de $l=0$. Obtuvo las siguientes asignaciones de espín y paridad $J=1, 2, 3, 2$ o $5/2$ y paridad impar. Makaryunas y Starodubtsev (¹⁰) excitaron este nivel mediante partículas α de 13,2 Mev y obtuvieron una curva predominantemente de reacción directa correspondiente a $l=2$. Sus asignaciones son $J=1, 2, 3/2, 5/2$ & $7/2$ y paridad impar. Los resultados del presente experimento,

(*) S. T. BUTLER AND O. H. HITTMAYER, Nuclear Stripping Reactions, (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1957); C. R. LUBITZ, Numerical table of Butler-Born Approximation Stripping Cross Sections (1957) University of Michigan.

(⁹) R. HUBY AND H. C. NEWNS, Phil. Mag. 42, 1442, (1951).

(¹⁰) LEVINE, BENDER & MC GRUER, Phys. Rev. 97, 1249 (1955); J. W. HAFFNER Phys. Rev. 103, 1398 (1956); E. W. HAMBURGER & J. R. CAMERON, Phys. Rev. 117, 781 (1960); K. V. MAKARRYUNAS & S. V. STARODUBTSEV, JETP 11, 271 (1960).

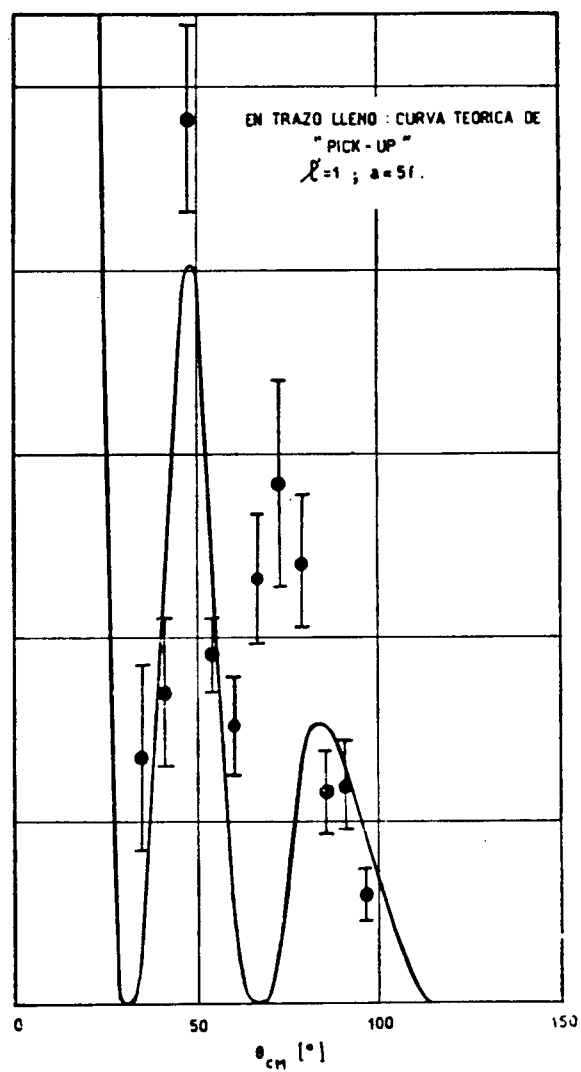


Fig. 6 - Distribución angular de tritones de la reacción $\text{Li}^7(\text{d},\text{t})\text{Li}^6$.

teniendo en cuenta consideraciones dadas en extenso por Conzett⁽⁹⁾ y Summers-Gill⁽¹¹⁾ implican para la contribución de $l = 2$, $J = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ y paridad impar. El último valor de l concuerda con la predicción del modelo de capas⁽¹²⁾: $J = 7/2^{(-)}$. Puede imaginarse sin embargo, que si el deuterón interactúa en conjunto y no a través de uno de sus nucleones, puede invertir su espín, en cuyo caso la regla del impulso angular sería $\Delta J = l, l \pm 2$. En tal caso ambos valores de l suministrarían el mismo conjunto de valores posibles del espín final J_t , excluyendo el valor $\Delta J = 4$ por ser muy elevado y por ello poco probable. La conclusión general es que la paridad del nivel es impar y que la predicción del modelo de capas está en acuerdo con los resultados experimentales si se supone la inversión de su espín en la interacción.

La distribución angular correspondiente a la reacción $\text{Li}^7(d, t)\text{Li}^6$ puede verse en la figura 6. La reacción puede tener lugar a través de dos procesos diferentes: "arrastre" ("pick-up") y "expulsión" ("knock-out"). El mejor acuerdo con el experimento se obtuvo con una curva de "arrastre" correspondiente a $l = 1$ y $a = 5$ f. Este resultado es consistente con los espines y paridades conocidos de los núcleos involucrados en la reacción y las reglas de selección generales para un proceso $A(a, b)B$:

$$|\vec{J}_A + \vec{J}_B + \vec{s}_a + \vec{s}_b|_{\min} \leq l \leq J_A + J_B + s_a + s_b \quad (3)$$

$$\pi_A \pi_B = (-1)^l \quad (4)$$

Según los resultados experimentales obtenidos el estado fundamental del Li^6 debería tener $J = 0, 1$ y paridad par; como se sabe el mismo es un estado de $J = 1$ y paridad par.

C. Distribución angular debida a la dispersión elástica.

La figura 7 contiene los resultados experimentales de la interacción $\text{Li}^7(d, d')\text{Li}^7$, juntamente con el cociente respecto de la sección de Rutherford y esta última también. Presenta una única oscilación apreciable. Esto puede deberse al efecto de interferencia de los dos isótopos del litio. En efecto, el número de onda del deuterón

⁽¹¹⁾ R.G. SUMMERS-GILL. University of California Report. UCRL 3388.

⁽¹²⁾ D. R. INGLIS, Revs. Modern Phys. 25, 390 (1953); D. KURATH, phys. Rev. 101, 216 (1956).

incidente es 20 % menor para el Li^0 que para el Li^+ y esto tiene como consecuencia que las oscilaciones de la distribución angular resulten desplazadas hacia ángulos mayores para el primero, atenuando la estructura de difracción. Con todo llega a insinuarse un mínimo en la distribución a continuación de la oscilación y ello permite

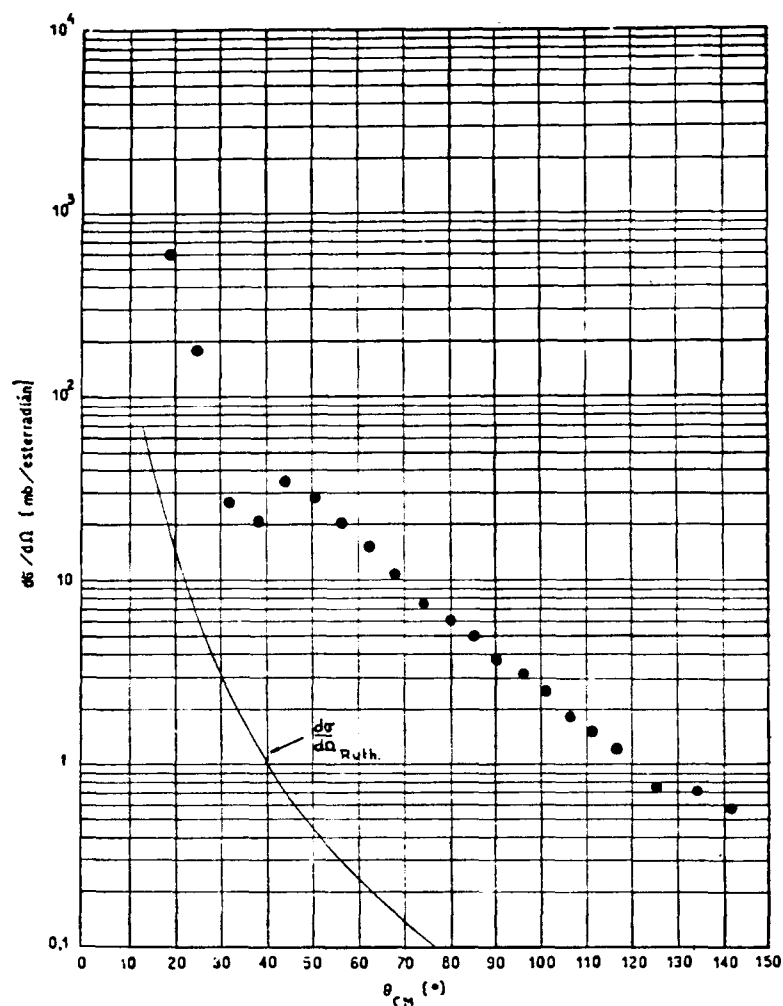


FIG 7 - Distribución angular de deuterones dispersados elásticamente por litio.

intentar el cálculo del radio de interacción deuterón núcleo mediante una analogía óptica (*)

$$R = \pi / \{ 2k [\sin(\theta_i + \pi/2) - \sin(\theta_i/2)] \} \quad (5)$$

donde k es el número de onda de las partículas dispersadas, θ_i es el ángulo donde se observa el i -ésimo máximo y R es el radio de interacción. Una ecuación similar vale para los mínimos. Resulta así un radio de interacción de 4,1 f . Si se mantiene la expresión

$$R = 1,3 \times A^{1/3} \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (6)$$

para el radio nuclear, resulta para el deuterón un radio de interacción de 1,6 f . Calculando ese mismo radio con (6) resulta 1,64 f .

E. Conclusiones.

Dada la elevada energía de excitación del núcleo compuesto Be^9 las reacciones múltiples son seguramente favorecidas. Como además hay muchos canales abiertos para la reacción es muy poco probable la reemisión de la partícula incidente. Por lo tanto puede esperarse que las reacciones procedan a través de un mecanismo directo. Esto es precisamente lo que ocurre en los casos estudiados en el presente experimento. Los espectros de partículas cargadas muestran un continuo creciente que es el resultado de la formación y desintegración subsiguiente del núcleo compuesto debido a las reacciones múltiples. En cambio el grupo de deuterones que ha efectuado una colisión inelástica ostenta una marcada estructura de reacción directa. Con todo la sección de reacción es muy elevada si se tiene en cuenta que el deuterón es una estructura débilmente ligada y que es más probable que se rompa al interactuar con el núcleo a través de uno de sus nucleones. Sin embargo la sección eficaz inelástica es sensiblemente mayor que las que corresponden a procesos (d,p) . Ello induce a creer, conjuntamente con la evidencia de la inversión del espín, que el deuterón interactúa en conjunto con el núcleo.

AGRADECIMIENTO

El autor tiene el placer de reconocer la ayuda prestada por el Ing. Pedro A. Lenk que diseñó y construyó varios circuitos y el

sistema de reciclaje; a los técnicos del sincrociclotrón J. Garanzini, B. Ietri, M. Professi y S. Tejero por la hábil y eficiente colaboración prestada durante el experimento; al Dr. Homer E. Conzett que facilitó los cristales de ICs (Tl), perteneciente al Lawrence Radiation Laboratory - California - USA; a los Dres. D. R. Bès y S. Mayo por útiles cambios de ideas durante la preparación del manuscrito.