

M.ª CARMEN ALTÉS

DIFUSIÓN ELÁSTICA DE DEUTERONES DE 19,5 MeV  
POR CLOROFORMO

*Este trabajo ha sido realizado en el Centro de Física Fotocorpuscular de la Facultad de Ciencias de Valencia, bajo la dirección del Dr. D. Joaquín Catalá de Alemany, a quien ante todo quiero expresar mi gratitud y reconocimiento por el interés, asesoramiento científico y ayuda de toda índole que me ha prestado en la realización del presente trabajo.*

*Igualmente agradezco al Dr. W. H. Gibson por la amable cesión de las placas y a mi querido compañero Dr. J. Aguilar Peris, investigador de este Centro, su ayuda y amables consejos durante el desarrollo de la investigación.*

*Conste también mi reconocimiento a la J. E. N., Instituto de Óptica «Daza de Valdés» y Facultad de Ciencias de Valencia, por la ayuda material y moral que han prestado.*

## 1. INTRODUCCIÓN

Durante los últimos años se han llevado a cabo numerosas experiencias encaminadas al estudio de la interacción de protones, deuterones y partículas  $\alpha$  acelerados mediante ciclotrones, con diversos elementos, utilizando la técnica de la emulsión fotográfica para la detección de las partículas difundidas elástica o inelásticamente o los productos de desintegración (1) (2) (3).

Estas experiencias han demostrado que la técnica fotográfica constituye un método plenamente logrado para el estudio de procesos nucleares, especialmente para establecer la existencia de niveles energéticos nucleares, cálculo de secciones eficaces elementales, distribuciones angulares, determinación de espines y paridades de los núcleos residuales, etc., datos de gran interés teórico que permiten obtener abundante información acerca de los núcleos que interactúan en las reacciones estudiadas.

El Centro de Física Fotocorpuscular de la Facultad de Ciencias de Valencia ha venido realizando una serie de investigaciones encaminadas al estudio de la interacción de deuterones de diferente energía sobre diferentes blancos gaseosos y sólidos (4) (5) (6) (7). Por medio de la técnica fotográfica se han estudiado las difusiones elásticas e inelásticas de estas partículas sobre el carbono, hidrógeno y litio, así como las reacciones  $(d,p)$   $(d,n)$ ,  $(d,\alpha)$ , originadas en estas interacciones.

El Dr. W. M. Gibson, de la Universidad de Belfast (\*), nos propuso una nueva investigación, consistente en el estudio de los productos de reacción originados en la interacción de deuterones de 19 MeV sobre un blanco de cloroformo.

En el plan de investigaciones realizadas en colaboración con los Departamentos de Física de la Universidad de Liverpool y Birmingham, para el estudio de difusiones elásticas de deuterones de 19 MeV sobre elementos semiligeros, uno de los elementos todavía no investigado era el cloro, cuyo estudio sería de interés con objeto de comparar la difusión elástica d-cloro con la estu-

## 2. MÉTODO EXPERIMENTAL

La cámara de reacción utilizada en esta experiencia, diseñada inicialmente por Burrows, Powell y Rotblat (8), es la misma, con pequeñas modificaciones, que se ha empleado en experiencias anteriores, realizadas en Birmingham y Liverpool, dentro del ciclo de estudios nucleares de partículas de distintas energías sobre una serie de elementos del sistema periódico, al cual pertenece el presente trabajo.

Dicha cámara ha sido detalladamente descrita en otros trabajos realizados en nuestro Centro (4) (5), pertenecientes también al mismo ciclo de estudios. El dispositivo está diseñado para bombardear blancos en estado gaseoso mediante partículas aceleradas, y permite determinar la sección eficaz y la energía de los productos de reacción en cualquier ángulo respecto del haz primario, en un intervalo de  $10^\circ$  a  $165^\circ$ .

En ella fue introducido el cloroformo gaseoso a una presión de 2,16 cm de Hg y  $20^\circ\text{C}$  de temperatura; siendo sometido al bombardeo de un haz de deuterones de 19,5 MeV de energía, que penetraba en la cámara perfectamente colimado mediante un sistema de «stops» (9), después de haber sido acelerados en el ciclotrón de 60 pulgadas de la Universidad de Birmingham. En el contador integral (10), situado al final de la cámara, se registró una carga total del haz de deuterones de 5,26 microcoulombs.

Los deuterones difundidos elástica o inelásticamente por los componentes del gas, así como los posibles productos de reacción, escapaban por la estrecha ventana de la cámara, incidiendo con un ángulo casi rasante sobre un lote de 21 placas nucleares Ilford C2, situadas en un plano horizontal, a una distancia vertical del haz de 1,99 cm. Las placas eran de  $200\ \mu$  de espesor, a excepción de tres de ellas, que eran de  $400\ \mu$ .

Las placas, una vez reveladas siguiendo el método ya generalizado de Dilworth, Occhialini y Payne (11), posteriormente desarrollado y perfeccionado por el grupo de Física Nuclear de la Universidad de Bruselas (12), fueron

M.<sup>a</sup> CARMEN ALTÉS

examinadas por dos observadores utilizando microscopios Cooke Troughton and Simms, dotados de objetivos de inmersión 80 x y oculares 10 x, con un aumento total aproximado de 1.200. En cada una de las placas, convenientemente orientadas en el microscopio mediante un mapa auxiliar, se analizó un área determinada mediante barridos horizontales y paralelos a la dirección de entrada de las partículas, midiendo todas las trazas originadas en dicha área, que, comenzando en la superficie y formando un ángulo menor de 3° con la dirección incidente, estaban completamente contenidas dentro de la emulsión. En total se analizaron 27 zonas, correspondientes a ángulos comprendidos entre 12°30' y 100°, con un número total aproximado de 21.000 trazas.

### 3. SISTEMÁTICA GENERAL: MEDIDA Y SELECCIÓN DE LAS TRAZAS

Al incidir el haz de deuterones sobre el cloroformo teniendo en cuenta que el cloro natural es una mezcla isotópica de 74,40 % de  $\text{Cl}^{35}$  y 24,6 % de  $\text{Cl}^{37}$  pueden tener lugar los siguientes choques elásticos:  $\text{Cl}^{35}(\text{d},\text{d}')\text{Cl}^{35}$ ,  $\text{Cl}^{37}(\text{d},\text{d}')\text{Cl}^{37}$ ,  $\text{C}^{12}(\text{d},\text{d}')\text{C}^{12}$ ,  $\text{H}(\text{d},\text{d}')\text{H}$ , y los inelásticos  $\text{Cl}^{35}(\text{d},\text{d}')\text{Cl}^{35*}$ ,  $\text{Cl}^{37}(\text{d},\text{d}')\text{Cl}^{37*}$ ,  $\text{C}^{12}(\text{d},\text{d}')\text{C}^{12*}$ , donde los asteriscos indican núcleos excitados a consecuencia del choque.

Además, pueden presentarse trazas debidas a los protones de retroceso a que de lugar la difusión  $\text{H}(\text{d},\text{d}')\text{H}$ .

Las reacciones nucleares que pueden ocurrir son las que siguen:  $\text{Cl}^{35}(\text{d},\alpha)\text{S}^{33}$ ,  $\text{Cl}^{37}(\text{d},\alpha)\text{S}^{35}$ ,  $\text{Cl}^{35}(\text{d},\text{p})\text{Cl}^{36}$ ,  $\text{Cl}^{37}(\text{d},\text{p})\text{Cl}^{38}$ ,  $\text{C}^{12}(\text{d},\alpha)\text{B}^{10}$ ,  $\text{C}^{12}(\text{d},\text{p})\text{C}^{13}$ .

Sin embargo, debido a las condiciones de la experiencia, al hacer el examen de las placas al microscopio, sólo hemos comprobado la existencia de choques elásticos, por lo que no nos es posible hablar de niveles excitados en los elementos que componen el cloroformo. Únicamente hemos conseguido realizar el estudio que la reacción eficaz del choque elástico que deja al núcleo en su estado fundamental.

Las placas de 400  $\mu$  se proyectaron con objeto de poder medir las trazas debidas a protones procedentes de posibles reacciones (d,p) con  $\text{Cl}^{35}$  y  $\text{Cl}^{37}$ , que por su mayor energía y por tanto mayor alcance necesitan de un mayor espesor para no escapar de la emulsión. Sin embargo, el examen al microscopio de dichas placas comprobó la ineficacia de este espesor, ya que debido al mal estado en que se encontraban, su espesor efectivo quedaba reducido alrededor de las 100  $\mu$ , aparte de que aún no era suficiente dicho espesor, pues las pocas trazas que con dificultad se pudieron seguir, continuaban escapándose por el fondo.

Por aplicación de los principios de conservación de la energía y de la cantidad de movimiento, hemos calculado la energía en MeV con que las par-

tículas incidían en las placas para cada ángulo de observación. En la figura 1 presentamos el resultado de estos cálculos, apreciándose la imposibilidad de separar las trazas pertenecientes a los dos isótopos del cloro, así como su coincidencia con las correspondientes al carbono para ángulos inferiores a 25°. Igualmente se observa que los deuterones procedentes de la reacción  $H(d_p^d)$  sólo aparecen en ángulos inferiores a 30° y para los protones de retroceso marca un límite superior de observación alrededor de los 90°. Posteriormente, al construir los histogramas (número de trazas medidas para cada ángulo de observación, en función del alcance) comprobamos la exactitud de lo anteriormente expuesto (figs. 2 y 3).

Para cada una de las trazas pertenecientes a los deuterones difundidos por los núcleos de los elementos componentes del blanco se determinó el alcance en micras correspondiente, teniendo en cuenta que antes de incidir en las placas habían recorrido  $\gamma$  centímetros en el gas  $CHCl_3$  contenido en la cámara y además penetraban en la emulsión inclinadas un cierto ángulo  $\beta$ ; es decir, necesitamos de dos correcciones, de enfrenamiento y de profundidad o DIP. De acuerdo con el método explicado en un trabajo anterior (4) el alcance real del deuterón difundido vendrá dado por la expresión:  $R = l \sec \beta + Kr$ , donde  $l$  es la longitud medida o proyección de la traza sobre la superficie de la placa y  $K$  el número de micras de la emulsión equivalentes al recorrido de 1 cm de las partículas en cloroformo antes de su incidencia en las placas.

El coeficiente  $K$  lo hallamos teniendo en cuenta que el poder frenante medio de la emulsión con respecto al aire (para deuterones) es de 1.800 (13) y que el poder frenante por átomo es proporcional a la presión y a la raíz cuadrada de su peso atómico (14); como sabemos que el poder frenante es la pérdida de energía por unidad de recorrido,  $K$  será, por tanto, la razón entre la pérdida de energía por unidad de recorrido en el gas y en la emulsión. Este cálculo es suficiente para nuestra experiencia, ya que al ser la presión utilizada de 2,16 cm de Hg es completamente innecesario emplear la fórmula de Webb (15) que tiene en cuenta la variación del poder frenante con la energía.

Además, para evitar en lo posible el error introducido por la longitud finita de la zona observada, ésta se dividía en cuatro subzonas, para cada una de las cuales se determinaba el factor de corrección correspondiente.

Efectuadas las medidas de corrección consiguientes representamos el número de trazas en función del alcance real para cada ángulo de observación en C. L. Tenemos así una serie de histogramas en los que el número de trazas viene representado en ordenadas con su correspondiente error *standard*  $\sqrt{N}$ ,

DIFUSIÓN ELÁSTICA DE DEUTERONES DE 19,5 MeV POR CLOROFORMO

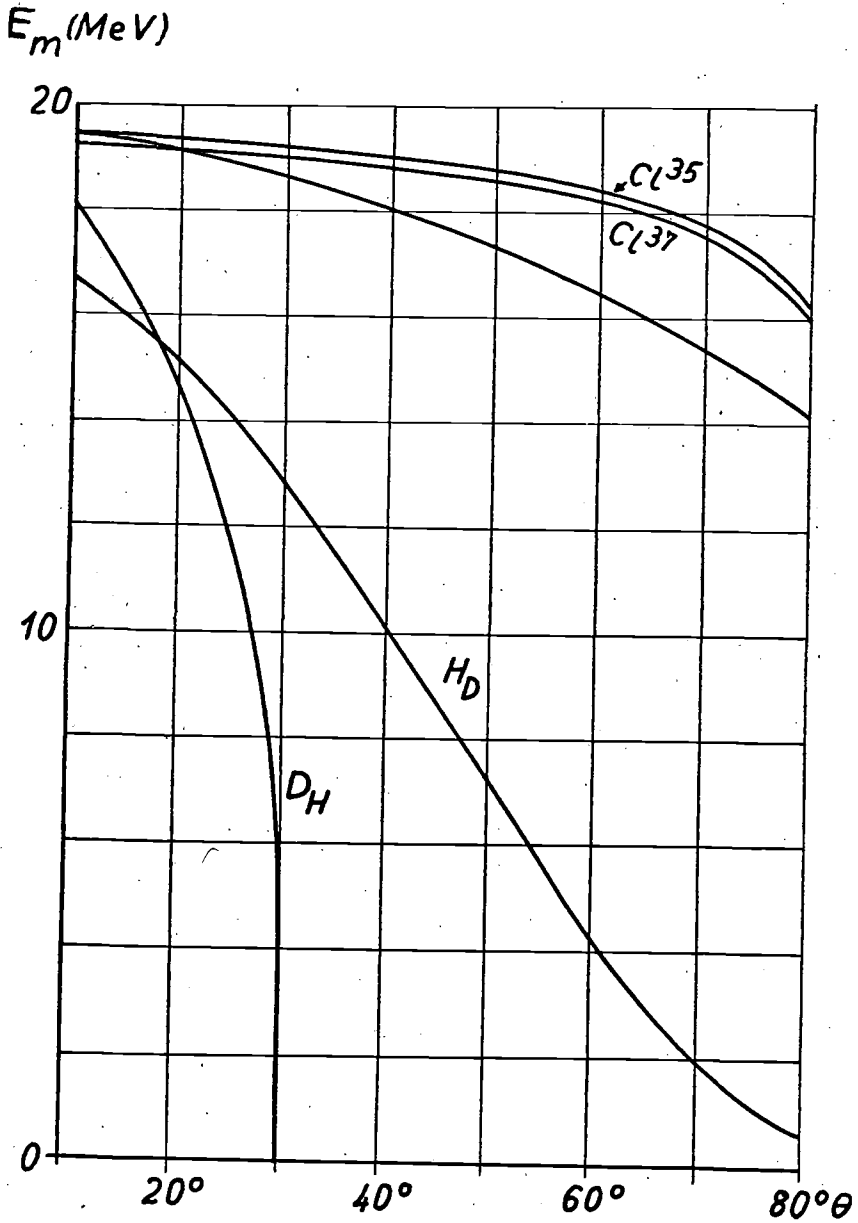


FIG. 1.—Energía de los deuterones difundidos por el cloroformo en función del ángulo de observación.



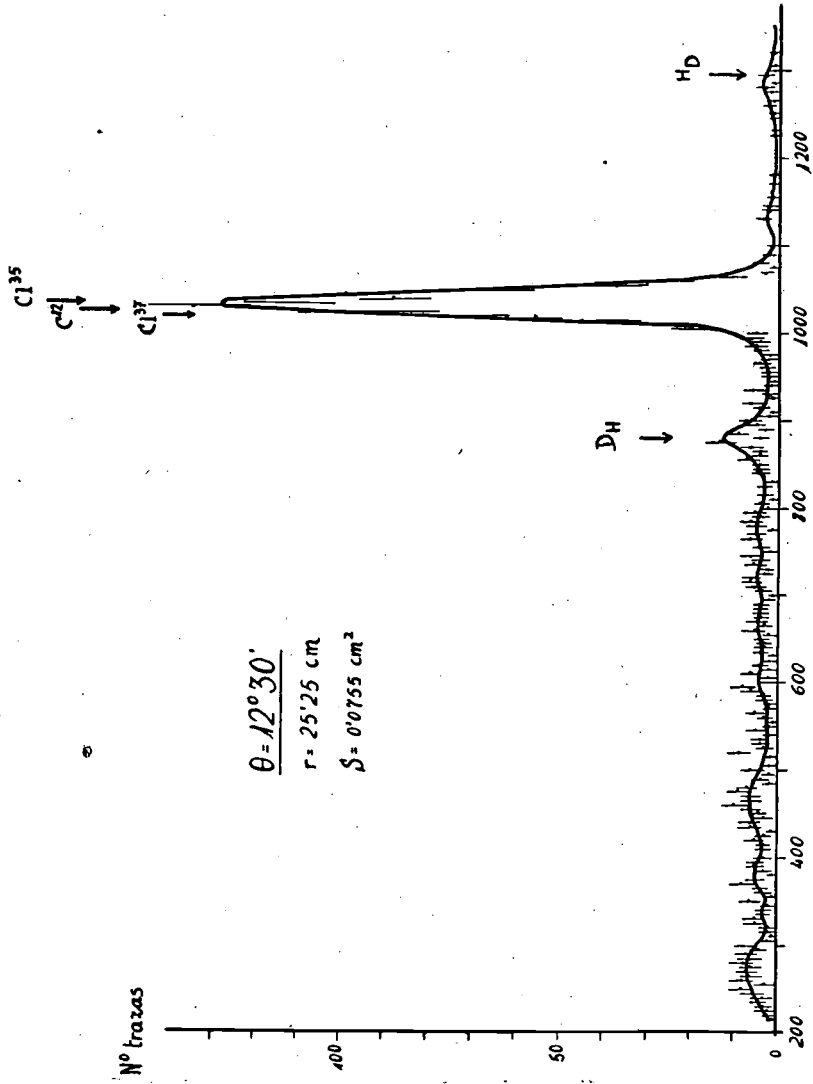


FIG. 2. — Histograma de  $12^{\circ} 30'$

siendo  $N$  el número de las mismas de igual alcance; con el fin de disminuir la fluctuación estadística de las medidas hemos agrupado las trazas de cinco en cinco micras.

Como puede observarse en dos de estos histogramas (figs 2 y 3), aparecen una serie de máximos monoenergéticos que fueron localizados con ayuda de

DIFUSIÓN ELÁSTICA DE DEUTERONES DE 19,5 MeV POR CLOROFORMO

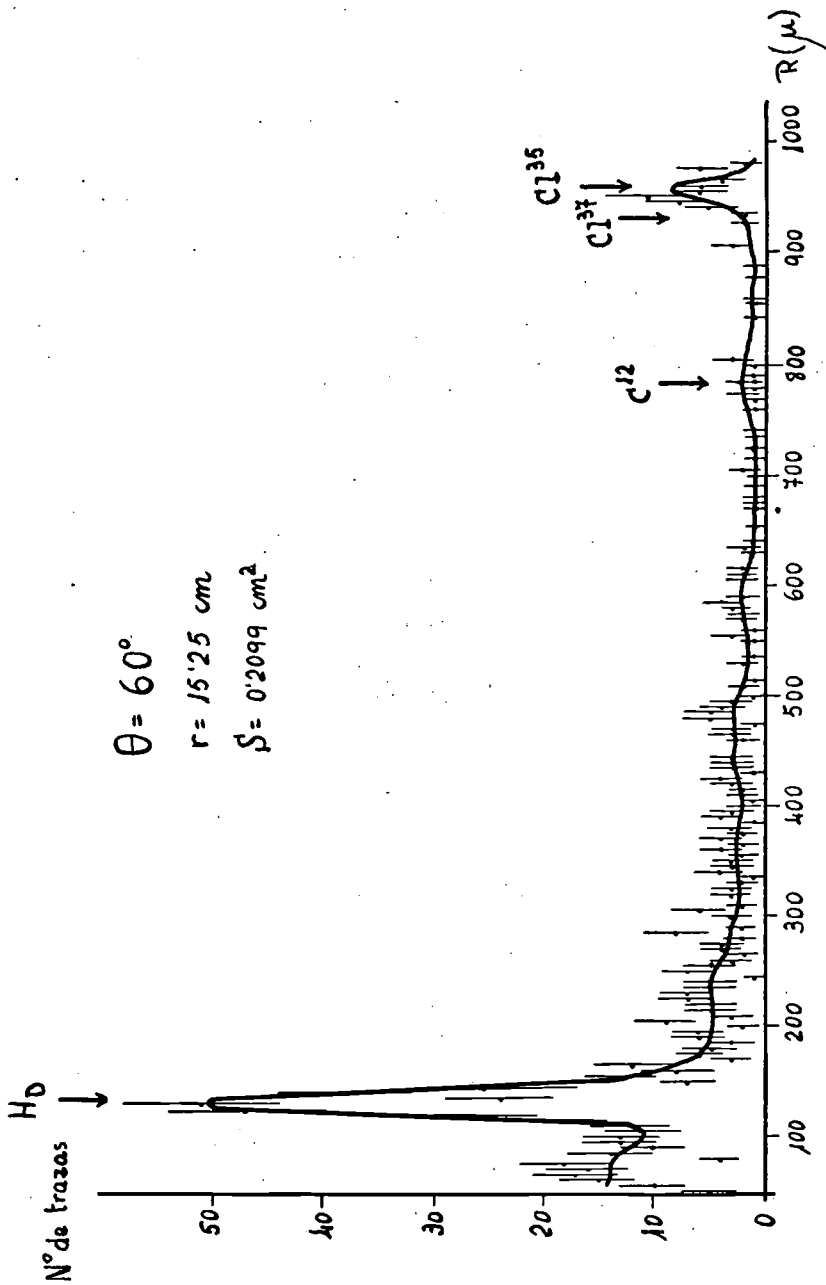


FIG. 3. — Histograma de  $60^\circ$

la figura 1 y las curvas alcance-energía. Obtuvimos solamente un máximo correspondiente al estado fundamental del  $\text{Cl}^{35}$  y  $\text{Cl}^{37}$  y otros dos que corresponden a los productos de la difusión  $\text{H}(\text{d}_p^{\text{d}'})$ . En ángulos superiores aparece, junto al máximo perteneciente al cloro, otro muy poco marcado correspondiente al estado fundamental del  $\text{C}^{12}$ .

Al empezar a construir los histogramas encontramos un fondo continuo de trazas que disminuía de una manera exponencial, hasta un límite variable, según el ángulo de observación, a partir del cual se hacía aproximadamente constante. Este fondo se atribuye a la existencia de numerosas trazas de corto alcance producidas por deuterones, protones y partículas  $\alpha$ , procedentes de posibles reacciones  $(\text{d},\text{p})$ ,  $(\text{d},\text{d}')$  y  $(\text{d},\alpha)$  sobre los distintos elementos del blanco, correspondientes a distintos estados excitados de los núcleos residuales, que por estar muy próximos unos a otros no pueden dar lugar a grupos homogéneos, discriminables por la técnica fotográfica. Por todo ello suprimimos sistemáticamente de nuestros histogramas las trazas de alcance inferior a los deuterones difundidos por protones hasta los  $30^\circ$  y a los protones de retroceso para ángulos superiores.

En los ángulos inferiores a  $25^\circ$ , en que aparecen en el mismo máximo del  $\text{Cl}^{35}$  y  $\text{Cl}^{37}$  los deuterones difundidos por el  $\text{C}^{12}$ , tuvimos que restar el número de trazas de estos mismos del total y para ello empleamos los valores de la sección eficaz de la difusión  $\text{d}-\text{C}^{12}$  para deuterones de la misma energía, obtenida en una experiencia análoga (5).

#### 4. DETERMINACIÓN DE LA ENERGÍA DEL HAZ

La determinación exacta de la energía cinética del haz fue realizada a partir de los histogramas de alcances, correspondientes a los deuterones difundidos por los núcleos de hidrógeno del  $\text{CHCl}_3$ , grupo que aparecía muy bien definido en los ángulos estudiados inferiores a  $30^\circ$ . Para ello aplicamos a cada uno de dichos ángulos la fórmula:

$$E_d = \frac{9 E_m}{4 (\cos \theta \pm \sqrt{\cos^2 \theta - \frac{3}{4}})^2}$$

obtenida al aplicar las leyes de conservación de la energía y de la cantidad de movimiento al choque elástico deuterón-protón, en donde  $E_d$  representa la energía del haz en MeV y  $E_m$  la energía (MeV) que corresponde al grupo monoenergético de deuterones difundidos por protones, deducida de la relación alcance-energía para protones en emulsiones Ilford C2 (16) y teniendo en cuenta la conocida regla:  $E_d(R) = 2 E_p(R/2)$  es decir, la energía de un deuterón de alcance  $R$  es doble que la de un protón de mitad alcance (17).

El valor medio de estas medidas fue de  $19,44 \pm 0,32$  MeV, lo que supone un error inferior al 2 %.

## 5. SECCIONES EFICACES ELEMENTALES: DISTRIBUCIONES ANGULARES

El cálculo de las secciones eficaces elementales de la difusión deuterón-cloro, a partir de la geometría de la experiencia y del número de trazas, medida en una determinada superficie de las placas, se efectuó según el método descrito en un trabajo anterior (4). De acuerdo con el mismo, la fórmula que nos da la sección eficaz de dicha difusión será:

$$\sigma(\alpha) = 16,13 \cdot 10^{-6} \frac{r^2 (r - 0,5 \operatorname{cosec} \theta) A \cdot N}{S \left( s - \frac{t}{0,4} |\operatorname{ctg} \theta| \right)} \text{ milibarn/estrad.}$$

en donde:  $\alpha$  = ángulo de emisión en coordenadas C. M.

$\theta$  = ángulo de observación en coordenadas de laboratorio.

$r$  = distancia en cm del blanco al centro de la zona estudiada.

$t$  = espesor en cm de la ventana del tubo difusor, que en nuestra experiencia valía  $0,609 \pm 0,01$  mm para ángulos  $0^\circ < \theta \leq 90^\circ$  y  $0,437 \pm 0,10$  mm para  $\theta > 90^\circ$ .

$A$  = factor de transformación de coordenadas de laboratorio a coordenadas CM, dado por:

$$A = \operatorname{sen}^2 \theta \frac{\cos(\alpha - \theta)}{\operatorname{sen}^2 \alpha} \quad \text{y} \quad \operatorname{sen}(\alpha - \theta) = \frac{2}{35,5} \operatorname{sen} \theta$$

$N$  = número de trazas de deuterones difundidos elásticamente por el cloro, incluidas en el máximo correspondiente al ángulo  $\theta$ .

## DIFUSIÓN ELÁSTICA DE DEUTERONES DE 19,5 MeV POR CLOROFORMO

En la figura 4 hemos representado la distribución angular experimental de los deuterones difundidos por cloro natural en C. M. con los errores correspondientes al cómputo estadístico del número de trazas y la distribución teórica calculada de acuerdo con la fórmula de Rutherford (18) aplicada al choque elástico deuterón-cloro:

$$\sigma_{\text{R}}(\alpha) = \left( \frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{\text{R}} = 1,1047 \text{ sen}^{-4}(\alpha/2) \text{ milibarns/estrad.}$$

y en la figura 5, a efectos de comparación, representamos nuestra distribución angular experimental junto con los resultados obtenidos en un estudio análogo realizado en Bristol (19) con  $A^{40}$  espectroscópicamente puro y deuterones de  $19,05 \pm 0,02$  MeV de energía. Como puede observarse, ambas distribuciones son semejantes en lo que se refiere a la posición relativa de los máximos y mínimos, como era de esperar según la teoría nuclear del modelo óptico dada su situación vecina en el sistema periódico. Igualmente, ambas se mantienen en todo su espectro por debajo de la distribución teórica de Rutherford (fig. 4).

## 6. FACTOR DE TRANSMISIÓN. RADIO DE INTERACCIÓN. RADIO NUCLEAR

En la figura 6 viene representada la sección eficaz experimental de la difusión cloro-deuterón para cada uno de los ángulos estudiados, tomando como unidad los valores de la difusión teórica de Rutherford, es decir, el cociente:

$\frac{\sigma_E}{\sigma_R}$ , llamado factor de transmisión.

En ella puede observarse la presencia de tres máximos a  $22^\circ 30'$ ,  $38^\circ 40'$  y  $60^\circ$  en coordenadas baricéntricas. De la posición de estos máximos hemos deducido el radio de interacción deuterón-cloro aplicado la fórmula de la teoría de la difracción de la luz por un disco fuertemente absorbente, de acuerdo con el procedimiento referido por Igo, Wegner y Eisberg (20):

$$k R \Delta (\text{sen } a/2) = \pi/2 \quad (1)$$

donde  $\Delta (\text{sen } a/2)$  es la diferencia del  $\text{sen } a/2$  entre las posiciones angulares de dos máximos adyacentes;  $k$ , el número de ondas en CM del deuterón, que en nuestro caso vale  $1,292 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}$ , y  $R$  el radio de interacción del deuterón con el núcleo.

Sustituyendo en (1) el valor medio de  $\Delta (\text{sen } a/2)$ , obtenido con los máximos  $a$ ,  $b$  y  $c$ , encontramos para el radio de interacción efectivo del deuterón —Cl<sup>35,5</sup> (\*) el valor  $(8,20 \pm 1,2) \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ .

Siguiendo el mismo procedimiento, y a partir de los valores facilitados por el Prof. W. M. Gibson, obtuvimos para el radio de la interacción deuterón-argón un valor:  $(8,67 \pm 2,9) \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ . La representación gráfica del factor

---

\* Entendemos por radio de interacción efectivo deuterón —Cl<sup>35,5</sup> el valor medio de los radios de interacción del Cl<sup>35</sup> y Cl<sup>37</sup>, en la proporción en que aparecen sus isótopos en el cloro natural (ver pág. 4).

DIFUSIÓN ELÁSTICA DE DEUTERONES DE 19,5 MeV POR CLOROFORMO

de transmisión en función del ángulo  $\alpha$  es en todo semejante a la nuestra en cuanto al número de máximos y mínimos y la posición relativa de los mismos, como era de esperar dada la gran semejanza entre ambas distribuciones angulares (fig. 5).

A partir del radio de interacción del  $d\text{-Cl}^{35,5}$  y el  $d\text{-A}^{40}$  podemos obtener el radio efectivo nuclear de ambas difusiones mediante las expresiones:

$$R_{\text{Cl}^{35,5}} = R_1 - R_d \quad \text{y} \quad R_{\text{A}^{40}} = R_1 - R_d$$

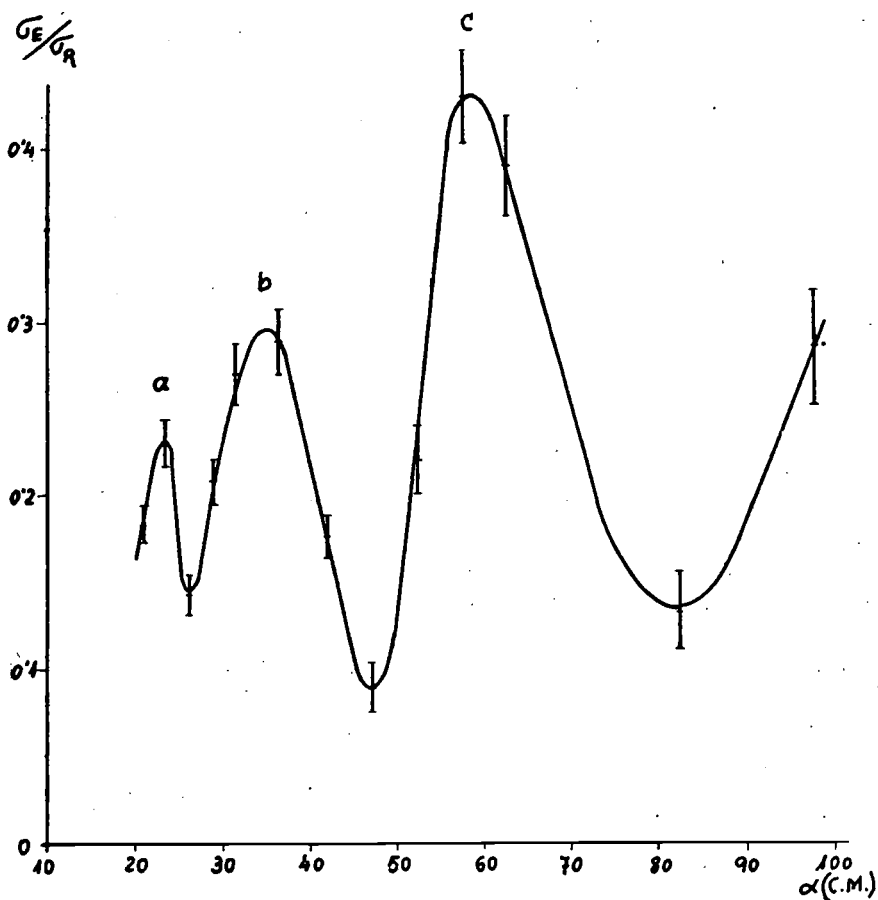


FIG. 6.—Factor de transmisión para la difusión d-cloro, en función del ángulo  $\alpha$



siendo  $R_i$  los radios de interacción y  $R_d$  el radio del deuterón, aceptando como el más correcto para éste el valor deducido a partir de las expresiones (21) (22):

$$\rho = \frac{\pi}{2MB}, \text{ donde } M \text{ es la masa reducida de las dos partículas protón}$$

y neutrón y  $B$  la energía de enlace del deuterón; el «radio del deuterón» resulta valer  $\rho = 4,31 \pm 10^{-13}$  cm. Así, pues, obtenemos para dichos radios los valores:

$$R_{Cl_{35,5}} = (3,89 \pm 0,56) \text{ fermi} \quad \text{y} \quad R_{A_{40}} = (4,36 \pm 1,46) \text{ fermi}$$

en buen acuerdo con los calculados por otros investigadores (23).

## BIBLIOGRAFÍA

- (1) H. B. BURROWS, C. F. POWELL Y J. ROTBLAT: *Proc. Roy. Soc. A* 209, 478 (1951).
- (2) W. E. BURCHAM, W. H. GIBSON, A. HOSSAIN Y J. ROTBLAT: *Phys. Rev.* 92, 1266 (1953).
- (3) J. ROTBLAT: «Photographic Emulsion Technique». *Progress in Nuclear Physics*. Ch. 3 London (1950).
- (4) F. SENENT: Tesis doctoral: *Anales de la Universidad*. Valencia, 1954-55.
- (5) E. VILLAR: Tesis doctoral. Madrid, 1957 (pendiente de publicación).
- (6) J. AGUILAR: «Espectro energético de los neutrones producidos en la reacción  $\text{Li}^{(d,n)\text{Be}^*}$ » J. E. N. 1956. Madrid.
- (7) R. FONT: Tesis doctoral. Barcelona, 1958.
- (8) H. B. BURROWS, C. F. POWELL Y J. ROTBLAT: *Proc. Roy. Soc. A* 209, 461 (1961).
- (9) W. M. GIBSON, D. J. PROWSE Y J. ROTBLAT: *Proc. Roy. Soc. A* 243, 237 (1957).
- (10) I. A. D. LEWIS Y B. COLLINGE: *Rev. Sci. Inst.* 24, 1113 (1953).
- (11) DILWORTH, OCCHIALINI Y PAYNE: *Nature* 162, 102 (1948).
- (12) DILWORTH, OCCHIALINI Y VERMAESEN: *Bull. Cent. Phy. New Univ. Libre. Bruxelles*, núm. 13 A. Febrero (1950).
- (13) C. M. G. LATTES, P. M. FOWLER Y P. CUER: *Proc. Roy. Soc.* 59, 883 (1947).
- (14) BRAGG Y KLEEMAN: *Phil. Mag.* 10, 318 (1905).
- (15) J. H. WEBB: *Phys. Rev.* 74, 514 (1948).
- (16) J. CATALÁ Y W. M. GIBSON: *Nature* 167, 451 (1951).
- (17) H. YAGODA: «Radiactive measurement with Nuclear Emulsions». J. Wiley. New York (1949).
- (18) FERNBACH, SERBER Y TAYLOR: *Phys. Rev.* 75, 1352 (1949).
- (19) W. H. GIBSON: *Comunicación personal*.
- (20) IGO, WEGNER Y EISBERG: *Phys. Rev.* 101, 1508 (1956).
- (21) J. M. BLATT Y V. F. WEISSKOPF: «Theoretical Nuclear Physics». Pág. 49, J. Wiley. New York (1958).
- (22) L. HULTEEN Y M. SUGAWARA: «The two-Nucleon problems». *Handbuch der Physik*. Vol. XXXIX, pág. 32.
- (23) J. BLATT Y V. F. WEISSKOPF: «Theoretical Nuclear Physics», pág. 15. J. Wiley. New York (1958).