

Universidad Nacional Autónoma de México
FACULTAD DE CIENCIAS

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE
 ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ a 1.5 MeV de ENERGIA

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
DOCTOR EN FISICA
P R E S E N T A

Jorge Rickards Campbell

INSTITUTO DE FISICA



BIBLIOTECA
JUAN B. DE OYARZABAL

1965



FACULTAD DE CIENCIAS
Biblioteca



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



FAC. DE CIENCIAS

A todas aquellas personas que directa o indirectamente han contribuido con su estímulo al desarrollo de mi educación científica, dedico este trabajo.

Resumen

Se ha enfocado la atención en el segundo estado excitado de ${}^7\text{Li}$ a 463 MeV, cuyo momento angular total y paridad no se han determinado experimentalmente. Existen argumentos teóricos, basados primero en la esperada semejanza de núcleos espejo, y luego en cálculos usando el modelo de capas, el modelo de cúmulos y el modelo colectivo, en favor de la asignación $7/2^-$ para este nivel. Para tener más información experimental, se efectuaron distribuciones angulares de las reacciones ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ (0), (1) y (2) a 1.5 MeV de energía incidente. Para el estado (2) con Q y E_d pequeños, es válido el argumento de Wilkinson sobre la aplicabilidad del modelo de Butler en reacciones de despojo. Se encontró una anisotropía que parece explicarse mediante una curva de despojo con $l_n = 1$, por lo cual parece estar limitado el momento angular total de este estado a valores $\leq 5/2$.

I. - INTRODUCCION.

Los núcleos espejo ${}^7_3\text{Li}$ y ${}^7_4\text{Be}$ han sido estudiados por diversos métodos ¹⁾ tanto teóricos como experimentales. Según el modelo de capas ambos están formados de cuatro nucleones en la capa 1s y tres en la 1p. Esto ha ce suponer que los dos núcleos tengan una estructura muy semejante, dada la aparente independencia de las fuerzas nucleares de la carga. La semejanza de sus niveles es evidente en la figura 1, que representa la región de excitación por debajo de 8 MeV en ambos casos. Por comodidad en la comparación, se han colocado los estados base al mismo nivel, pero es conocido que el ${}^7\text{Be}$ decae por captura electrónica a los dos estados más bajos del ${}^7\text{Li}$. La diferencia en las masas es aproximadamente de 0.86 MeV. La estructura determinada experimentalmente es la siguiente.

El estado base de ${}^7\text{Li}$ y el primer excitado (0.478 MeV de excitación) han sido observados en gran variedad de experimentos. Los momentos angulares y paridades respectivas se han identificado como $3/2^-$ y $1/2^-$, de acuerdo con predicciones teóricas usando el modelo de capas. Existe un estado bien establecido por el experimento a una excitación de 4.63 MeV cuyo momento angular y paridad no han sido definidos aunque hay fuertes argumentos,

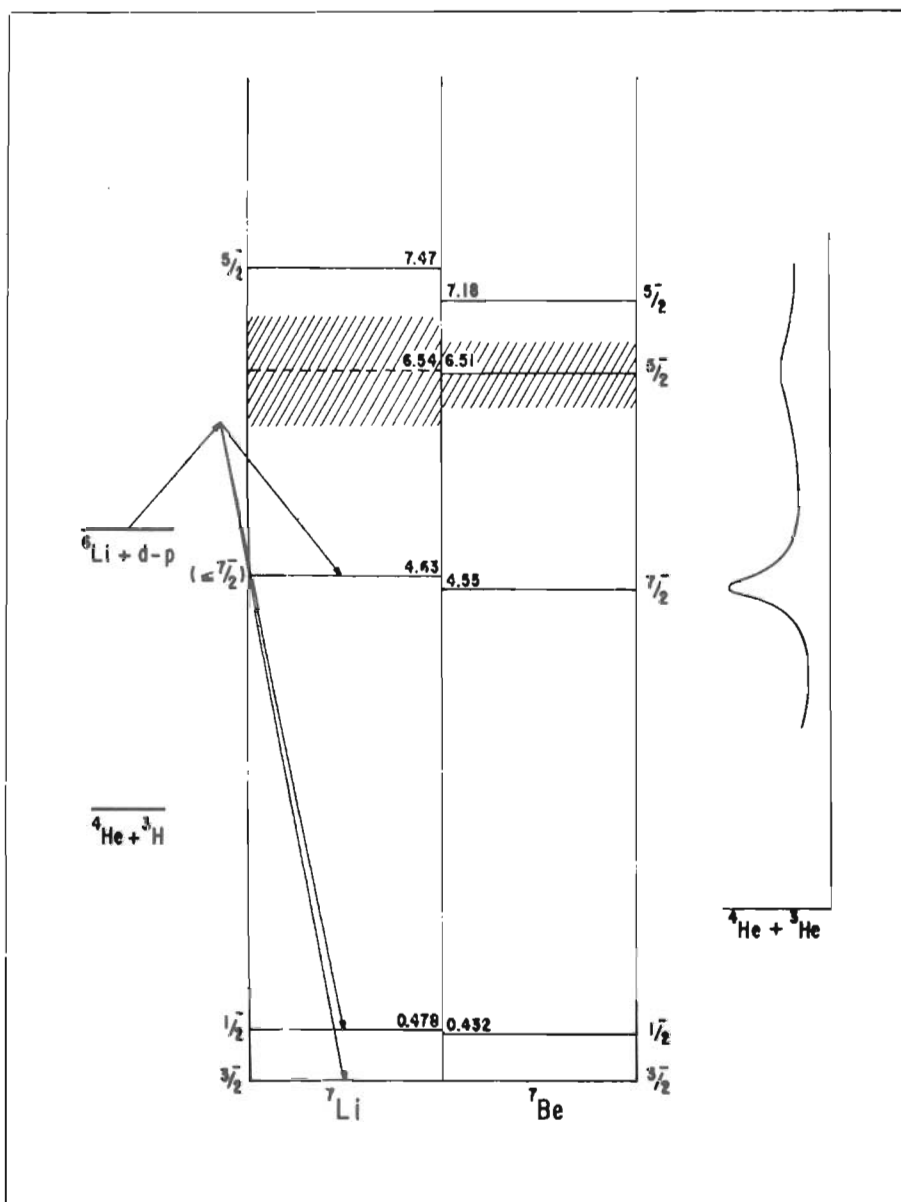


Fig. 1.- Niveles de los núcleos espejo ${}^7\text{Li}$ y ${}^7\text{Be}$

que se mencionarán más adelante, a favor de la asignación $7/2^-$. Es este nivel el objeto de la mayor parte de la discusión en este trabajo. A mayor excitación se tienen niveles en 6.54 MeV y 7.47 MeV, este último con la asignación $5/2^-$.

El núcleo espejo ${}^7\text{Be}$ tiene los mismos niveles $3/2^-$ y $1/2^-$: el estado base (0) y el primer excitado (1) a 0.432 MeV. El estado (2) a 4.55 MeV se ha identificado como $7/2^-$ mediante la dispersión elástica de ${}^3\text{He}$ por ${}^4\text{He}$ y el análisis de las distribuciones angulares por corrimientos de fase²⁾. Después hay dos niveles $5/2^-$ a 6.51 MeV y 7.18 MeV.

Volviendo al nivel (2) en ${}^7\text{Li}$, cuyas características no se han definido por completo, existe un argumento fundamental para una asignación: si no se ha observado otro nivel en la vecindad, por simetría con el nivel (2) en el ${}^7\text{Be}$, debe ser $7/2^-$. Esto podría verificarse mediante la dispersión elástica de ${}^3\text{H}$ por ${}^4\text{He}$, por simetría nuevamente, pero este experimento sólo se ha llevado a cabo en otro intervalo de energía. Se sugiere que con las energías disponibles en aceleradores de tipo Tandem sería posible ampliar el intervalo.

Existen justificaciones teóricas para tal asignación, y otras que favorecen valores **diferentes**. Veamos primero algunos argumentos a favor de $7/2^-$ para este nivel de ${}^7\text{Li}$.

De los primeros cálculos teóricos sobre elementos de la capa p destaca el de Inglis³⁾, que obtuvo para los núcleos con $A = 7$ el siguiente orden de los niveles más bajos: ${}^2\text{P}_{3/2}$, ${}^2\text{P}_{1/2}$, ${}^2\text{F}_{7/2}$, ${}^2\text{F}_{5/2}$, ${}^4\text{P}_{5/2}$. El cálculo fué hecho tomando como base el modelo de capas del núcleo, usando

acoplamiento intermedio entre Russell -Saunders y (jj). Comparando con el espectro de ${}^7\text{Li}$ entonces conocido, se encontró una posible interpolación entre los dos extremos, que explica los niveles (0) y (1), en cuanto a momentos angulares y magnitud del desdoblamiento del doblete ${}^2\text{P}_{3/2}$, ${}^2\text{P}_{1/2}$. Esta misma interpolación indicó que el nivel ${}^2\text{F}_{7/2}$ debía caer en la vecindad del estado (2), sugiriéndose esta asignación. El otro miembro del doblete ${}^2\text{F}_{7/2}$, ${}^2\text{F}_{5/2}$ debía estar alrededor de 6 MeV de excitación, sin que se hubiera encontrado un nivel en esa posición. Había la posibilidad de que el nivel $5/2^-$ a 7.47 MeV fuera el otro miembro del doblete, pero el desdoblamiento experimental sería mucho mayor que el esperado. D. Kurath⁴⁾ llegó posteriormente a un resultado semejante mediante el mismo tipo de cálculo. Algunas consideraciones posteriores han llevado a la identificación del nivel a 7.47 MeV como ${}^4\text{P}_{5/2}$ por lo que faltaría encontrar el ${}^2\text{F}_{5/2}$ alrededor de los 6 MeV. El nivel ancho de excitación 6.54 MeV parece ser $1/2$ ó $3/2$, pero con paridad positiva, por lo que debe suponerse que proviene de estructura más complicada.

Por otro camino teórico, el modelo de cúmulos, se ha estudiado el Li^7 , encontrándose⁶⁾ que el doblete ${}^2\text{F}_{7/2}$, ${}^2\text{F}_{5/2}$ debe ser el nivel (2) y otro nivel a 5.6 MeV, en ese orden. Todavía otra clase de cálculos basados en un modelo colectivo⁷⁾, predice niveles $7/2^-$ y $5/2^-$, en concordancia con los cálculos anteriormente mencionados

En contraste con estos resultados teóricos que favorecen el valor $7/2^-$ para el nivel (2), existen cálculos que sugieren la posibilidad de que sea $5/2$. Usando fuerzas tensoriales, Haig⁸⁾ calculó los niveles de ${}^7\text{Li}$, encontrándose que el nivel ${}^2\text{F}_{7/2}$ debería estar a una energía menor (alrededor de 3.8 MeV), el estado ${}^4\text{P}_{5/2}$ cerca de 4.7 MeV y el ${}^2\text{F}_{5/2}$ por 6 MeV.

Interpretó a un nivel observado a 4.454 MeV de excitación ⁹⁾ como el ${}^2F_{7/2}$, el de 4.6 MeV como ${}^4P_{5/2}$ y un nivel a los 5.5 MeV ¹⁰⁾ como el ${}^2F_{5/2}$. Dice estar esto de acuerdo con el experimento de Conzett ¹¹⁾, de dispersión inelástica de protones por 7Li , que se puede interpretar con el nivel de 4.6 MeV como $5/2^-$. Una discrepancia de este trabajo con el experimento es que no predice el nivel 5/2 a 7.46 MeV.

Veamos ahora la información experimental obtenida mediante la reacción ${}^6Li(d, p){}^7Li$, cuyo análisis por el mecanismo de despojo puede proveer un medio de verificar estas predicciones.

Los estados (0) y (1) han sido estudiados mediante esta reacción en muchas ocasiones y a diferentes energías del deuterón incidente. De los primeros trabajos son importantes el de Whaling y Bonner ¹²⁾, que estudiaron distribuciones angulares a varias energías por debajo de 1.5 MeV, y el de Holt y Marsham ¹³⁾ a $E_d = 8$ MeV, en cuyos trabajos las distribuciones angulares identificaron a las reacciones como sucediendo mediante el mecanismo de despojo con momento angular de captura de neutrón $l_n \approx 1$. Esto está de acuerdo con las asignaciones $3/2^-$ y $1/2^-$ respectivamente, aunque este experimento solo no basta para dar las asignaciones. Además se ha estudiado la correlación angular de los protones al estado (1) y las gammas de desexcitación ¹⁴⁾, corroborando el valor $1/2^-$ para este estado, y se han hecho medidas de polarización de los protones a ambos estados ¹⁵⁾. Estos niveles son bastantes sobresalientes dada su sección relativamente grande, y en el presente experimento, así como en la mayor parte de los demás experimentos sobre la reacción ${}^6Li(d, p){}^7Li$ aparecen predominantemente.

La distribución angular ${}^6Li(d, p){}^7Li$ (2) se ha medido indepen-

dientemente por Haffner¹⁶⁾ y por Hamburger y Cameron¹⁷⁾, a la misma energía aproximadamente, con resultados contradictorios. En el primer caso, a $E_d = 15$ MeV, se obtuvo una gran anisotropía que se atribuyó a una $l_n = 2$. Asumiendo que ${}^6\text{Li}$ en su estado base tiene momento angular total $J = 1$, el momento angular de ${}^7\text{Li}$ (2) queda limitado a valores $\leq 7/2$. En el segundo caso, con una energía incidente de 14.8 MeV, se observó una distribución isotrópica, que no admite interpretación con un mecanismo de despojo. Debido a esta discrepancia, se estudió la misma reacción a energías entre 3.4 y 5.2 MeV¹⁸⁾ encontrándose casi isotropía, y por lo tanto no se llegó a ningún valor para el momento angular, aunque sí se mencionó que no había contradicción con el valor esperado $7/2$.

Esto hace necesario obtener más información experimental acerca del nivel (2): averiguar si la reacción (d, p) procede o no mediante un mecanismo de despojo, y en caso afirmativo obtener el momento angular de captura del neutrón para fijar límites al momento angular total del estado. Existe un argumento debido a D. H. Wilkinson¹⁹⁾ sobre la validez del modelo de Butler en reacciones de despojo, y que es aplicable en las condiciones accesibles al Laboratorio Van de Graaff del Instituto de Física de la U.N.A.M.

Considérese una reacción de despojo (d, p) con valor Q pequeño (1 a 2 MeV). El protón emergente requiere poca cantidad de movimiento, que puede fácilmente obtener del deuterón incidente mismo, sin interactuar con el núcleo. Además la energía de amarre del neutrón capturado es pequeña, por lo que la función de onda del neutrón en el estado final tiene un alcance grande, más allá de la superficie nuclear, tal que la separación de las partículas incidentes puede suceder lejos del núcleo, dejando nuevamente de interac-

cionar el protón con el núcleo. El despreciar la interacción Coulombiana y la interacción entre protón y núcleo, además de considerar a las dos componentes del deuterón como partículas libres, son suposiciones que normalmente se hacen para obtener curvas de despojo llamadas de Butler²⁰⁾ Por lo tanto pueden esperarse distribuciones angulares cada vez más semejantes a las de Butler a medida que disminuye la Q de la reacción. Por otro lado, una energía de bombardeo baja disminuye la posibilidad de formación de núcleo compuesto, debido a la barrera Coulombiana, por lo que la reacción directa no debe estar contaminada por otros efectos. Se ha verificado en varias reacciones^{21), 22)} que reúnen las condiciones de Q y E_d pequeñas, que la curva experimental se apega sorprendentemente bien a las curvas de Butler. El hecho que el neutrón capturado tenga una función de onda de gran alcance hace esperar un radio nuclear cada vez mayor al disminuir el valor Q .

El valor Q de la reacción ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ (2) es 0.397 MeV, y una energía de bombardeo de 1.5 MeV satisface las condiciones del argumento de Wilkinson. Es de esperarse entonces que si hay despojo en la reacción, una curva de Butler describa la distribución angular.

II. - EXPERIMENTO .

El equipo usado se ha descrito detalladamente en otras ocasiones. Se empleó el Acelerador Van de Graaff de 2 MeV²³⁾ del Instituto de Física como fuente de deuterones de 1.5 MeV de energía. Las distribuciones angulares se efectuaron en el espectrógrafo magnético de gran amplitud de espectro²⁴⁾ (llamado espectrógrafo I) construido en el mismo laboratorio. La normalización y obtención de secciones diferenciales se hizo mediante el método de doble espectrógrafo²⁵⁾ (usando el espectrógrafo II, fijo a 90°) también desarrollado en este laboratorio.

Se usó blanco ⁶Li enriquecido al 96% evaporado sobre una película de Formvar, colocado en un sistema giratorio para evitar sobrecalentamiento. Este tipo de blanco resultó sumamente estable, y la normalización con el segundo espectrógrafo casi no fué necesaria más que al efectuar cambios de blancos. En las exploraciones iniciales se observó que los estados (0) (Q=5.035 MeV) y (1) (Q=4.557 MeV) aparecieron cercanos entre sí en una sola de las tres placas fotográficas que se montan en el espectrógrafo I, y con gran intensidad. Además, el nivel (2) requería cambio del campo mag-

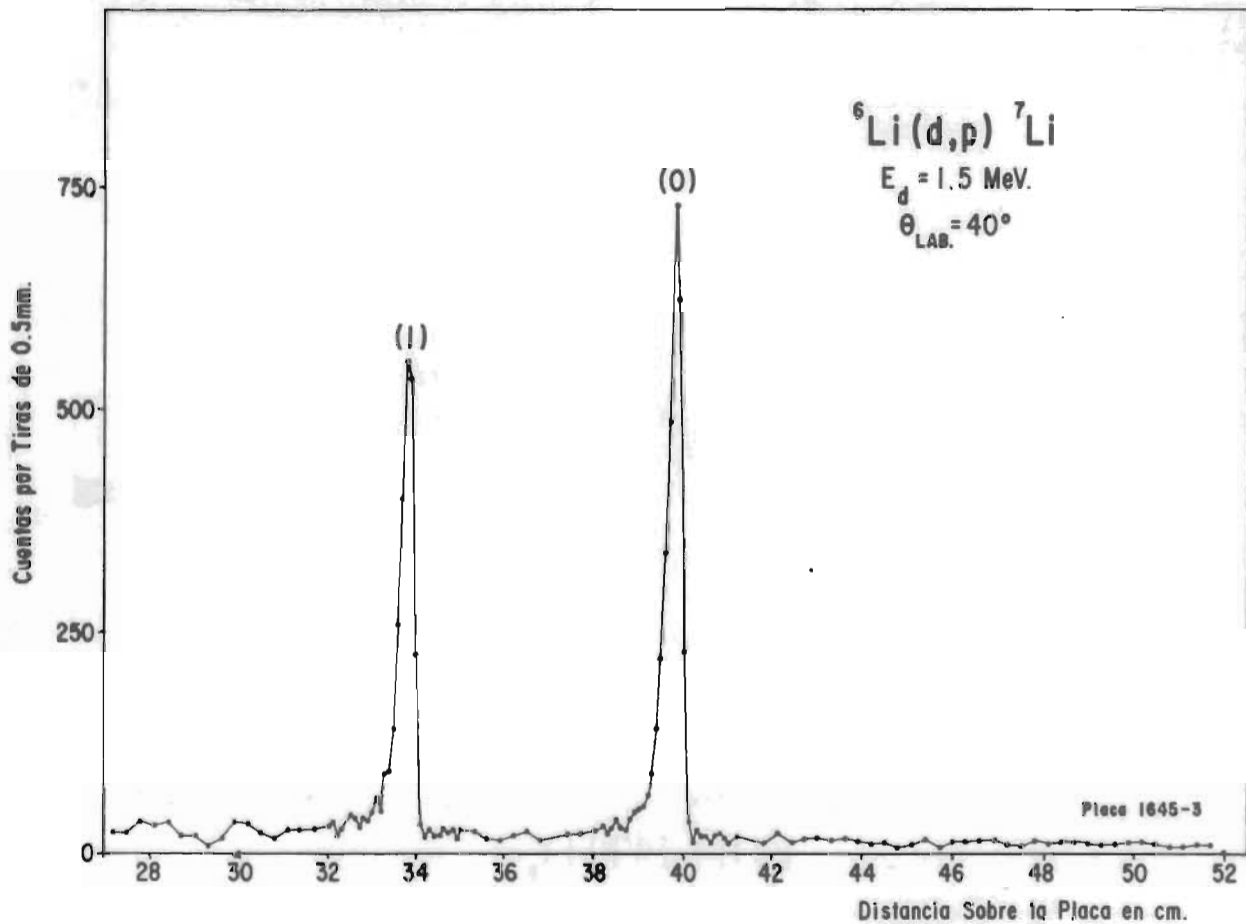


Fig. 2.- Espectro típico de los niveles (0) y (1) en ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$

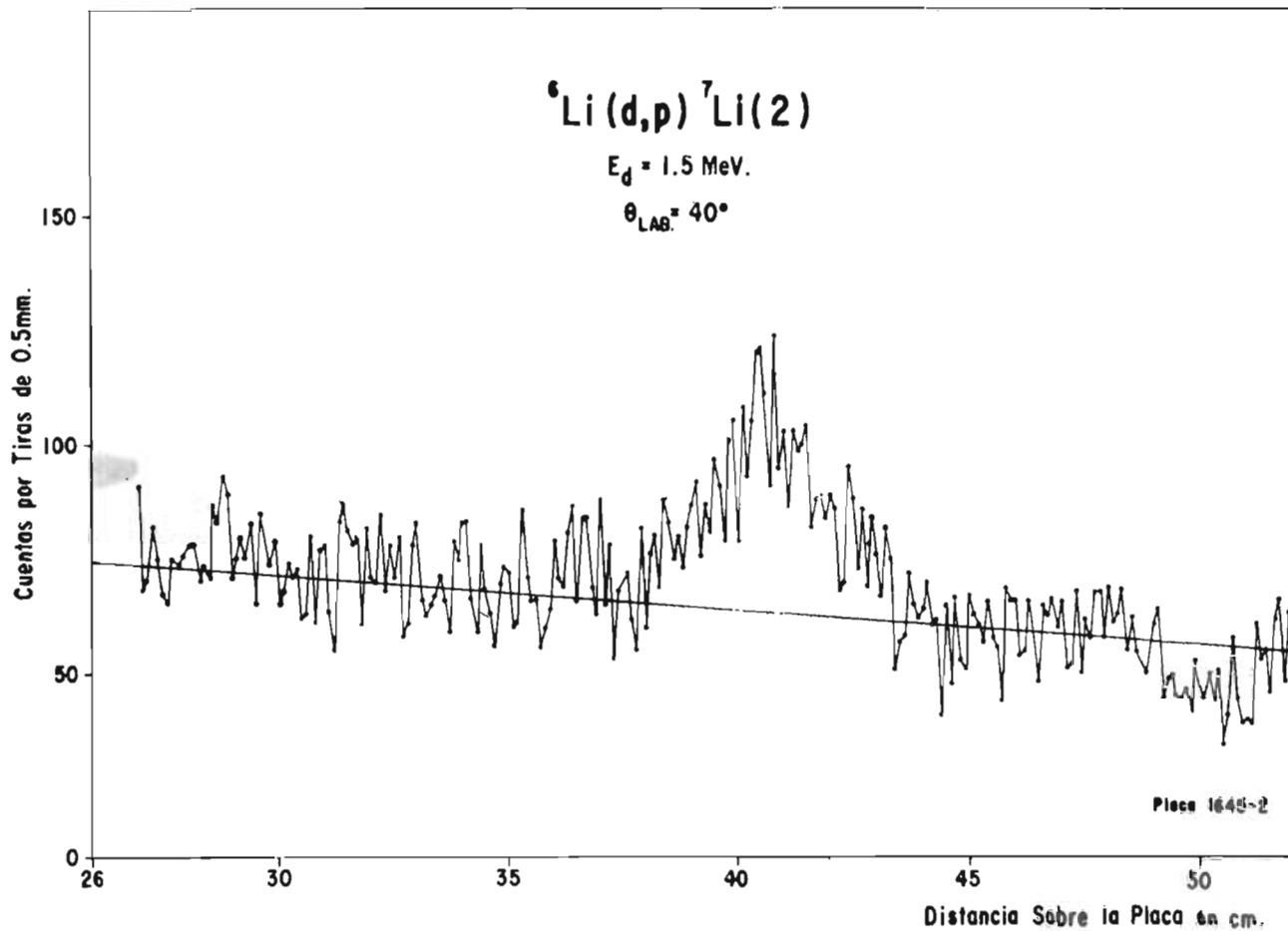


Fig. 3.- Espectro típico del nivel (2) en ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ mostrando el fondo

nético, pues quedaba lejos de (0) y (1), y resultó necesaria una exposición diez veces mayor, dada su poca intensidad. Los deuterones dispersados elásticamente de ${}^6\text{Li}$ fácilmente se confundían con el fondo de ${}^{12}\text{C}$, especialmente a ángulos grandes, por lo que se decidió normalizar las distribuciones angulares con los niveles (0) y (1) en vez de utilizar los elásticos. Los bombardeos definitivos se hicieron aprovechando las tres zonas de una sola placa fotográfica en el espectrógrafo I: una de 200 microcoulombs para los niveles (0) y (1), una de 2000 microcoulombs para el nivel (2), y una para elásticos de ${}^6\text{Li}$, cuya exposición se varió según el ángulo. El espectrógrafo II se mantuvo siempre con los niveles (0) y (1) en cada una de las tres zonas. La baja energía de los protones en el caso del nivel (2) hizo que en todas estas exposiciones apareciera un fondo de deuterones elásticos, más o menos intenso según el ángulo, y no pudieron obtenerse datos de este nivel por debajo de $\theta_{\text{lab}} = 20^\circ$. Los intentos de usar filtros en las placas para absorber los deuterones no fueron fructíferos, pues absorbían también los protones de tan baja energía.

Las figuras 2 y 3 muestran espectros típicos obtenidos de esta manera. En ambos casos se tiene el número de trazos de protones contados en franjas de 0.5 mm. de ancho, graficado contra distancia sobre la placa fotográfica. En la figura 2 aparecen los niveles (0) y (1) sobrepuestos a un fondo no muy intenso. En la 3 se ve el nivel (2) destacar del mismo fondo, que subsiste en toda la zona entre (0) y (2), según se verificó en una exposición de la región completa. No se sabe aún la procedencia de este fondo, pero es seguro que se debe a alguna reacción en ${}^6\text{Li}$, pues en una exposición -

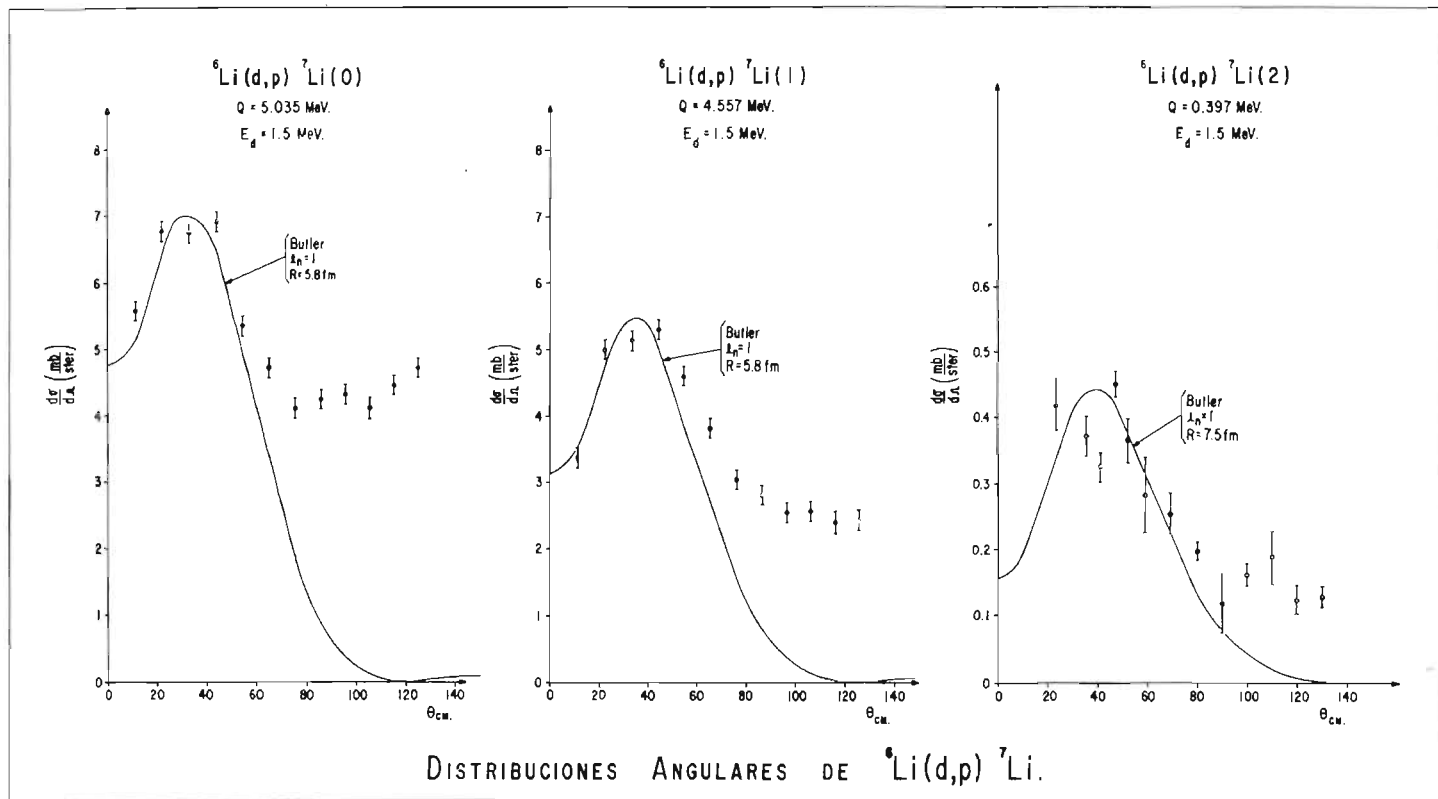


Fig. 4.- Distribuciones angulares de los tres niveles de ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ en el sistema centro de masa.

hecha en idénticas condiciones pero sin ${}^6\text{Li}$, no apareció. El nivel (2) muestra una semianchura de 80 ± 15 keV, valor que concuerda con una determinación anterior²⁶⁾.

A ángulos mayores de 90° apareció un contaminante cerca del estado (2), cuyo desplazamiento relativo a este estado permitió identificarlo como el primer estado excitado de ${}^{14}\text{C}$ con 6.091 MeV de excitación, proveniente de la reacción ${}^{13}\text{C}(d,p){}^{14}\text{C}$ de $Q = -0.144$ MeV en el Formvar. Una exposición con Formvar solo permitió corroborar esto además de la ausencia de fondo.

En la figura 4 están las distribuciones angulares obtenidas, en el sistema centro de masa, de los estados (0), (1) y (2). Los errores en los puntos experimentales representan la incertidumbre en la separación del nivel y el fondo, cuya incertidumbre es claramente la fuente de error más importante en este caso. Los valores relativos de las intensidades se normalizaron por comparación del número de trazos en el espectrógrafo I y el número de trazos en el II, cuyo campo se mantuvo igual durante el experimento completo con los niveles (0) y (1) en observación.

La escala vertical en milibarns/steradián fué obtenida también mediante el uso simultáneo de los dos espectrógrafos, de la manera siguiente. A cada ángulo de exposición, una zona del espectrógrafo I se destinó a deuterones dispersados elásticamente por el ${}^6\text{Li}$. En dos ángulos (50° y 70°) se obtuvieron espectros de elásticos bien definidos, y por lo tanto un cierto número de trazos en la placa nuclear. A este número de trazos le corresponde, ya en unidades de sección diferencial, una cantidad calculada en

forma directa a partir de la fórmula de Rutherford. Tomemos la exposición a 50° en el espectrógrafo I. Simultáneamente se tiene en el espectrógrafo II el nivel (0) a 90° en el laboratorio.

Entonces se tienen las siguientes ecuaciones simultáneas:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dI_e(50^\circ)}{d\Omega_I} &= I_0 n d \frac{d\sigma_e(50^\circ)}{d\Omega} \\ \frac{dI_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega_{II}} &= I_0 n d \frac{d\sigma_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{1a} \\ \text{1b} \end{array}$$

en donde I_0 es la intensidad del haz, n el número de núcleos por unidad de vo lumen en el blanco, de el espesor del blanco, $\frac{dI_e(50^\circ)}{d\Omega_I}$ es el número de cuentas de elásticos en I, $\frac{dI_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega_{II}}$ el número de cuentas del nivel (0) en II, $\frac{d\sigma_e(50^\circ)}{d\Omega}$ la sección diferencial de elásticos, calculada a partir de la fórmula de Rutherford, y $\frac{d\sigma_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega}$ la sección diferencial de la reacción ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}(0)$ a 90° en el laboratorio. Esta última se puede obtener de las ecuaciones 1a y 1b en términos de cantidades conocidas:

$$\frac{d\sigma_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega} = \frac{\frac{d\sigma_e(50^\circ)}{d\Omega} \cdot \frac{dI_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega_{II}}}{\frac{dI_e(50^\circ)}{d\Omega_I}} \quad 2$$

Ahora supongamos que se trata de conocer la sección diferencial, v. gr. de la reacción (1) a 40° en I. Para ello se efectúa un nuevo bon

bardeo obteniéndose las ecuaciones :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dI_{(1)}(40^\circ)}{d\Omega_I} &= I'_0 n' d' & \frac{d\sigma_{(1)}(40^\circ)}{d\Omega} & \end{aligned} \right\} \quad 3a$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dI'_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega_{II}} &= I'_0 n' d' & \frac{d\sigma_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega} & \end{aligned} \right\} \quad 3b$$

La notación ahora es obvia. Nótese que se han puesto acentos a las diversas cantidades para distinguirlas del bombardeo anterior. La solución simultánea de 3a y 3b nos dá :

$$\frac{d\sigma_{(1)}(40^\circ)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega} \frac{\frac{dI_{(1)}(40^\circ)}{d\Omega_I}}{\frac{dI'_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega_{II}}} \quad 4$$

y con la ecuación 2 :

$$\frac{d\sigma_{(1)}(40^\circ)}{d\Omega} = \frac{\frac{dI_{(1)}(40^\circ)}{d\Omega_I}}{\frac{dI'_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega_{II}}} \frac{\frac{dI_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega_{II}}}{\frac{dI_e(50^\circ)}{d\Omega_I}} \frac{d\sigma_e(50^\circ)}{d\Omega} \quad 5$$

El procedimiento se hizo para los dos ángulos de elásticos - - - (50° y 70°, sistema de laboratorio) obteniéndose secciones que diferían en un

15%. Se adoptó para mostrar en la figura 4 un promedio de las dos determinaciones. Las secciones diferenciales así obtenidas concuerdan con las medidas de Whaling y Bonner¹²⁾ a una energía incidente de 1.4 MeV dentro del 10% --
Conviene enfatizar que este empleo de los dos espectrógrafos permite el cálculo de secciones diferenciales sin la necesidad de conocer I_0 , I'_0 , n , n' , d , d' , cuya medida resulta difícil. Si se buscara más precisión en la sección, podría utilizarse, en vez de la fórmula de Rutherford, la dispersión por un potencial óptico, o alternativamente observar los elásticos a ángulos pequeños donde los dos métodos dan resultados muy semejantes.

Ya que a cada exposición acompañó en el espectrógrafo II una observación de los niveles (0) y (1) a 90° , ángulo de laboratorio, se tuvieron 48 medidas de la relación entre secciones diferenciales a este ángulo. Un promedio de este valor, pesado según el número de trazos en cada caso arroja un valor

$$\frac{d\sigma_0(90^\circ)}{d\sigma_1(90^\circ)} = 1.41 \pm 0.06$$

III. - DISCUSION.

Las formas de las distribuciones (0) y (1) son semejantes a las obtenidas en otros trabajos: en particular se observa una buena semejanza con las de Whaling y Bonner¹²⁾. El mínimo aparentemente desplazado en ángulo del nivel (1) respecto al (0) es característica que también se observa en el trabajo de estos autores. El máximo cerca de los 40° en cada caso se ha atribuido a reacción de despojo, y el hecho de que no baje a cero en ángulos grandes se ha tratado de explicar por formación de núcleo compuesto. Usando las tablas de Enge y Graue²⁰⁾ se calcularon curvas de tipo Butler para cada caso, encontrándose una óptima concordancia con la posición del máximo experimental si se usa $l_n = 1$ y el radio de Butler $R = 5.8$ fm. Estas curvas aparecen en la figura 4. Es evidente la discrepancia a ángulos grandes. Sobre las anchuras reducidas se tratará más adelante.

Respecto al nivel (2), se observa a esta energía una marcada anisotropía decididamente mayor que los errores experimentales, que sugiere análisis por mecanismo de despojo, por lo que se calculó la curva de Butler que aparece en la misma figura, requiriéndose $l_n = 1$ y $R = 7.5$ fm. No fué posible obtener información a ángulos menores de 20° , pero en cambio se - -

hicieron exposiciones adicionales en la cercanía del aparente máximo, para verificar la anisotropía. Para apoyar la curva teórica hubiera sido deseable un punto a un ángulo menor, tal como en los otros dos niveles, pero a pesar de varios intentos, esto no fué posible. Si se acepta la curva de despojo, puede verse en la figura que se tiene concordancia con el argumento de Wilkinson, es decir, que a menor Q hay mayor concordancia con la teoría de Butler. Se vió la necesidad de usar un radio mayor que en los dos casos anteriores, lo cual también está de acuerdo con la suposición de que a baja energía, la separación del neutrón y el protón puede suceder a mayor distancia del núcleo.

Se calculó además una curva teórica con $l_n = 2$ y el mismo radio $R = 7.5$ fm. para considerar la posibilidad que menciona Haffner¹⁶⁾ que ya se mencionó, encontrándose el máximo a los 70° , y esto definitivamente no puede explicar el experimento, a pesar de la pobre estadística. Sería necesario aumentar el radio a cerca del doble para obtener un máximo cercano a los puntos experimentales, y esto se considera inaceptable. Asimismo $l_n = 3$ no es satisfactorio para explicar la distribución angular.

En reacciones de despojo (d, p) las paridades del nivel final y del núcleo inicial son iguales si l_n es positiva y opuesta si es negativa. Como el estado base de ${}^6\text{Li}$ es 1^+ , para obtener un estado $7/2^-$ se requiere l_n impar, quedando descartada la posibilidad $l_n = 2$. Para llegar a obtener tal estado, las reglas de momento angular en reacciones de despojo fijan un l_n mínimo de 3, en contra del experimento. De los argumentos anteriores parece ser que se trata de un nivel con $l_n = 1$, con lo cual el momento angular total del estado final queda limitado a valores $\leq 5/2$, por lo que no correspondería al nivel $7/2^-$ del modelo de capas y al nivel cercano en el núcleo espejo.

En resumen, si se acepta el análisis por despojo de la distribución angular (2), así como el modelo de Wilkinson para este caso, el estado es $\pm 5/2$. Esta evidencia está en contra de la asignación $7/2^-$, favorecida por gran número de argumentos.

Respecto a los supuestos niveles espejo (2) en ${}^7\text{Li}$ y ${}^7\text{Be}$, el primero se observa por reacciones (d, p) y el segundo hasta ahora no se ha visto por (d, n) en ${}^6\text{Li}$. Análogamente, el segundo se estudió por ${}^3\text{He}(\alpha, \alpha){}^3\text{He}$ y la correspondiente reacción ${}^3\text{H}(\alpha, \alpha){}^3\text{H}$ no se ha llevado a cabo. De los dos casos no estudiados podría obtenerse valiosa información respecto a la estructura de núcleos con $A = 7$.

En el supuesto experimento ${}^3\text{H}(\alpha, \alpha){}^3\text{H}$, la resonancia correspondiente al nivel (2) de ${}^7\text{Li}$ cae a los 5.04 MeV de bombardeo por partículas alfa. Debido a que el proyectil tiene más masa que el blanco, la reacción sucede a ángulos de laboratorio pequeños, no habiendo reacción a más de 50° , lo cual dificulta este experimento. Una posibilidad de hacerlo es usando tritio gaseoso como blanco, en cuyo caso se deben tener máximas precauciones para proteger la salud del personal. Podría obtenerse la misma información de la reacción ${}^4\text{He}(t, t){}^4\text{He}$, esperándose la resonancia a 3.78 MeV de bombardeo por tritones. En este caso se requiere nuevamente el manejo de tritio en forma gaseosa con las consiguientes dificultades.

Por otra parte, la reacción ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}$ (2) tiene un valor Q de -1.16 MeV, por lo que se requiere una energía de bombardeo mínima de 1.55 MeV. La dificultad más grande de este experimento estriba en la identificación del grupo (2) sobre el fondo de neutrones presente, siempre que se bombardea con deuterones.

La obtención de secciones diferenciales permitió además el --
cálculo de anchuras reducidas. Los valores fueron obtenidos usando el mismo
cálculo de las curvas de Butler. El método de Enge y Graue²⁰⁾ permite calcu-
lar la cantidad $\frac{\sigma}{(2J+1)\gamma}$, donde σ es la sección diferencial en - - - -
mb/sterad. J es el momento angular total del nivel residual, y γ es la anchu-
ra reducida en MeV. Se suprime el índice de la γ si se considera que un so-
lo valor del momento angular l_n explica la distribución.

Se acostumbra tomar para σ el valor experimental en el máxi-
mo de Butler, y así se ha hecho en este caso 6.9, 5.3 y 0.45 mb/sterad para
los niveles (0), (1) y (2) respectivamente. Las J se conocen para los estados
(0) y (1). Con esto resultan ser de 0.025 y 0.037 MeV, respectivamente, las -
anchuras reducidas de los niveles (0) y (1). A continuación aparece una tabla
con la relación entre las anchuras reducidas de los niveles (0) y (1) de varios -
autores a diferentes energías.

A 3.8 y 5.2 MeV se tienen los datos de Meyer, Pfeifer y Staub¹⁸⁾,
Reynolds y Standing²⁷⁾ calcularon las anchuras de los datos de Holt y Mar-
sham¹³⁾ a 6 MeV por una parte, y por otra de los datos de Levine, Bender y -
McGruer²⁸⁾ a 14.4 MeV.

TABLA 1

	$E_d(\text{MeV})$	$\frac{\gamma(0)}{\gamma(1)}$
Presente trabajo	1.5	0.68
Meyer, Pfeifer y Staub ¹⁸⁾	3.8	0.56
"	5.2	0.69
Reynolds y Standing ²⁷⁾ (datos de Holt y Marsham ¹³⁾)	8	0.66
" (datos de Levine, Bender y McGruer ²⁸⁾)	14.4	0.69

Se observa que la relación se conserva casi constante para un gran intervalo de energías de bombardeo.

El estado (2) resulta tener una anchura reducida de 0.0003 MeV, calculada en base a la sección diferencial experimental y al supuesto valor ---
 $J = 5/2$.

Referencias

- 1). - T. Lauritsen y F. Ajzenberg-Selove, Energy Levels of Light Nuclei (Mayo, 1964), por publicarse.
- 2). - A. C. L. Barnard, C. M. Jones y G. C. Phillips, Nuclear Phys. 50 (1964) 629.
- 3). - D. R. Inglis, Rev. Mod. Phys. 25 (1953) 390.
- 4). - D. Kurath, Phys. Rev. 101 (1956) 216.
- 5). - S. Meshkov y C. W. Ufford, Phys. Rev. 101 (1956) 734.
- 6). - Y. C. Tang, K. Wildermuth y L. D. Pearlstein, Phys. Rev. 123 (1961) 548.
- 7). - A. B. Clegg, Nuclear Phys. 33 (1962) 194.
- 8). - F. R. Haig, Nuclear Phys. 7 (1958) 429.
- 9). - L. M. Khromchenko y V. A. Blinov, J.E.T.P. 28 (1955) 741.
- 10). - P. Stoll, Helv. Phys. Acta 27 (1954) 395.
- 11). - H. E. Conzett, Phys. Rev. 105 (1957) 1324.
- 12). - W. Whaling y T. W. Bonner, Phys. Rev. 79 (1950) 258.
- 13). - J. R. Holt y T. N. Marsham, Proc. Phys. Soc. 66 A (1953) 1032.
- 14). - A. J. Salmon y E. K. Inall, Proc. Phys. Soc. 66 A, (1953) 297.
- 15). - A. M. K. Van Beek y G. O. Andre, Nuclear Phys. 24 (1961) 102.
- 16). - J. W. Haffner, Phys. Rev. 103 (1956) 1398.
- 17). - E. W. Hamburger y J. R. Cameron, Phys. Rev. 117 (1960) 781
- 18). - V. Meyer, W. Pfeifer, y H. H. Staub, Helv. Phys. Acta 36 (1963) 465.

- 19). - D. H. Wilkinson, *Phil Mag.* 3 (1958) 1185.
- 20). - H. A. Enge y A. Graue, Numerical Calculations of Non-Coulomb Stripping Cross Sections. Universitet i Bergen. Arbok (1955) A. S. John Griegs, Boktrykkery.
- 21). - J. P. F. Sellschop, *Phys. Rev.* 119 (1960) 251.
- 22). - J. P. F. Sellschop, *Phys. Rev. Letters* 3 (1959) 346.
- 23). - J. Rickards, Tesis Profesional, Facultad de Ciencias, U.N.A.M., 1960.
- 24). - M. Mazari, Tesis Profesional, Facultad de Ciencias, U.N.A.M., 1956.
- 25). - J. Rickards, M. E. Ortíz de López, M. Mazari, F. Alba, J. Dorantes y L. Velázquez, IV Inter-American Symposium on the Peaceful Application of Nuclear Energy, 1, (1962) 213.
- 26). - C. P. Browne, *Bull. Am. Phys. Soc.* 2 (1957) 350.
- 27). - J. B. Reynolds y K. G. Standing, *Phys. Rev.* 101 (1956) 158.
- 28). - S. H. Levine, B. S. Bender y J. N. McGruer, *Phys. Rev.* 97 (1955) 1249.

Apéndice 1. - Cálculo de Distribuciones Angulares.

El desarrollo de nuevas técnicas experimentales, el surgimiento de laboratorios que poseen aceleradores, y el crecimiento del número de investigadores dedicados a la física nuclear han hecho cada vez más imperiosa la necesidad de métodos adecuados de cálculo para interpretar los datos. Ningún trabajo experimental puede considerarse completo si no se hace por lo menos un intento de explicarlo mediante la aplicación de algún modelo y el cálculo respectivo. A menudo los cálculos pertinentes son tan difíciles de llevar a cabo que no se han hecho, limitándose el experimentador a sugerir alguna solución solamente. Otras veces el cálculo se simplifica mediante aproximaciones, evitándose así el trabajo arduo.

Aún dentro de las aproximaciones, se tropieza a menudo con dificultades prácticas de cálculo y especialmente con su duración. La tarea de calcular, por ejemplo, una distribución angular puede llevar varios meses, dependiendo del modelo que se use y el método que se siga. Esto impide hacer grandes cantidades de cálculos, o hace indispensable un buen número de calculistas.

Hoy en día, la computadora electrónica ha venido a solucionar muchísimos problemas prácticos, y es raro el experimentador que no se valga de una computadora en algún aspecto de su trabajo. Un buen programa permite

hacer numerosos cálculos, variando parámetros, por ejemplo, para obtener una buena concordancia con el experimento, o bien valorando los parámetros mediante algún argumento de mejor ajuste. La tendencia a usar computadoras se ha hecho sentir en los Laboratorios Van de Graaff del Instituto de Física, principalmente en el cálculo de distribuciones angulares, que son el resultado inmediato de los experimentos más frecuentes. Se explicarán a continuación algunos métodos con que se cuenta en este laboratorio, más con el objeto de dar a conocer los resultados posibles que para detallar los cálculos, pues esto último se ha hecho ya en los escritos correspondientes, a los que se hará referencia.

Curvas de Butler. - La aproximación de Butler para distribuciones angulares de despojo (d, p) consiste en usar la aproximación de Born con ondas planas para los estados inicial y final, considerar sólo la interacción neutrón-protón con alcance cero, y suponer que el despojo ocurre sólo por fuera de un cierto radio. Esto permite calcular la integral en el elemento de matriz desde este radio hasta infinito, pudiéndose expresar la sección diferencial en términos de funciones esféricas de Bessel y de Hankel de orden l_n , siendo éste el momento angular de captura del neutrón (ver, por ejemplo, la monografía de Tobocman¹). Quedan entonces como parámetros para ajustar, el radio nuclear y el momento angular. Esta teoría no predice polarización.

Las distribuciones angulares obtenidas por este método muestran, tal como las funciones de Bessel, un máximo en ciertos ángulos de observación, cuya posición indica el valor probable de l_n . Una vez obtenido el momento angular de captura, pueden precisarse límites al momento angular total del nivel residual (J_f) si se conoce el del núcleo blanco (J_i): mínimo de - - -

$|\pm J_i \pm l_n \pm 1/2| \leq J_f \leq J_i + l_n + 1/2$ Por lo tanto se tiene un arma poderosa para la espectroscopia nuclear.

El método de Enge y Graue²⁾ para calcular curvas de Butler se ha venido usando desde hace varios años en este grupo. Su uso detallado ya fué descrito³⁾; mediante el empleo de gráficas se facilita el cálculo de distribuciones angulares, pudiéndose hacer uno en cosa de una hora. La figura 4 del texto principal muestra un ejemplo de este método.

D.W.B.A. - La aproximación de Butler con ondas distorsionadas (distorted wave Born approximation) tal como se acostumbra emplear modifica las aproximaciones hechas en el cálculo de Butler de la siguiente manera.

En lugar de usar ondas planas para los estados inicial y final -- del deuterón y del protón respecto del núcleo, se usan unas funciones de onda -- que parecen explicar satisfactoriamente la dispersión elástica, esto es, calculadas según el modelo óptico. Se obtienen resolviendo la ecuación de Schrödinger con un potencial del tipo

$$\mathcal{V}(r) = V(r) + iW(r) + V_{\text{Coul}}(r) + V_{\text{S.O.}}(r) \quad \text{A-1}$$

dividiéndose el potencial en una parte real V , una imaginaria W , una parte dependiente de las fuerzas electrostáticas V_{Coul} , y una parte dependiente de la interacción espín-órbita, $V_{\text{S.O.}}$. Las ondas entrante y saliente aparecen entonces distorsionadas por un potencial óptico en cada caso.

La otra aproximación que se modifica es el despreciar el interior del núcleo, al postularse para el neutrón capturado una función de onda. Usualmente se toma para este estado ligado una función de onda de oscilador -- armónico.

Contamos con un programa para calcular distribuciones angulares de reacciones (d, p) por el método de D.W.B.A., programa hecho por W. Tobocman y reformado para ser usado en Los Alamos⁴). El cálculo procede en términos generales de la siguiente manera.

La sección diferencial es proporcional al cuadrado del valor absoluto del elemento de matriz correspondiente $M_{fi} = \int \psi_f^* V_{NP} \psi_i d\tau$ Los índices i, f se refieren a estados inicial y final, respectivamente, y los índices N, P, D, I, R, a neutrón, protón, deuterón, núcleo inicial, u núcleo residual. La interacción neutrón-protón V_{NP} se sigue considerando de alcance cero.

Para calcular M_{fi} , se separa la función ψ_i del estado inicial en el producto de dos partes: $\phi_D(\bar{r}_N - \bar{r}_P)$, la función de onda interna del deuterón, y $\chi_D(\bar{r}_D - \bar{r}_I)$, que describe el movimiento relativo del deuterón y el núcleo inicial. Esta separación implica que la función interna del deuterón no se considera distorsionada por la interacción entre el deuterón y el núcleo blanco. Asimismo, ψ_f , la función del estado final se separa en $\xi_N(\bar{r}_N - \bar{r}_I)$, la función de onda del estado ligado del neutrón, y $\chi_P(\bar{r}_P - \bar{r}_R)$, del movimiento relativo del protón y el núcleo residual. Queda representado el elemento de matriz en la siguiente forma:

$$M_{fi} = \int d^3r_N d^3r_P \sum_N^* (\bar{r}_N - \bar{r}_I) \chi_P^* (\bar{r}_P - \bar{r}_R) V_{NP} (\bar{r}_N - \bar{r}_P) \phi_D (\bar{r}_N - \bar{r}_P) \chi_D (\bar{r}_D - \bar{r}_I) \quad A-2$$

La suposición de alcance cero de V_{NP} ayuda a simplificar el cálculo, pues poniendo $V_{NP}(\bar{r}_N - \bar{r}_P) = V_0 \delta(\bar{r}_N - \bar{r}_P)$ puede efectuarse la integración de la parte $V_{NP} \phi_D$, quedando $V_0 \phi_D(0)$ fuera de la integral,

$$M_{fi} = V_0 \phi_D(0) \int d^3r \sum_N^* (\bar{r}) \chi_P^* \left(\frac{M_I}{M_R} \bar{r} \right) \chi_D (\bar{r}) \quad A-3$$

En esta última expresión la variable \vec{r} representa las coordenadas relativas al núcleo inicial I

La evaluación de $V_C \phi_D(0) = \int d^3p V_{NP}(\vec{p}) \phi_D(\vec{p})$ se hace imponiendo la condición de que la función de onda del deuterón debe satisfacer la ecuación de Schrödinger

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_{PN}} \nabla^2 + V_{PN}(\vec{r}) \right] \phi_D(\vec{r}) = -\epsilon_D \phi_D(\vec{r}) \quad \text{A-4}$$

donde μ_{PN} es la masa reducida del sistema neutrón-protón y ϵ_D es la energía de amarre del deuterón. El segundo término de A-4 aparece en el integrando de la expresión a evaluar, por lo que conviene calcular $\int_0^\infty d^3p \nabla^2 \phi_D(\vec{p})$

El teorema de la divergencia permite la transformación

$$\int d^3p \nabla^2 \phi_D(\vec{p}) = \int d^3p \vec{p} \cdot \nabla \phi_D(\vec{p}) \quad ; \quad \text{A-5}$$

y esta última expresión es cero porque $\phi_D(\vec{p})$ se anula en la superficie S_p , que está al infinito. Queda entonces

$$V_0 \phi_D(0) = -\epsilon_D \int d^3p \phi_D(\vec{p}) \quad \text{A-6}$$

cuya función se evalúa usando una función de Hulthén para el deuterón, que permite una evaluación exacta.

La función de onda del estado ligado del neutrón se toma como una función de oscilador armónico para valores de $r < R_N$, un cierto parámetro que se debe proporcionar al programa. Por fuera de este valor, $r \gg R_N(r) = h_1(r)$ se hace satisfacer la ecuación de Schrödinger para una partícula libre, excepto por la fuerza Coulombiana en el caso de ser necesario:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - k_N^2 - \frac{2\eta_N k_N}{r} - \frac{\lambda(\lambda+1)}{r^2} \right] h_\lambda(r) = 0 \quad \text{A-7}$$

donde η_N es el parámetro de Coulomb.

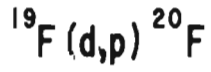
Las funciones de onda χ distorsionadas por un potencial óptico se calculan como solución de la ecuación

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{2\eta k}{r} - (V + iW)f(r) - \frac{L(L+1)}{r^2} \right] \chi_L(r) = 0 \quad \text{A-8}$$

La función $f(r)$ se toma igual para las partes real e imaginaria, variando solamente las profundidades V y W en cada caso. Para $f(r)$ se utiliza un pozo de potencial del tipo de Woods-Saxon, $f(r) = \left(1 + e^{\frac{r+R}{a}} \right)^{-1}$, donde R es un radio y a el espesor de la superficie nuclear. En este programa no se toma en consideración la interacción espín-órbita. Para cada función se requieren cuatro parámetros: V , W , R , y a , parámetros que se le deben suministrar a la computadora en cada cálculo.

Una vez calculadas las tres funciones se obtiene la integral en A-3 mediante una integración numérica. El programa hace un cálculo con un radio inferior de corte, cuyo resultado debe ser semejante al de un cálculo de Butler, y otro en el intervalo de cero a infinito, dando la llamada sección D. W. B. A.

Los parámetros que pueden variar en los cálculos de distribuciones angulares son: V_D , W_D , R_D , y a_D , los parámetros ópticos para el deuterón incidente; V_P , W_P , R_P , y a_P , los parámetros ópticos para el protón; R_N , para la función del estado ligado del neutrón; l , n , y j , números cuánticos del estado ligado; R , el radio de corte para el cálculo de la integral; I y J , los



Parámetros de la Tabla A1

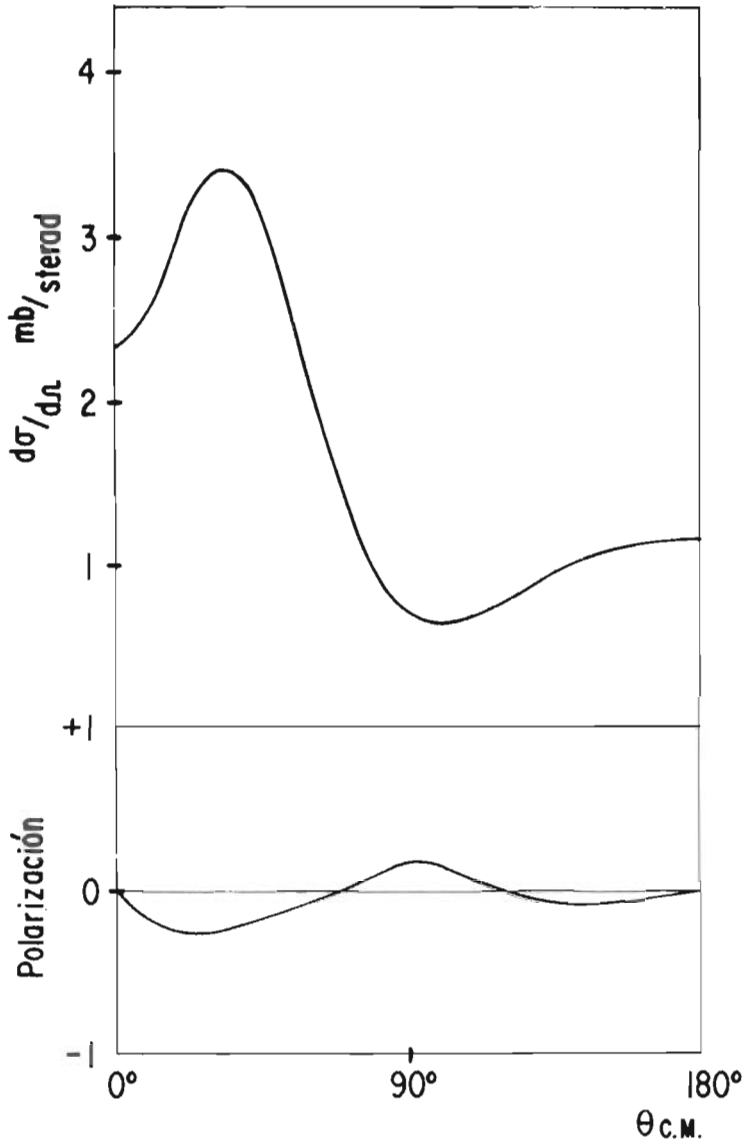


Fig. 5

espines de los núcleos I y R, respectivamente; además los números que caracterizan a la reacción, como masas, valor Q , energía incidente, etc., y ciertos parámetros de convergencia que no tienen significado físico.

La selección de los parámetros ópticos debe hacerse en el caso ideal según aquellos que expliquen la dispersión elástica en cada caso. Como esto no siempre es posible, generalmente se hacen varios intentos para obtener un buen ajuste con el experimento. Existen grupos de calculistas dedicados exclusivamente a variar parámetros. Uno de los primeros trabajos que se hicieron en este sentido, y del cual se puede ver el efecto de la variación de cada uno de ellos es la tesis de W. R. Gibbs⁵⁾. De los demás parámetros, sólo tiene relevancia en la forma de la distribución angular l , el momento angular del estado ligado del neutrón. La posición del máximo depende del valor de l , al igual que en las curvas de Butler. Se puede esperar que los cálculos con D.W.B.A. sean más precisos que los de Butler por el abandono de dos importantes aproximaciones. La diferencia más notable, en términos generales, es que a ángulos grandes la sección diferencial no baja a cero completamente, detalle que se observa en la mayoría de los experimentos. Cabe hacer hincapié aquí que todavía se está trabajando dentro de aproximaciones cuya validez puede ponerse en duda.

Los resultados de un cálculo típico comprenden la siguiente información: la distribución angular en el sistema centro de masa para los dos casos de corte y no corte ($R = 0$), y la polarización (para el tratamiento sin interacción espín-órbita la máxima polarización es 33%); para el deuterón incidente y el protón saliente, distribuciones angulares de elásticos calculadas con los parámetros ópticos por un lado, y por otro con la fórmula de Rutherford, y la relación entre estas dos secciones.

$^{20}\text{F}(p,p)^{20}\text{F}$
Parámetros de la Tabla A1

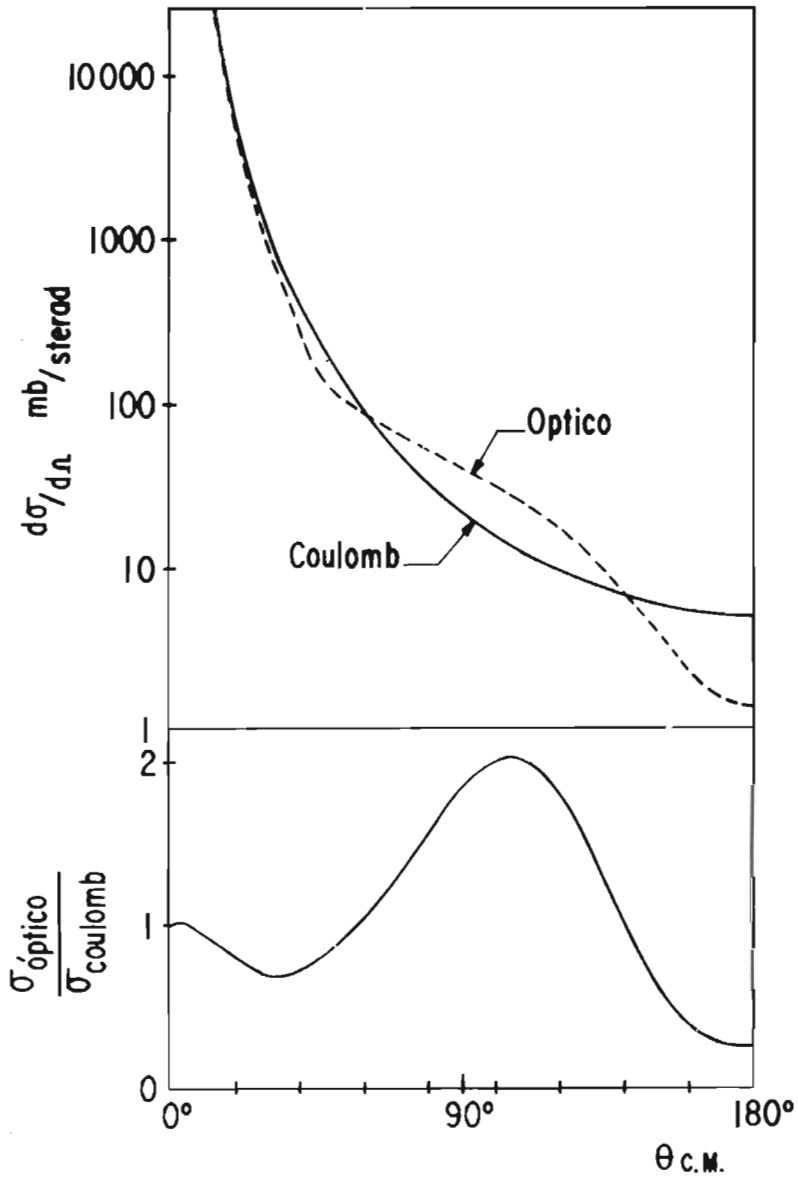


Fig. 6

Las figuras 5, 6 y 7 son ejemplos de un cálculo efectuado en la computadora I.B.M. 709 del Centro Nacional de Cálculo del I.P.N.. Llevó - - aproximadamente 100 segundos efectuarlo. Se escogió una reacción - - - - $^{19}\text{F}(d, p)^{20}\text{F}$ con $Q = 3.070$ MeV, $E_D = 1.5$ MeV y $l = 1$. Los demás parámetros están en la siguiente tabla:

TABLA A1

$V_D = -60$ MeV	$V_P = -50$ MeV
$W_D = -20$ MeV	$W_P = -8$ MeV
$R_D = 4.002$ fm	$R_P = 3.528$ fm
$a_D = 0.6$ fm	$a_P = 0.5$ fm

$$R_N = 3.528 \text{ fm}$$

ABACUS. - Se cuenta además con el programa ABACUS - 2⁶), desarrollado en Brookhaven, que permite más libertad en el método. Se pueden hacer con él cuatro tipos diferentes de cálculos: dispersión por un potencial óptico, encontrar funciones de onda de estados de estados ligados, cálculo de dispersión inelástica usando el método de Hauser - Feshbach, y obtención de integrales radiales. Hasta ahora sólo se ha usado en éste grupo la - - primera clase de cálculo, que funciona a grandes rasgos de la siguiente manera.

$^{19}\text{F}(\text{d,d})^{19}\text{F}$
Parámetros de la Tabla A1

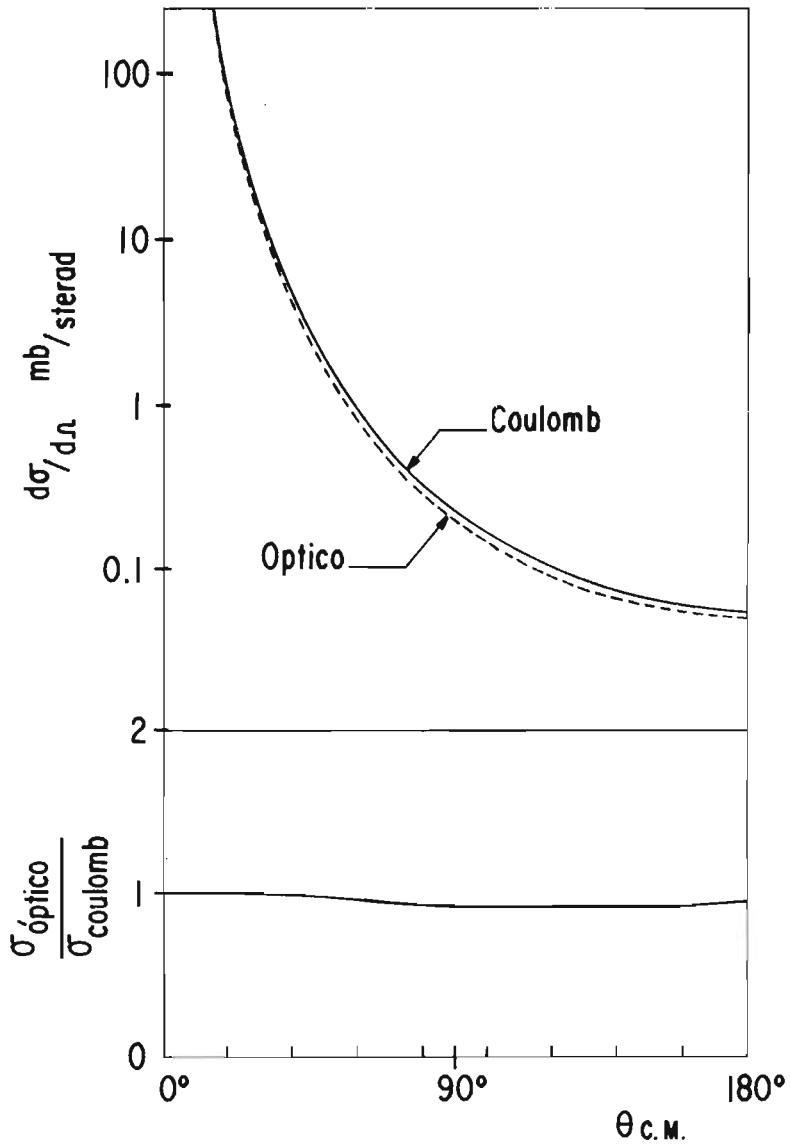


Fig. 7

Se genera un potencial óptico de la forma A-1. La parte real $V(r)$ puede ser, según la indicación que se haga, de la forma de Woods-Saxon, Woods-Saxon modificada, forma cuadrada, especificado por una subrutina aparte, o suministrada punto por punto, dando así la máxima flexibilidad posible. Igualmente flexible es la selección de la parte imaginaria: forma igual a la parte real; forma de Woods-Saxon con nuevos parámetros; forma gaussiana con máximo en la superficie; la derivada de la parte real; la derivada, pero con nuevos parámetros; una combinación lineal de una parte volumétrica y otra superficial; o especificada mediante otra subrutina o punto por punto. El potencial $V_{s.o.}(r)$ puede ser de la forma de Thomas, $V_{s.o.}(r) = -(V_{s.o.} + iW_{s.o.}) \times \frac{1}{r} \left| \frac{d}{dr} V(r) \right| \bar{\ell} \cdot \vec{\sigma}$ o bien especificado por subrutina o punto por punto.

Una vez generado el potencial, se resuelve la ecuación de Schrödinger correspondiente mediante ondas parciales, obteniéndose para cada onda parcial corrimiento de fase, coeficiente de transmisión, y sección de reacción parcial. Finalmente se calculan la distribución angular y la polarización en los sistemas de laboratorio y centro de masa.

Pueden exigirse en los resultados todos los potenciales como función del radio, así como cualesquiera de las ondas parciales (partes real e imaginaria) solución de la ecuación de Schrödinger. Un ejemplo se muestra en las figuras 8 y 9, cálculo efectuado también en la computadora I.B.M. 709 del Centro Nacional de Cálculo del I. P. N. para la reacción $^{56}\text{Fe}(p, p)^{56}\text{Fe}$ a 17 MeV con los siguientes parámetros, tomados de Perey⁷⁾:



Parámetros de la Tabla A2

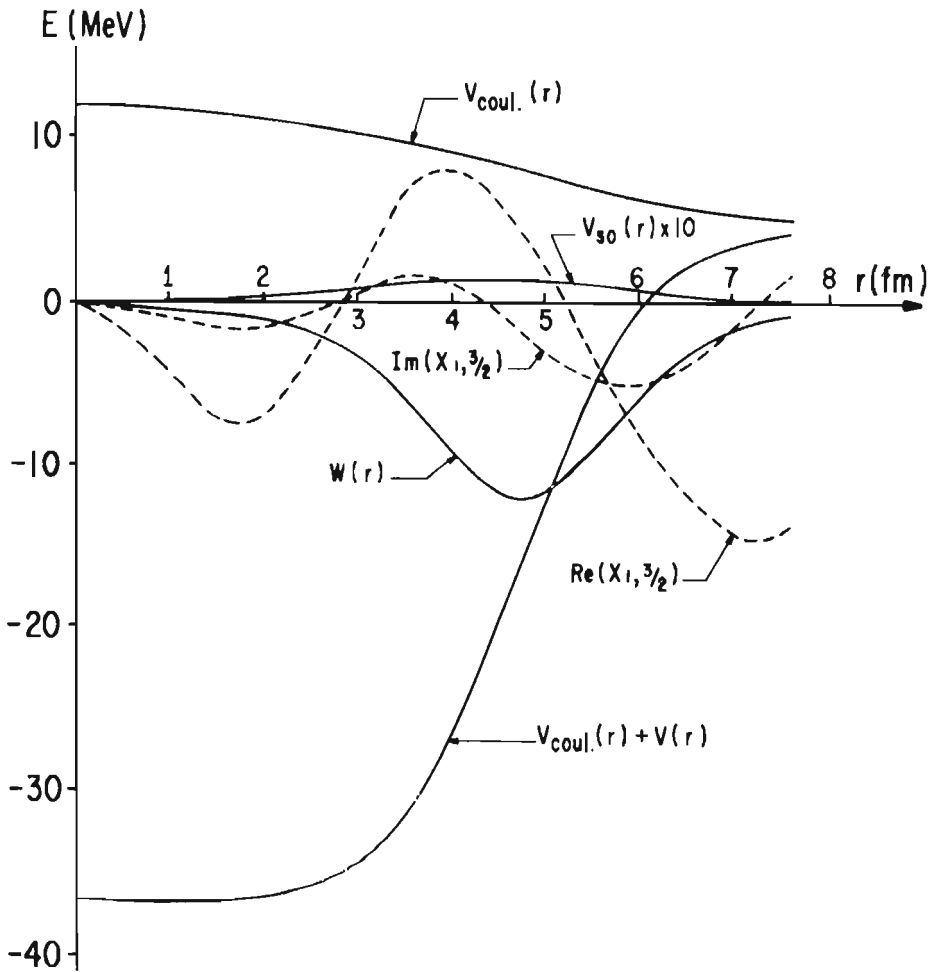


Fig. 8

TABLA A 2

$$V = 48.37 \text{ MeV}$$

$$W = 12.20 \text{ MeV} \quad (\text{derivada de la parte real})$$

$$V_{i.o.} = 8.76 \text{ MeV}$$

$$W_{i.o.} = 0$$

$$R = 1.238 \text{ fm}$$

$$a = 0.69 \text{ fm}$$

La figura 8 muestra los potenciales generados y la función $\chi_{l,j}$ (parte real e imaginaria), que es la onda parcial para $l=1$, $j = l + s = \frac{3}{2}$ (solamente se puede usar para partículas con espín cero o $\frac{1}{2}$). En la figura 9 se encuentran la distribución angular y la polarización, en concordancia con los cálculos de Perey⁷⁾. Tener a la mano la forma explícita de los potenciales y de las funciones; de onda permite lograr una mejor comprensión del cálculo. La versatilidad de este programa puede hacerlo sumamente útil en muchas aplicaciones.

Núcleo Compuesto. - Se está iniciando la interpretación de distribuciones angulares y polarización usando núcleo compuesto. En particular, se cuenta con un programa que calcula la distribución angular y la polarización de dispersión elástica de partículas con espín $\frac{1}{2}$ por núcleos con espín cero, a partir de los corrimientos de fase. La descripción detallada del programa se hará en otro trabajo de G. Murillo⁸⁾.

$^{56}\text{Fe}(p,p)^{56}\text{Fe}$
Parámetros de la Tabla A2

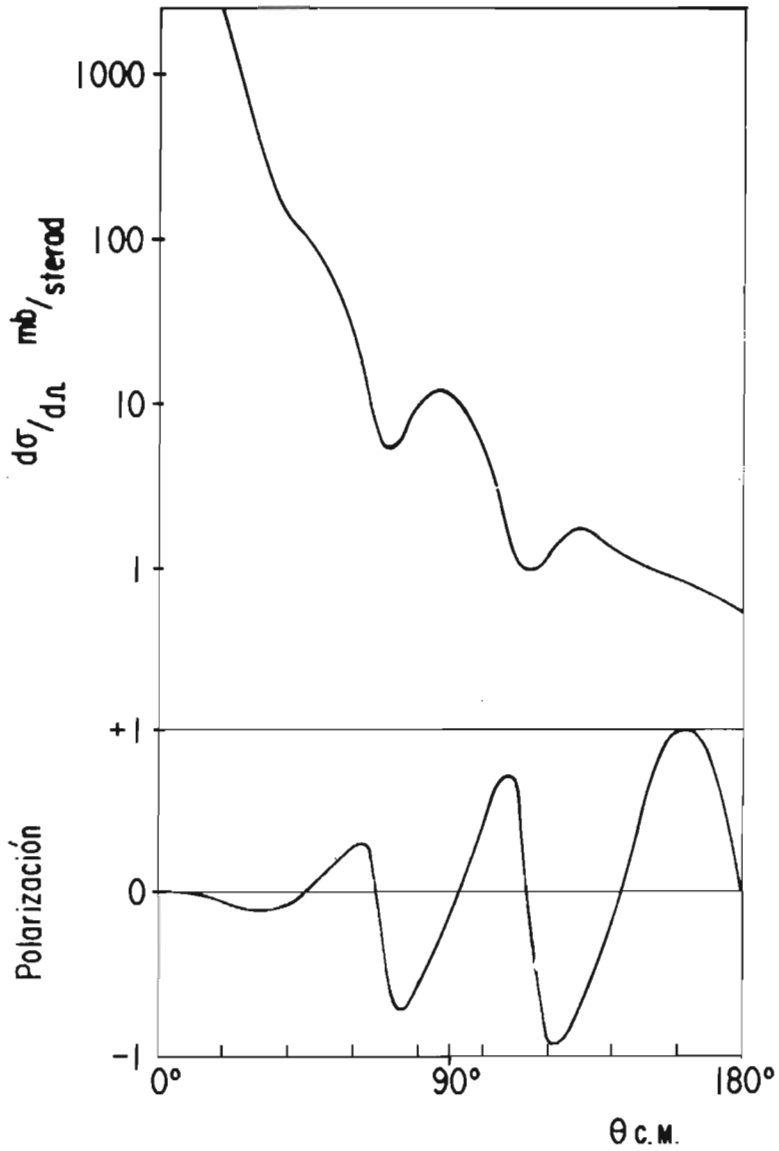


Fig. 9

Apéndice 2.- Planeación de Experimentos.

Para facilitar la planeación de cualquier experimento sobre reacciones nucleares, tanto elásticas como no elásticas, se ha elaborado un programa en Fortran para ser usado en la computadora Gamma - 30 del Centro Electrónico de Cálculo de la U.N.A.M.. El cálculo se hace siguiendo las proposiciones y la nomenclatura de Marion⁹⁾.

Los datos que se deben suministrar a la máquina están en tres tarjetas en el siguiente orden:

1a.- En 30 columnas, el título o la reacción que se calcula. Este título se imprime a la salida cada vez que hay una nueva reacción.

2a.- Columna 1-10, el valor Q de la reacción en MeV. El punto decimal debe estar colocado en la columna 7. El valor Q puede ser negativo.

Columnas 11-20, la energía de bombardeo E en MeV. El punto decimal debe estar en la columna 17.

Columnas 21-30, el ángulo inicial en grados, Ψ_{in} , o sea el ángulo de observación de la reacción en el sistema de laboratorio al cual se quiere iniciar el cálculo. A este ángulo se le agrega sucesivamente una $\Delta\Psi$ y el cálculo se lleva a cabo para cada nuevo valor de Ψ hasta un valor final

Ψ_{fin} . El punto decimal estará en la columna 29.

Columnas 31 - 40, el ángulo final en grados, Ψ_{fin} . El punto decimal debe estar en la columna 39.

Columnas 41 - 50, la $\Delta\Psi$ en grados. El punto decimal en la columna 49.

3a.- Las masas de los fragmentos, en unidades atómicas de masa:

Columnas 1 - 10, m_2 , la masa del blanco; punto decimal en la columna 4.

Columnas 11 - 20, m_1 , la masa del proyectil; punto decimal en la columna 14.

Columnas 21 - 30, m_3 , la masa de la partícula emergente; punto en la columna 24.

Columnas 31 - 40, m_4 , la masa del núcleo residual; punto en la columna 34.

El programa calcula para cada valor de Ψ : la energía de la partícula emergente en el sistema de laboratorio (E_3), el ángulo en centro de masa de la partícula emergente (θ), la energía del núcleo residual en el sistema de laboratorio (E_4), el ángulo del núcleo residual en el sistema de laboratorio (ξ), y la relación de secciones en centro de masa y en laboratorio para tanto la partícula emergente como el núcleo residual.

Además para cada reacción, definidas Q y E_1 , se calculan las energías, en el sistema centro de masa, de bombardeo, de la partícula saliente y del núcleo residual.

Estos cálculos permiten la planeación completa de distribucion

nes angulares, tales como las que se han hecho en este laboratorio, requiriéndose sólo la calibración del espectrógrafo y el campo magnético para averiguar la posición de cada nivel en las placas nucleares. Proveen además los factores necesarios para transformar los datos medidos al sistema centro de masa, para comparación con la teoría. En el caso (no remoto cuando se estudian núcleos ligeros o cuando se bombardea con iones pesados) en que se observe el núcleo residual, se tienen todos los factores también.

Puede suceder que cuando la reacción es endotérmica, sólo algunos Ψ son posibles debido al desplazamiento del centro de masa. En estos casos el programa calcula el umbral de energía de la reacción y el ángulo máximo al cual hay reacción. Por cada dirección permitida Ψ hay dos energías diferentes E_{3a} y E_{3b} ; por lo tanto el cálculo se hace para cada uno, obteniéndose dos listas, semejantes cada una al caso sencillo, que se cortan en el ángulo máximo posible.

En la figura 10 se muestra el cálculo correspondiente a la planeación del experimento del presente trabajo, nivel (2) de ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}$.

${}^6\text{Li}(d,p)\text{Li}^7(2)$

$E_d = 1.5\text{ MeV}$

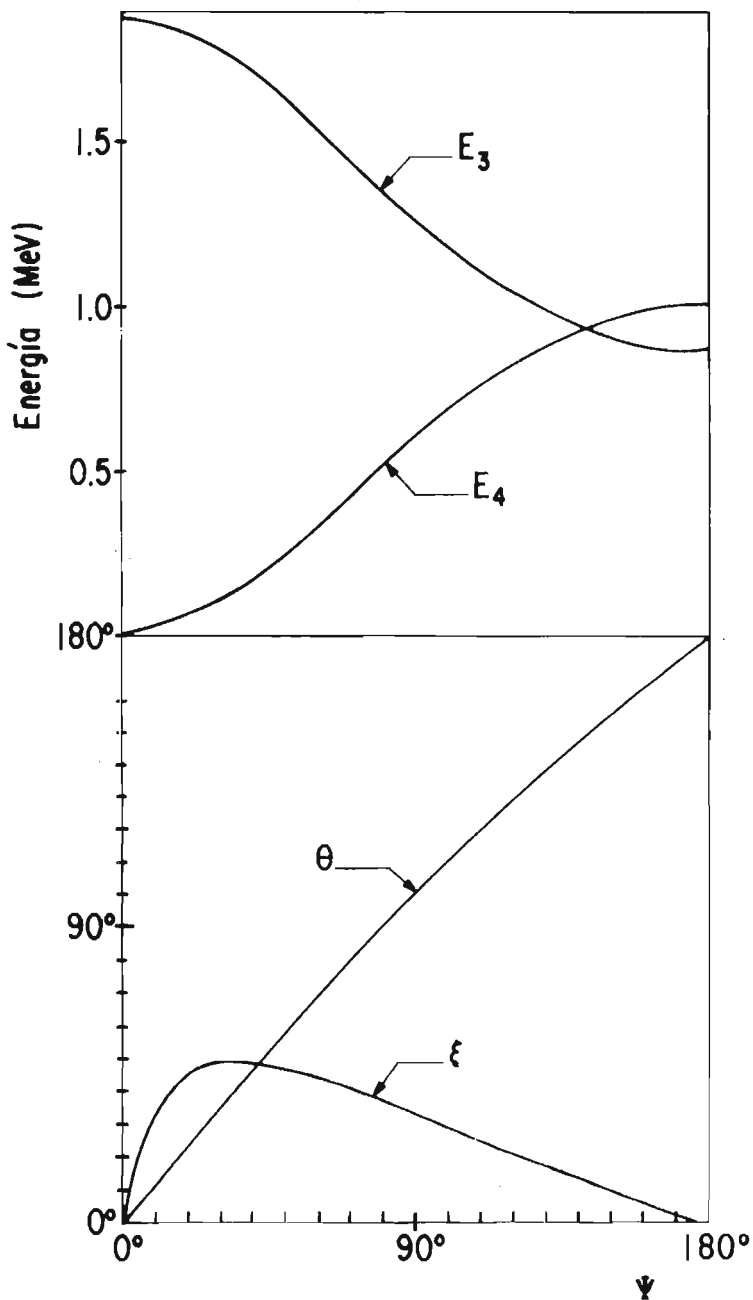


Fig. 10

Referencias de los Apéndices

- 1).- W. Tobocman, "Theory of Direct Nuclear Reactions", Oxford University Press, 1961.
- 2).- H. A. Enge y A. Graue, Numerical Calculations of Non-Coulomb Stripping Cross Sections, Universitet i Bergen, Arbok (1955) A. S. John Griegs Boktrykkery.
- 3).- M. E. Ortíz, Tesis Profesional, Facultad de Ciencias, U.N.A.M., 1961.
- 4).- L. S. Rodberg, A Description of the I.B.M. 704 Deuteron Stripping Distorted-Wave Calculation (no publicado).
- 5).- W. R. Gibbs, Tesis Doctoral, Universidad de Rice, 1961.
- 6).- E. H. Auerbach, ABACUS - 2 (Revised Version), Brookhaven National Laboratory, BNL 6562 (1962).
- 7).- F. G. Perey, Phys. Rev. 131 (1963) 745.
- 8).- G. Murillo, Tesis Profesional, Facultad de Ciencias, U.N.A.M., (en preparación).
- 9).- J. B. Marion, 1960 Nuclear Data Tables, Part 3, National Academy of Sciences - National Research Council, 1960, p 161.

Agradecimientos

Se agradece al Instituto de Física de la U.N.A.M. la ayuda prestada para llevar a cabo este trabajo en sus laboratorios y a la Comisión Nacional de Energía Nuclear su apoyo. Merecen agradecimientos además: los Sres. Dr. M. Moshinsky, Dr. F. Alba y Fís. M. Mazari por la discusión sobre este problema, el Fís. José Calvillo por su colaboración; los Sres. Luis y Francisco Velázquez por la operación del equipo; las Sritas. Silvia Castillo, Georgina Moreno y Edda Osalde por la lectura de las placas nucleares; el Sr. José Manuel Ramos por los dibujos; las Sritas. Pilar Castellanos y Araceli Angeles por su mecanografía; y el Centro Electrónico de Cálculo de la U.N.A.M. y el Centro Nacional de Cálculo del I.P.N. por el uso de sus computadoras.