

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

J. Rickards\*

Instituto de Física, Universidad Nacional de México

(Recibido: 3 septiembre 1965)

RESUMEN

*Se ha enfocado la atención en el segundo estado excitado de  ${}^7\text{Li}$  a 4.63 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*

---

\*Asesor de la Comisión Nacional de Energía Nuclear.

cual parece estar limitado el momento angular total de este estado a valores  $\leq 5/2$ .

### ABSTRACT

*Attention has been directed toward the second excited state of  ${}^7\text{Li}$  at 4.63 MeV excitation, whose spin and parity have not yet been determined experimentally. The expected similarity between mirror nuclei, on one hand, and on the other calculations based on the shell model, the cluster model, and the collective model, suggest the assignment  $7/2^-$ . In order to obtain more information, the angular distributions of  ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}(0), (1)$  and  $(2)$  have been carried out at an incident energy of 1.5 MeV. For level  $(2)$ , with a low  $Q$  value and low  $E_d$ , Wilkinson's argument pertaining to the use of Butler curves for stripping reactions is expected to be valid. An anisotropy that seems to indicate  $l_n = 1$  was observed, suggesting that the spin of the level be  $\leq 5/2$ .*

### INTRODUCCION

Los núcleos espejo  ${}^7_3\text{Li}$  y  ${}^7_4\text{Be}$  han sido estudiados por diversos métodos<sup>1</sup> 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 hace 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

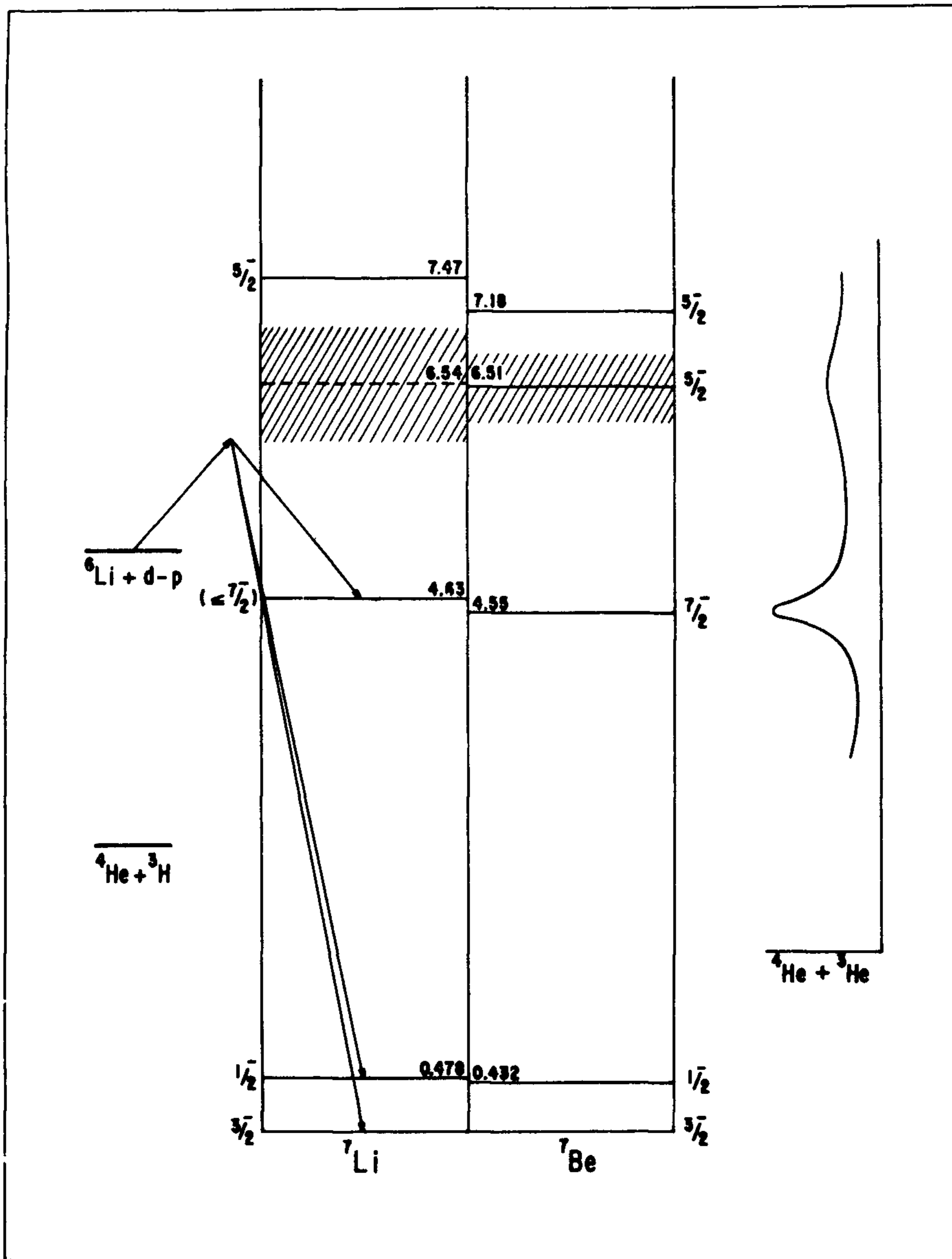


Fig. 1.- Niveles de los núcleos espejo  ${}^7\text{Li}$  y  ${}^7\text{Be}$

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, 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 fase<sup>2</sup>. Después hay dos niveles  $5/2^-$  a 6.5 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 Inglis<sup>3</sup>, que obtuvo para los núcleos con  $A = 7$  el siguiente orden de los niveles más bajos:  ${}^2P_{3/2}$ ,  ${}^2P_{1/2}$ ,  ${}^2F_{7/2}$ ,  ${}^2F_{5/2}$ ,  ${}^4P_{5/2}$ . El cálculo fue 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  ${}^2P_{3/2}$ ,  ${}^2P_{1/2}$ . Esta misma interpolación indicó que el nivel  ${}^2F_{7/2}$  debía caer en la vecindad del estado (2), sugiriéndose esta asignación. El otro miembro del doblete  ${}^2F_{7/2}$ ,  ${}^2F_{5/2}$  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. Kurath<sup>4</sup> 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  $^4P_{5/2}$  por lo que faltaría encontrar el  $^2F_{5/2}$  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  $^7\text{Li}$ , encontrándose<sup>6</sup> que el doblete  $^2F_{7/2}$ ,  $^2F_{5/2}$  debe ser el nivel (2) y otro nivel a 5.6 MeV, en ese orden. Todavía otra clase de cálculos basados en un modelo colectivo<sup>7</sup>, 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, Haig<sup>8</sup> calculó los niveles de  $^7\text{Li}$ , encontrándose que el nivel  $^2F_{7/2}$  debería estar a una energía menor (alrededor de 3.8 MeV), el estado  $^4P_{5/2}$  cerca de 4.7 MeV y el  $^2F_{5/2}$  por 6 MeV. Interpretó a un nivel observado a 4.454 MeV de excitación<sup>9</sup> como el  $^2F_{7/2}$ , el de 4.6 MeV como  $^4P_{5/2}$  y un nivel a los 5.5 MeV<sup>10</sup> como el  $^2F_{5/2}$ . Dice estar esto de acuerdo con el experimento de Conzett<sup>11</sup>, de dispersión inelástica de protones por  $^7\text{Li}$ , 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  $^6\text{Li}(d,p)^7\text{Li}$ , 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<sup>12</sup>, que estudiaron distribuciones angulares a varias energías por debajo de 1.5 MeV, y el de Holt y Marsham<sup>13</sup> a  $E_d = 8$  MeV, en cuyos trabajos las distribuciones angulares identificaron a las reacciones como sucediendo mediante el mecanismo de despojo con momento an-

gular de captura de neutrón  $l_n = 1$ . 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<sup>14</sup>, corroborando el valor  $1/2^-$  para este estado, y se han hecho medidas de polarización de los protones a ambos estados<sup>15</sup>. Estos niveles son bastante sobresalientes dada su sección relativamente grande, y en el presente experimento, así como en la mayor parte de los demás experimentos sobre la reacción  ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$  aparecen predominantemente.

La distribución angular  ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$  (2) se ha medido independientemente por Haffner<sup>16</sup> y por Hamburger y Cameron<sup>17</sup>, 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  $< 7/2$ . 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 MeV<sup>18</sup> 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. Wilkinson<sup>19</sup> 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 interaccionar 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 interactuar 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 Butler<sup>20</sup>. 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<sup>21, 22</sup> 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 MeV<sup>23</sup> 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 espectro<sup>24</sup> (llamado espectrógrafo I) construido en el mismo laboratorio. La normalización y obtención de secciones diferenciales se hizo mediante el método de doble espectrógrafo<sup>25</sup> (usando el espectrógrafo II, fijo a 90°) también desarrollado en este laboratorio.

Se usó como blanco  ${}^6\text{Li}$  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 magnético, 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 hecha en idénticas condiciones pero sin  ${}^6\text{Li}$ , no apareció. El nivel (2) muestra una semianchura de  $80 \pm 15$  keV, valor que concuerda con una determinación anterior<sup>26</sup>.

A ángulos mayores de  $90^\circ$  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



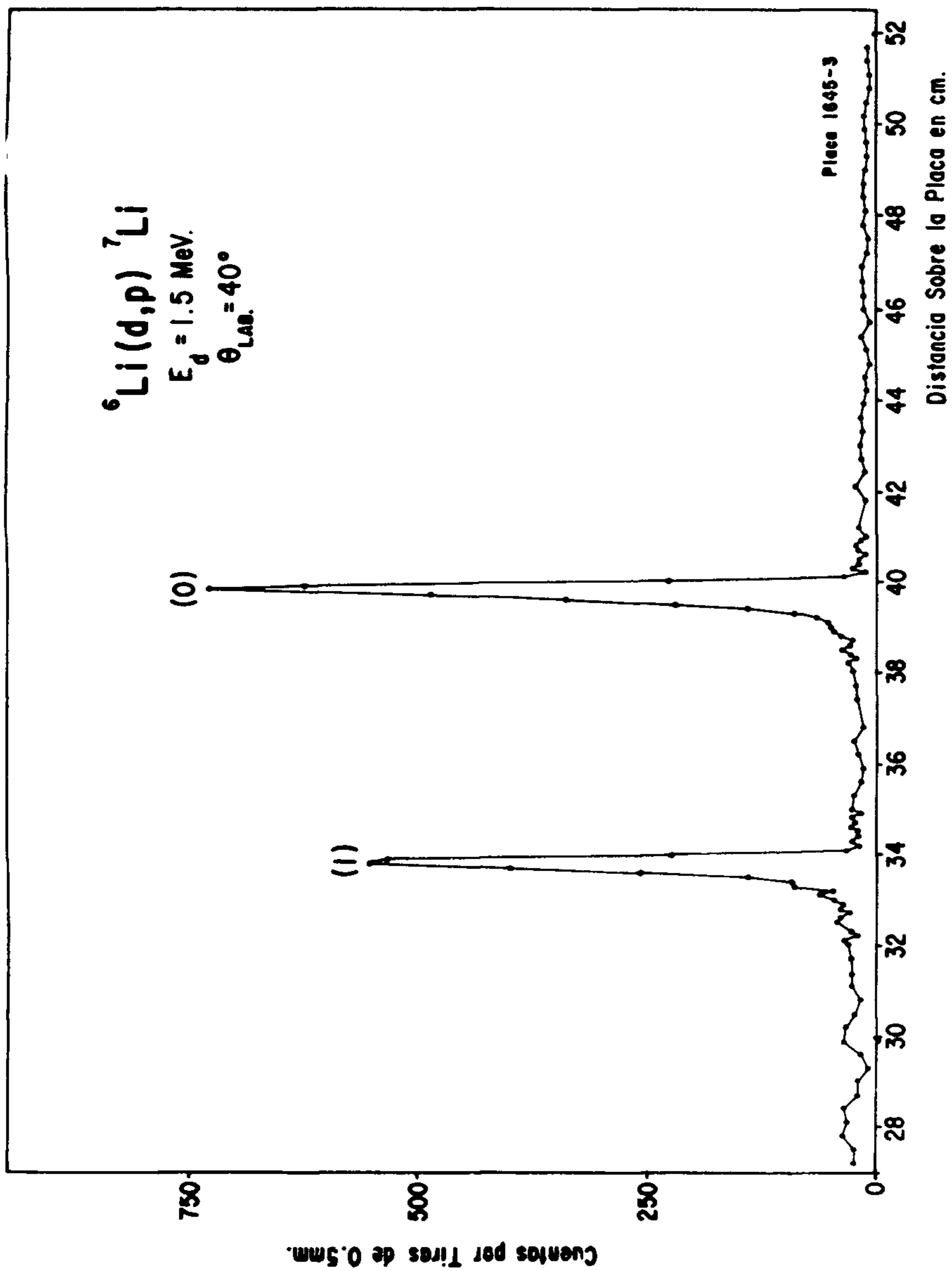


Fig. 2.- Espectro típico de los niveles (0) y (1) en  ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$

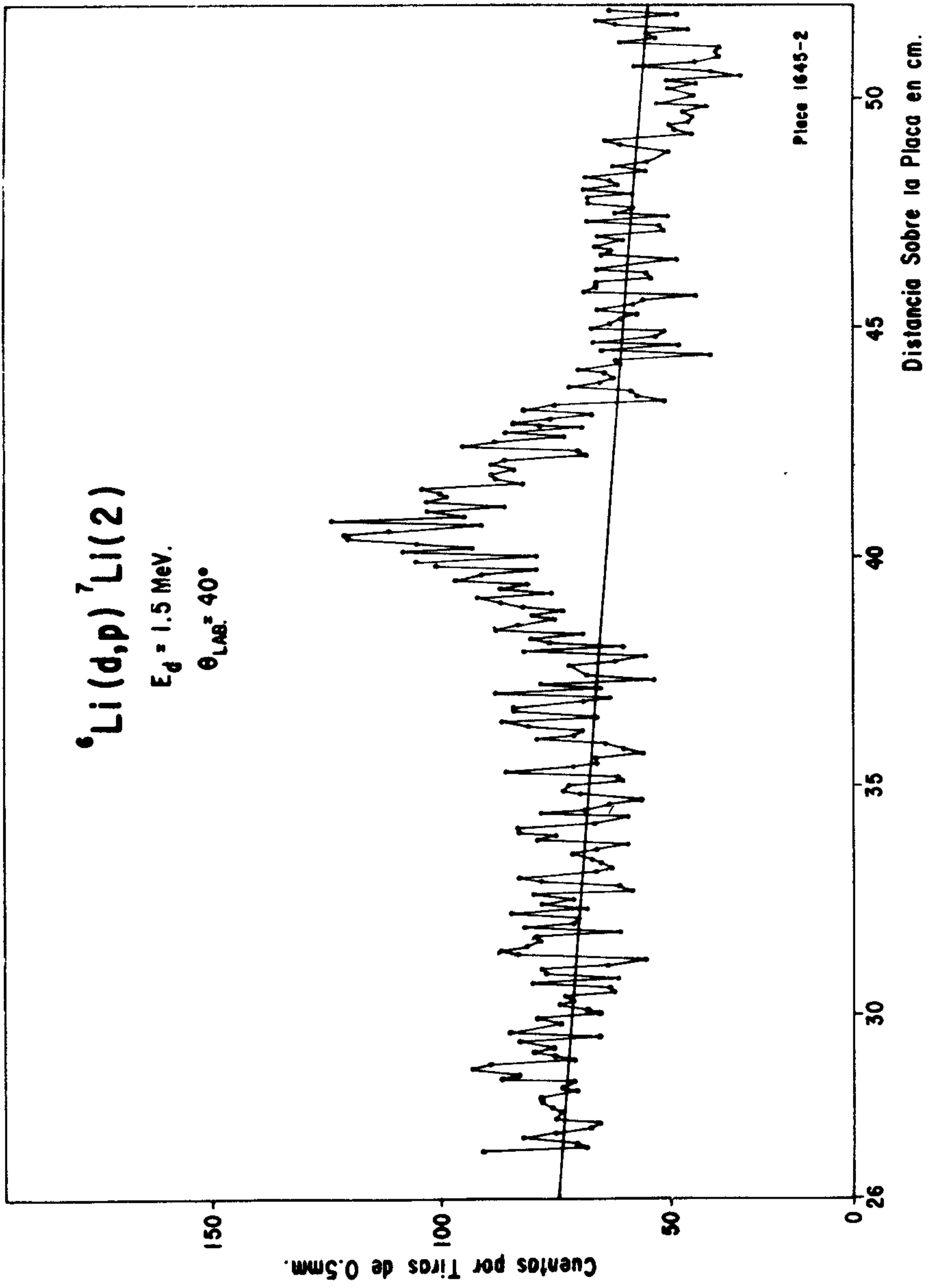


Fig. 3.- Espectro típico del nivel (2) en  ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$  mostrando el fondo

$^{13}\text{C}(d,p)^{14}\text{C}$  de  $Q = -0.144$  MeV en el Formvar. Una exposición con Formvar solo permitió corroborar ésto 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.

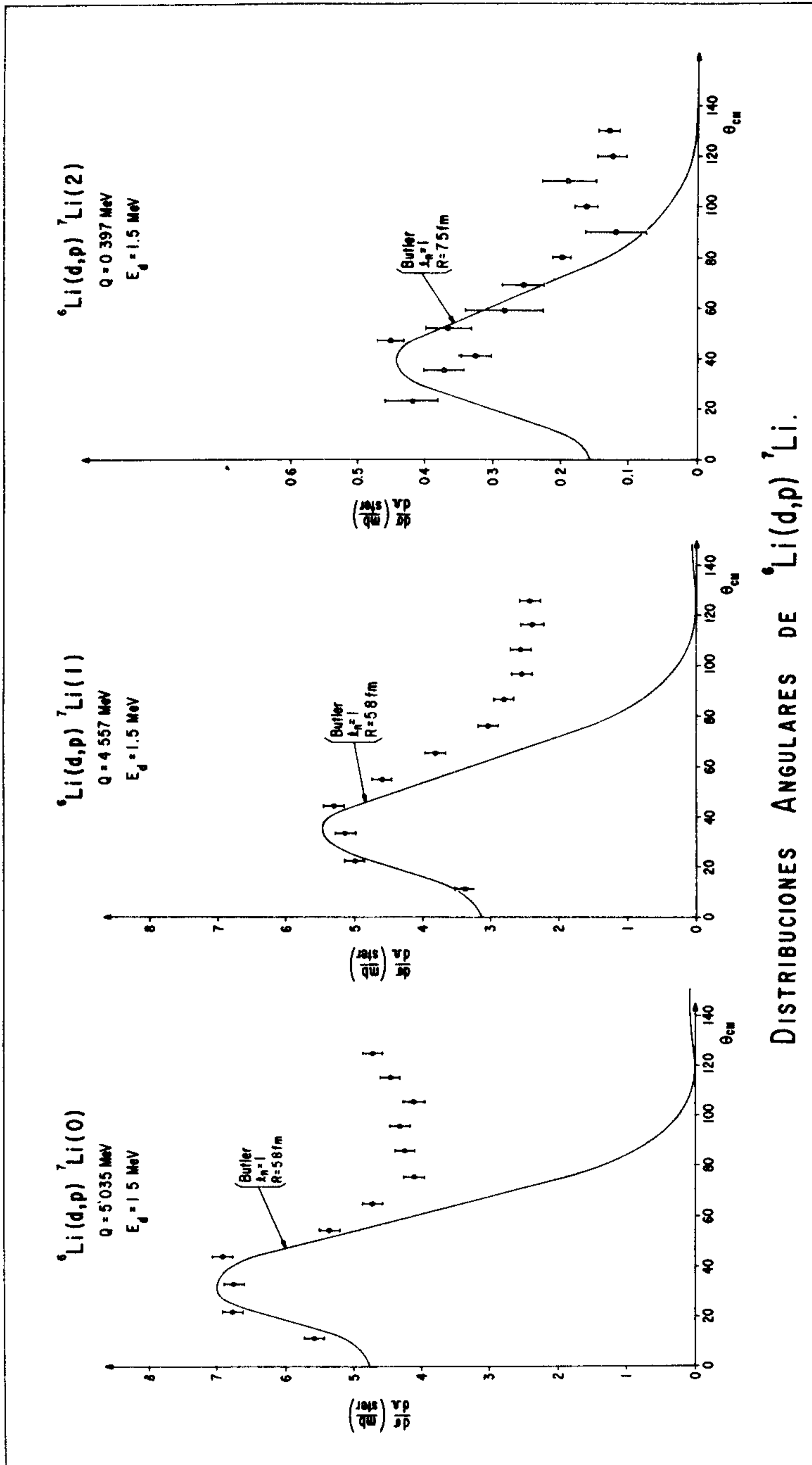
La escala vertical en milibarns/steradián fué obtenida también mediante el uso simultáneo de los dos espectrógrafos, de la manera siguiente. A cada ángulo de exposición, una zona del espectrógrafo I se destinó a deuterones dispersados elásticamente por el  $^6\text{Li}$ . En dos ángulos ( $50^\circ$  y  $70^\circ$ ) 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  $50^\circ$  en el espectrógrafo I. Simultáneamente se tiene en el espectrógrafo II el nivel (0) a  $90^\circ$  en el laboratorio.

Entonces se tienen las siguientes ecuaciones simultáneas:

$$\frac{dI_e(50^\circ)}{d\Omega} = I_0 n d \quad \frac{d\sigma_e(50^\circ)}{d\Omega} \quad 1a$$

$$\frac{dI_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega} = I_0 n d \quad \frac{d\sigma_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega} \quad 1b$$

en donde  $I_0$  es la intensidad del haz,  $n$  el número de núcleos por unidad de volumen



DISTRIBUCIONES ANGULARES DE  ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ .

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



en el blanco,  $d$  el espesor del blanco,  $\frac{dI_e(50^\circ)}{d\Omega}$  <sub>I</sub> es el número de cuentas de elásticos en I,  $\frac{dI_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega}$  <sub>II</sub> 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  $90^\circ$  en el laboratorio. Esta última se puede obtener de las ecuaciones 1a y 1b en términos de cantidades conocidas :

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

Ahora supongamos que se trata de conocer la sección diferencial, v. gr. de la reacción (1) a  $40^\circ$  en I. Para ello se efectúa un nuevo bombardeo obteniéndose las ecuaciones :

$$\frac{dI_{(1)}(40^\circ)}{d\Omega} \quad \text{I} = I_0' n' d' \frac{d\sigma_{(1)}(40^\circ)}{d\Omega} \quad 3a$$

$$\frac{dI'_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega} \quad \text{II} = I_0' n' d' \frac{d\sigma_{(0)}(90^\circ)}{d\Omega} \quad 3b$$

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 :

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

y con la ecuación 2 :

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

El procedimiento se hizo para los dos ángulos de elásticos (50° y 70°, sistema de laboratorio) obteniéndose secciones que diferían entre sí 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 Bonner<sup>12</sup> 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  $90^\circ$ , 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 Bonner<sup>12</sup>. 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  $40^\circ$  en cada caso se ha atribuido por estos autores 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 Graue<sup>20</sup> 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  $20^\circ$ , 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 Haffner<sup>16</sup> que ya se mencionó, encontrándose el máximo a los  $70^\circ$ , 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 par y opuestas si es impar. 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  $\leq 5/2$ . 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  $50^\circ$ , 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  ${}^3\text{He}(t, t){}^4\text{He}$ , 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 las curvas de Butler. El método de Enge y Graue<sup>20</sup> permite calcular la cantidad  $\frac{\sigma}{(2J+1)\gamma}$ , donde  $\sigma$  es la sección diferencial en mb/sterad,  $J$  es el momento angular total del nivel residual, y  $a$  es la anchura reducida en MeV. Se suprime el índice de la  $\gamma$  si se considera que un solo valor del momento angular  $l_n$  explica la distribución.

Se acostumbra tomar para  $\sigma$  el valor experimental en el máximo 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 Staub<sup>18</sup>; Reynolds y Standing<sup>27</sup> calcularon las anchuras de los datos de Holt y Marsham<sup>13</sup> a 6 MeV por una parte, y por otra de los datos de Levine, Bender y McGruer<sup>28</sup> a 14.4 MeV.

TABLA I

	$E_d$ (MeV)	$\frac{\gamma(0)}{\gamma(1)}$
Presente trabajo	1.5	0.68
Meyer, Pfeifer y Staub <sup>18</sup>	3.8	0.56
"	5.2	0.69
Reynolds y Standing <sup>27</sup> (datos de Holt y Marsham <sup>13</sup> )	8	0.66
" (datos de Levine, Bender y McGruer <sup>28</sup> )	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 y al supuesto valor  $J = 5/2$ .

#### AGRADECIMIENTOS

Se agradece a los Sres. Dr. M. Moshinsky, Dr. F. Alba y Fís. M. Mazari por su discusión del problema y sugerencias, al Fís. J. Calvillo por su cooperación en algunos cálculos, a los Sres. Luis y Francisco Velázquez por la eficiente operación del equipo, y a las Sritas. Sylvia Castillo, Georgina Moreno y Edda Osalde por la lectura de las placas nucleares.

## 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. Haigh, *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.* **66A**, (1953) 1032.
14. A.J. Salmon y E.K. Inall, *Proc.Phys.Soc.* **66A**, (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. Ortiz 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.