

AMANDO GARCIA RODRIGUEZ

DIFUSION DE PARTICULAS He^3 DE 28 MeV POR
NEON NATURAL

Esta Tesis Doctoral fue leída en Valencia el 14 de mayo de 1960, obteniendo la calificación de SOBRESALIENTE CUM LAUDE.

El Tribunal de examen estuvo formado por:

D. Joaquín Catalá de Alemany, *Presidente*. (Director de la Tesis.)

D. Carlos Sánchez del Río.

D. Justiniano Casas Peláez.

D. Maximino Rodríguez Vidal.

D. José Aguilar Peris.

INTRODUCCIÓN

El grupo de investigadores del Departamento de Física de la Universidad de Birmingham, en colaboración con otras Universidades británicas (Londres, Glasgow, Belfast, Bristol, etc.) ha estudiado en estos últimos años gran número de reacciones nucleares, bombardeando blancos gaseosos con diversas partículas aceleradas en los ciclotrones de Liverpool y Birmingham.

A principios de octubre de 1958 fue realizado un nuevo programa general de exposiciones, modificando la antigua cámara de difusiones para aplicarla al estudio de reacciones nucleares con gases raros, y empleando como partícula bombardeante He^3 acelerado con el ciclotrón Nuffield de 60" de la Universidad de Birmingham. Junto con las citadas Universidades, fuimos especialmente invitados a colaborar en este programa estudiando las interacciones de dicha partícula con neón natural, cuyo trabajo exponemos brevemente a continuación. Aunque las presentes experiencias fueron proyectadas con vistas al análisis exclusivo de las difusiones elásticas, hemos estudiado además las inelásticas, dando las correspondientes distribuciones angulares. En el caso de difusión elástica, comparando la relación entre las secciones eficaces experimentales y las teóricas de Rutherford con las figuras de difracción de un disco opaco, llegamos a obtener el radio de interacción elástico. Estudiamos igualmente las energías de los niveles excitados del Ne^{20} y comparamos por último las distribuciones angulares de las difusiones elásticas e inelásticas, deduciendo o comprobando las paridades de los diversos estados excitados del Ne^{20} .

I. REALIZACIÓN DE LA EXPERIENCIA

El gas neón natural, espectroscópicamente puro, que constituía el "blanco" de la presente experiencia, estaba encerrado en una cámara especial de difusión, diseñada por Burrows, Powell y Rotblat (1) en 1951, y ya descrita en otros trabajos de nuestro Centro (2) (3). Con vistas al actual programa, se introdujo en la misma una modificación de capital importancia, recubriendo la ventana del tubo difusor con una película de "melinex" (politereftalato de polietileno, $[C_{10}O_4H_8]_x$), de 127 micras de espesor. De esta manera, a diferencia de experiencias anteriores en que el blanco gaseoso llenaba toda la cámara, en la actual, el gas difusor estaba encerrado en el mismo tubo, gracias a la citada película de "melinex", permitiendo por lo tanto trabajar con cantidades de gas blanco apreciablemente menores.

El haz de partículas He^3 se extrajo del citado ciclotrón de 60 pulgadas; a su salida del acelerador, es desviado 45° y focalizado por un analizador magnético, llegando al recinto en que se encuentra la cámara difusora después de atravesar un sistema de colimación adecuado.

Para el cálculo de las secciones eficaces elementales es necesario conocer con precisión la cantidad total de partículas que constituyen el haz bombardeante, dato que se determina por medida de la carga transportada por las mismas, reuniéndolas en una copa de Faraday (4) situada inmediatamente después de la cámara de difusión, y separada de ésta por una delgada ventana de aluminio. La carga recogida es llevada a un integrador, previamente calibrado con toda precisión.

Por razones de economía, se hace necesario, cuando se utiliza He^3 como gas bombardeante, proceder a su reciclado, necesariamente acompañado de una purificación previa a su reenvío a la fuente iónica que, de otro modo, podía resultar dañada por las impurezas de otros gases presentes. El problema se resuelve (5) por absorción selectiva en carbón vegetal, enfriado con aire líquido.

Las placas nucleares empleadas en la presente experiencia fueron del

tipo Ilford C2, de 200 micras de espesor inicial. Tras la irradiación, se procedió a su revelado, siguiendo el método de doble temperatura (6) (7).

Damos a continuación lo datos experimentales de nuestra exposición :

Carga del haz: 205 cuentas en el integrador, correspondientes a 1,953 microcoulombs.

Presión del banco: Inicial: 9,1; final: 10,1 cm Hg (ligero escape en el frasco exterior que contenía el gas blanco, durante la experiencia).

Temperatura: 22,5° C (constante durante la experiencia).

II. REACCIONES POSIBLES

Además de las difusiones elásticas e inelásticas de He^3 sobre neón, fueron consideradas, en principio, las reacciones (He^3, α), (He^3, n), (He^3, p), (He^3, p, n), etcétera. El hecho de haber encontrado en nuestras placas trazas de distinta ionización, nos confirma que algunas de las reacciones indicadas tuvo también lugar.

Desgraciadamente, su sección eficaz no ha sido lo suficientemente elevada para originar un conveniente número de trazas. Por otra parte, sólo podemos señalar la presencia de las reacciones que hayan podido dar lugar a neutrones emergentes, ya que la geometría de nuestra experiencia no permite emprender su estudio sistemático.

Tras estas consideraciones, nuestro trabajo queda limitado al estudio de las difusiones elásticas e inelásticas de He^3 sobre neón, por lo que se hizo necesaria una selección de las correspondientes trazas, para lo cual se procedió a establecer un criterio previo, estudiando la ionización de las trazas presentes en nuestras placas, adoptando como índice de discriminación el "número de gaps" de las trazas por sus indudables ventajas (8) (9).

III. CORRECCIONES EN EL ALCANCE

La longitud que medimos de una traza determinada, por diferencia de lecturas en el micrómetro X del microscopio Cooke con que hemos traba-

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS He^3 DE 28 MeV POR NEÓN NATURAL

jado, no corresponde al alcance real en la emulsión de la partícula que la ha originado, sino a su proyección sobre el plano de observación. Por otra parte, dicha partícula, antes de alcanzar la placa en la que queda registrada, ha atravesado un determinado espesor del "melinex" que recubre la ventana de difusión.

Se hace, pues, necesaria una doble corrección en nuestra medida. La primera, de tipo geométrico, es extraordinariamente sencilla. Para llevar a cabo la segunda hemos procedido a calcular el llamado "poder frenante" de dicha substancia (10) (11) (12) en función de la energía de las partículas He^3 .

IV. DETERMINACIÓN DE LA ENERGÍA DEL HAZ

Todos nuestros cálculos y resultados experimentales se basan en un conocimiento muy preciso de la energía del haz de partículas He^3 bombardeante.

Para su determinación partimos de las difusiones elásticas del He^3 sobre neón. Hemos elegido las difusiones elásticas, por cuanto en todos los ángulos estudiados los máximos correspondientes se presentan bien acusados y con una estadística siempre muy superior a la de las difusiones inelásticas. Al tratarse de choques elásticos, la energía del haz incidente dependerá sólo de dos factores: el ángulo de emisión y la energía de las partículas He^3 emergentes de la interacción, es decir, de sus respectivos alcances en la emulsión.

Para poder conocer tal energía con la medida de estos últimos, previamente hemos calculado una relación alcance-energía para las partículas He^3 en emulsiones Ilford C2, partiendo de una relación similar para partículas α tabulada por Wilkins (13) y aplicando la conocida expresión de Yagoda (14).

El cálculo se ha efectuado para los 14 ángulos de difusión medidos, distribuidos entre $\theta = 20^\circ$ y $\theta = 60^\circ$. Para ángulos menores de 20° , el enfrenamiento introducido por el "melinex" impedía las medidas; para ángulos de difusión mayores de 60° , la sección eficaz era tan pequeña que el escaso número de trazas presentes no conducía a ningún resultado válido.

A partir de tal serie de valores para la energía del haz hemos calculado su valor medio recurriendo a una construcción del área constante y aplicando a los mismos el error promedio, deducido igualmente de nuestros histogramas. El resultado encontrado ha sido:

$$E_0 = 28,07 \pm 0,48 \text{ MeV}$$

lo cual representa un error del 1,7 %. El origen de esta dispersión, es decir, de los máximos espectrales, hay que buscarlo, no sólo en las condiciones geométricas relativas al tubo difusor-placas, sino en la fluctuación energética del propio haz de He^3 acelerado en el ciclotrón, y, ante todo, en el "straggling" del alcance de dichas partículas en la emulsión. A esto, en nuestro caso particular, podemos añadir el hecho de que la presencia del "melinex" en el recorrido de las partículas introduce un nuevo "straggling" nada despreciable en sus alcances.

V. ANÁLISIS DE LOS HISTOGRAMAS

En la figura 1 damos uno de nuestros histogramas típicos. Tal como se esperaba previamente, encontramos una excelente estadística en los resultados correspondientes a las difusiones elásticas (máximo I). Con respecto a ella hemos de tener en cuenta que el blanco empleado en nuestra experiencia era gas neón espectroscópicamente puro (99,9 %), cuya composición isotópica es:

Ne^{20} :	90,92 %
Ne^{21} :	0,257 %
Ne^{22} :	8,82 %

y, por lo tanto, en tales máximos de nuestros histogramas estarán presentes las partículas He^3 difundidas, no solamente por el isótopo más abundante, sino por todos ellos. Naturalmente hemos tenido en cuenta esta particularidad, tanto en nuestros cálculos citados de la energía del haz como en los de las secciones eficaces.

Por otra parte sabemos que cuando las partículas que constituyen un haz bombardeante son difundidas por los núcleos del blanco, dichos núcleos pueden quedar, no sólo en su estado fundamental, sino también excitados con cierta energía.

En la citada figura pueden verse diversos máximos correspondientes a otros tantos estados excitados. Aplicando al proceso las leyes de conservación de la energía y cantidad de movimiento, hemos determinado las respectivas energías de excitación con los valores siguientes:

Máximo II:	$1,51 \pm 0,36$ MeV
" III:	$2,18 \pm 0,31$ "

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS He^3 DE 28 MeV POR NEÓN NATURAL

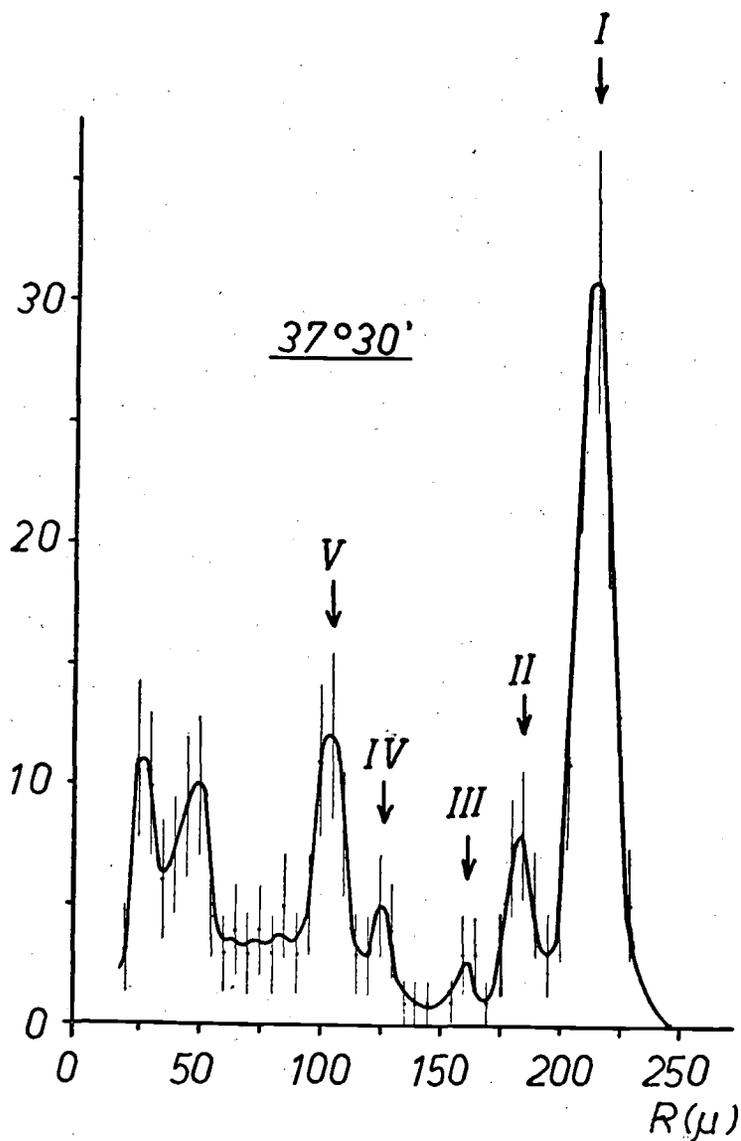


FIG. 1.—Histograma de las partículas He^3 difundidas por Ne^{20} , bajo un ángulo de observación de $37^\circ 30'$

Máximo IV: $4,10 \pm 0,31$ MeV

” V: $5,43 \pm 0,52$ ”

Nuestro trabajo se ha limitado a estos niveles de excitación, por cuanto los más superiores quedan enmascarados por el fondo exponencial que aparece en nuestros histogramas o desaparecen por completo debido al considerable enfrenamiento impuesto por el “melínox”.

Los valores encontrados para estos niveles están en buen acuerdo con los citados en la bibliografía por otros autores (15) (16). Sólo dos comentarios queremos hacer a nuestros resultados:

1.º Aunque en un primer trabajo de Ajzenberg y Lauritsen (17) se señala un estado de excitación para el Ne^{20} , con energía de 2,2 MeV, se hace con carácter dudoso. En una nueva recopilación (15), ya no consta siquiera este hipotético nivel. Nuestros mismos resultados nos llevan a calificar su existencia como “dudosa”.

2.º Al parecer, el nivel 5,4 señalado en el citado trabajo (17), y que concuerda plenamente con nuestro valor de $5,43 \pm 0,52$ MeV, responde en realidad a un doblete (16) (18), con los valores de 4,969 y $5,631 \pm 0,006$ MeV, reemplazando el primitivo. En nuestro trabajo no hemos podido resolver este doblete, pero, no obstante, queremos señalar el hecho de que nuestro valor es intermedio a los citados, incluyéndoles en su error, cuya cuantía, excepcionalmente alta con respecto a los que afectan a los demás niveles, induce por otra parte a pensar que haya sido motivada por la existencia del doblete no resuelto.

VI. SECCIONES EFICACES ELEMENTALES

Siguiendo un razonamiento basado en el concepto de sección eficaz y sencillas consideraciones geométricas (2), llegamos a una expresión que nos da a conocer la sección eficaz elemental en función del ángulo de difusión correspondiente, condiciones de la experiencia y geometría de la difusión, así como del número de trazas pertenecientes al proceso correspondiente medidas en una cierta zona de nuestras placas.

Para calcular la sección eficaz elemental de la difusión elástica, $\text{He}^3 + \text{Ne}^{20}$, hemos restado la contribución de los demás isótopos, presuponiendo por tanto idénticas secciones eficaces para todos ellos (19). Dada la proporción de

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS He³ DE 28 MeV POR NEÓN NATURAL

estos últimos en el neón natural, el error introducido con este proceder se mantiene siempre inferior a los propios errores experimentales.

En la figura 2 damos la correspondiente distribución angular para dicha difusión elástica, junto con la teórica de Rutherford (20):

$$\sigma(\alpha) = \left[\frac{ZZ'e^2}{2\mu v_0^2} \right]^2 \text{sen}^{-4} \left(\frac{\alpha}{2} \right)$$

donde Z y Z' representan la carga de la partícula bombardeante y núcleo blanco, respectivamente; α , el ángulo de difusión en coordenadas centro de masas; μ es la masa reducida de la partícula He³ para este proceso, y v_0 es la velocidad de las mismas en el haz bombardeante, igualmente expresada en coordenadas centro de masas.

Omitiendo el nivel de 2,18 MeV, por las razones antes apuntadas, en las figuras 3, 4 y 5 representamos las distribuciones angulares correspondientes a los restantes estados excitados estudiados, conjuntamente con la distribución angular de difusión elástica, a efectos de subsiguiente comparación.

Parece aquí evidente que las distribuciones angulares de los niveles 1,51 y 4,10 MeV están desplazadas en oposición de fase con respecto a la de la difusión elástica (máximos de oscilaciones inelásticas coinciden con los mínimos de la elástica y viceversa), mientras que para el estado 5,43 sucede lo contrario (concordancia de fase). Según la teoría de Blair y la aproximación de Born (21) (22), cuando las oscilaciones de las distribuciones angulares coinciden en fase, la paridad del correspondiente estado excitado es opuesta a la del estado fundamental, y cuando están en oposición de fase las paridades son las mismas. En nuestro caso, y siendo + la paridad del Ne²⁰ en su estado fundamental, hemos encontrado los siguientes resultados a la vista de las anteriores figuras:

Estado	1,51 MeV:	+
"	4,10 "	: +
"	5,43 "	: -

El primero de estos resultados está de acuerdo con el valor citado por Azjenberg y Lauritsen (15), que dan para este nivel la transición $0^+ \rightarrow 2^+$. Los otros dos se citan por vez primera en el presente trabajo.

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS He^3 DE 28 MeV POR NEÓN NATURAL

$$\frac{d\sigma}{dw} \left(\frac{\text{mbarns}}{\text{strad}} \right)$$

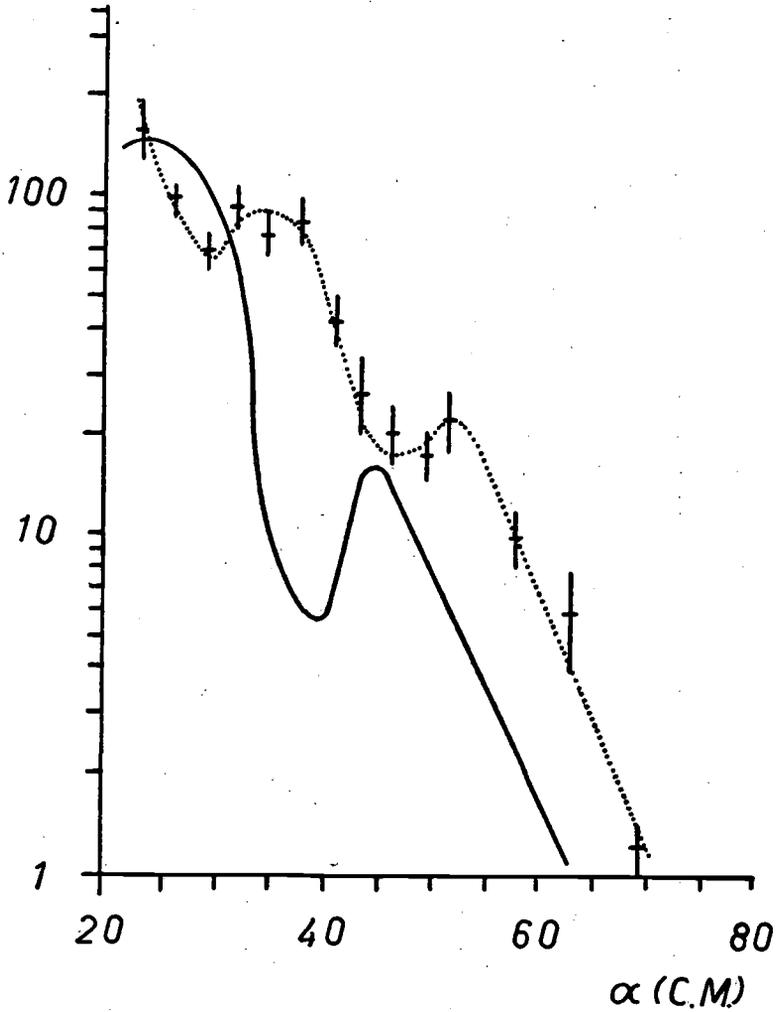


FIG. 3.—Distribución angular para difusión inelástica $\text{He}^3 - \text{Ne}^{20}$ (línea de puntos)
 $E_B^* = 1.51 \text{ MeV}$

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS He³ DE 28 MeV. POR NEÓN NATURAL

$$\frac{d\sigma}{dw} \left(\frac{\text{mbarns}}{\text{strad}} \right)$$

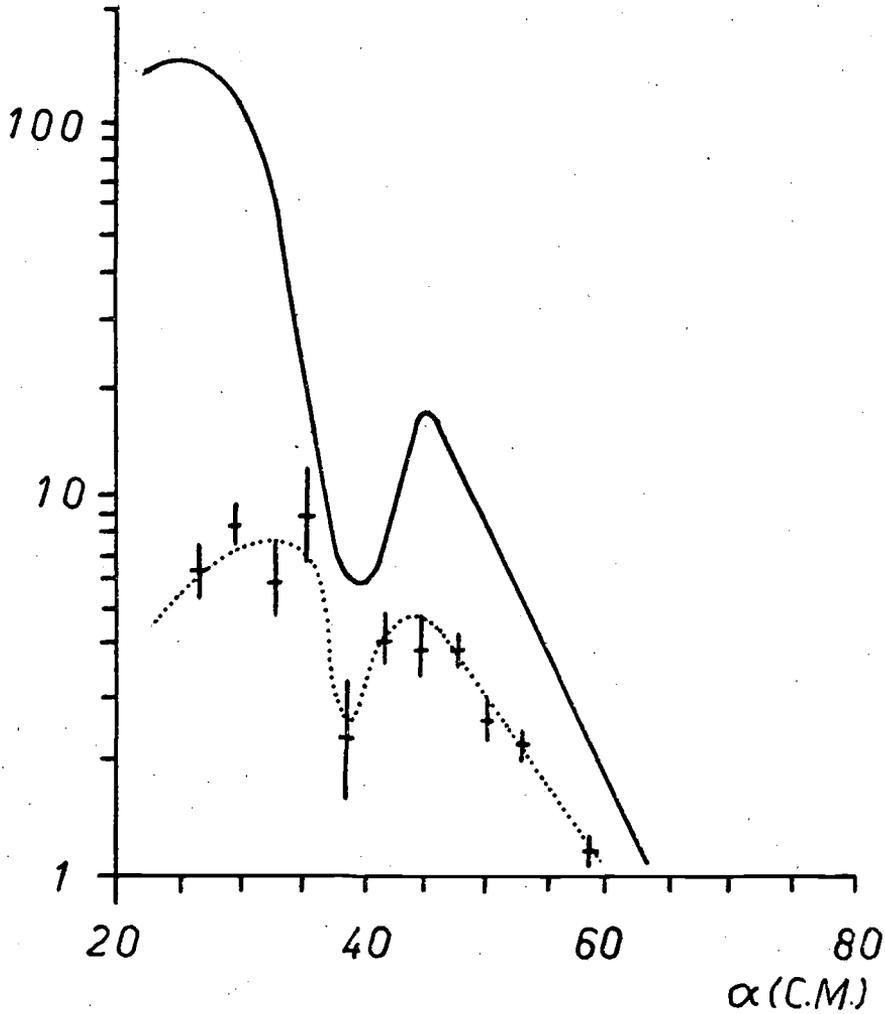


FIG. 5.—Distribución angular para difusión inelástica He³ - Ne²⁰ (línea de puntos)
 $E_B^* = 5.43 \text{ MeV}$

VII. FACTOR DE TRANSMISIÓN

La discrepancia entre nuestra distribución angular experimental con la teórica de Rutherford, está perfectamente justificada si recordamos que Rutherford realizó sus experiencias de difusión nuclear con partículas α procedentes de fuentes radiactivas naturales (y por tanto de baja energía) sobre núcleos pesados; en consecuencia, los proyectiles no podían atravesar la barrera coulombiana y alcanzar así la zona correspondiente a las fuerzas específicamente nucleares (de corto alcance). El caso es muy distinto en nuestra experiencia, realizada bajo condiciones esencialmente diferentes.

La discrepancia se pone de manifiesto definiendo el llamado "factor de transmisión", T , como cociente entre las secciones eficaces experimentales y las teóricas de Rutherford, σ_E/σ_R , y cuya variación, en la presente experiencia, con el ángulo de difusión α , representamos en la figura 6.

VIII. RADIO DE INTERACCIÓN DE LA DIFUSIÓN ELÁSTICA

Desde el punto de vista del modelo óptico (23), las oscilaciones de la relación σ_E/σ_R sugieren un análisis sencillo en términos de una difracción de Fraunhofer por un disco fuertemente absorbente, mediante el cual podemos conocer el radio de interacción nuclear (24), aplicando la expresión:

$$k R_i \Delta (\text{sen } \alpha/2) = \pi/2$$

en donde k es el número de onda de la partícula incidente en coordenadas C. M., R_i es el radio de interacción buscado y $\Delta (\text{sen } \alpha/2)$ es la diferencia en $\text{sen } \alpha/2$ entre las posiciones angulares de dos máximos —o mínimos— adyacentes en la figura de difracción.

Este cálculo nos ha conducido al resultado:

$$R_i = (6,34 \pm 0,40) \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

para nuestra interacción $\text{He}^3 + \text{Ne}^{20}$. El error señalado proviene del cometido en la medida de $\Delta (\text{sen } \alpha/2)$, admitiendo un error de $30'$ en la determinación de la posición de los máximos (figura 6).

IX. RADIOS NUCLEARES

Toda la evidencia experimental ha demostrado que el núcleo presenta un tamaño relativamente bien definido, en comparación con el del átomo. Esto hace posible definir un radio nuclear con algún grado de certidumbre, dentro de ciertos límites (borde difuso, transparencia, etcétera). La forma es, probablemente, esférica; sin embargo, han sido observadas ligeras desviaciones de ella en ciertos núcleos, en forma de momentos eléctricos cuadrupolares.

En general, podemos admitir como relación que mejor se ajusta a los hechos experimentales, la siguiente:

$$R = r_0 \cdot A^{1/3}$$

donde r_0 está sujeto probablemente a variaciones de uno a otro elemento (25), y siendo así que no podemos hablar de una superficie nuclear netamente definida, el valor de r_0 dependerá también de la experiencia particular que se haya llevado a cabo para determinarlo, oscilando entre los extremos de 1.1 a $1.7 \cdot 10^{-13}$ cm. El valor generalmente más aceptado parece ser (25) (26) (27): $1.5 \cdot 10^{-13}$ cm.

Evidentemente, el radio nuclear del Ne^{20} puede ser calculado con la expresión:

$$R(\text{Ne}^{20}) = R_1 - R(\text{He}^3)$$

La dificultad estriba en el desconocimiento del valor del radio del He^3 , pues cualquier suposición en un núcleo tan ligero no dejaría de ser más o menos arbitraria. Por nuestra parte, vamos a suponer en principio la validez de la expresión:

$$r_0 \cdot 20^{1/3} = R_1 + r_0 \cdot 3^{1/3}$$

que, con nuestro resultado experimental para el R_1 , nos lleva al valor de $r_0 = 1.52 \cdot 10^{-13}$ cm. Hemos calculado el error de r_0 a partir del error que afecta al radio de interacción R_1 , encontrando finalmente:

$$r_0 = (1.52 \pm 0.10) \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

en buen acuerdo con los valores aceptados por otros autores.

DIFUSIÓN DE PARTÍCULAS He^3 DE 28 MeV POR NEÓN NATURAL

Con dicho valor de r_0 , hemos calculado finalmente los radios de los núcleos He^3 y Ne^{20} , encontrando:

$$R(\text{He}^3) = 2,20 \pm 0,15 \text{ fermis}$$

$$R(\text{Ne}^{20}) = 4,12 \pm 0,27 \text{ fermis}$$

A partir de la diferencia entre las energías de enlace para los núcleos espejo He^3 y H^3 (28), hemos encontrado, suponiendo una distribución uniforme de carga en el núcleo He^3 , su radio nuclear aproximado, con el valor de $R(\text{He}^3) = 2,26 \cdot 10^{-13}$ cm., en buen acuerdo con nuestra anterior determinación, que concuerda también con la deducida por P. C. Rowe (29) en el estudio de las interacciones de He^3 y partículas α sobre diversos núcleos.

X. CONCLUSIONES

Mediante la técnica fotográfica hemos llevado a cabo el análisis de la interacción de un haz de iones He^3 , acelerado en el ciclotrón de 60" de la Universidad de Birmingham, sobre un blanco de Ne natural, estudiando las difusiones elásticas e inelásticas. Las conclusiones de la presente Memoria son las siguientes:

1.^a Determinación de la energía del haz de partículas He^3 del ciclotrón Nuffield de 60" de la Universidad de Birmingham, con el valor de $28'07 \pm 0,48$ MeV.

2.^a Obtención de una relación semi-teórica alcance-energía de He^3 en "melinex".

3.^a Confirmación de los tres primeros niveles energéticos del Ne^{20} , con los valores de 1,51, 4,10 y 5,43 MeV, y posibilidad de la existencia de un nivel de 2,18 MeV, aunque con carácter "dudoso".

4.^a Determinación de las secciones eficaces elementales y distribución angular correspondiente de las partículas He^3 difundidas elásticamente por el Ne^{20} .

5.^a Determinación de las secciones eficaces elementales y distribuciones angulares correspondientes de las partículas He^3 difundidas inelásticamente por el Ne^{20} , en sus tres citados niveles de excitación.

6.^a Aplicando la teoría de difracción por un disco opaco, se ha determinado el radio de interacción elástica $\text{He}^3 - \text{Ne}^{20}$, así como los radios nucleares de ambos núcleos.

BIBLIOGRAFÍA

- (1) K. B. BURROWS, C. F. POWELL y J. ROTBLAT: *Proc. Roy. Soc. A-209*, 461 (1951).
- (2) E. VILLAR: *Tesis*. Universidad de Madrid (1957). Pendiente de publicación.
- (3) L. MIRALLES: *Tesis*. Universidad de Valencia (1958). Pendiente de publicación.
- (4) W. M. GIBSON, D. J. PROWSE y J. ROTBLAT: *Proc. Roy. Soc. A-243*, 237 (1957).
I. A. D. LEWIS, B. COLLINGE: *Rev. Sci. Inst.* 24, 1.113 (1953).
- (5) K. E. A. EFFAT y J. H. FREMLIN: *Journ. Sci. Inst.* 32, 363 (1955).
- (6) C. C. DILWORTH, G. P. OCCHIALINI y R. M. PAYNE: *Nature*, 162, 102 (1948).
- (7) J. CASANOVA: *Tesis*. Universidad de Valencia. (1957). Publicada por el Inst. de Q. F. Rocasolano, del C. S. I. C.
- (8) G. KAYAS: *Compt. Rend.* 238, 2153 (1954).
- (9) M. RENARDIER e Y. AVIGNON: *Compt. Rend.* 233, 393 (1951).
- (10) H. A. BETHE y M. S. LIVINGSTONE: *Rev. Mod. Phys.* 9, 263 (1937).
- (11) E. SEGRÉ: *Experimental Nuclear Physics*. Vol. I, págs. 200 y sigs. London (1952).
- (12) H. A. BETHE y M. S. LIVINGSTONE: *Rev. Mod. Phys.* 9, 278 (1937).
- (13) J. S. WILKINS: *A. E. R. E. Report Unclassified G/R 664* Harwell (1951).
- (14) H. YAGODA: *Radiactive measurements with nuclear emulsions*. J. Wiley, New York (1949).
- (15) F. AJZENBERG y T. LAURITSEN: *Nuclear Physics*, 11, 1 (1959).
- (16) DEAN B. COWIE, N. P. HEYDENBURG y G. C. PHILLIPS: *Phys. Rev.* 87, 304 (1952).
J. M. CALVERT, A. A. JAFFE y E. E. MASLIN: *Proc. Phys. Soc. A-68*, 1.017 (1955).
A. GALONSKY, W. HAZBERLY, E. GOLDBERG y R. DOUGLAS: *Phys. Rev.*, 91, 438 (1953).
R. G. FREEMANTLE, D. J. PROWSE, A. HOSSAIN y J. ROTBLAT: *Phys. Rev.* 96, 1.270 (1956).
- (17) F. AJZENBERG y T. LAURITSEN: *Rev. Mod. Phys.* 27, 77 (1955).
- (18) W. W. BUECHNER y A. SPERDUTO: *Phys. Rev.*, 106, 1.008 (1957).
- (19) I. J. HEERDEN: *Nuclear Physics*, 6, 155 (1958).
- (20) D. HALLIDAY: *Introducción a la Física Nuclear*, pág. 276, Ed. Reverté. Barcelona (1956).
- (21) J. AGUILAR, W. E. BURCHAM, J. CATALÁ, J. B. A. ENGLAND, J. S. C. MCKEE y J. ROTBLAT: *Proc. Roy. Soc.* (Pendiente de publicación.)
- (22) L. I. SCHIFF: *Quantum Mechanics*, Mc Graw Hill. New York (1955).
- (23) FERNBACH, SERBER y TAYLOR: *Phys. Rev.* 75, 1.352 (1949).
- (24) IGO, WEGNER y EISBERG: *Phys. Rev.* 101, 1.508 (1956).
- (25) A. E. S. GREEN: *Nuclear Physics*. Mc Graw Hill. N. Y. (1955).
- (26) J. M. BLATT y V. F. WEISSKOPF: *Theoretical Nuclear Physics*. Wiley and sons. N. Y. (1958).
- (27) N. F. RAMSEY: *Experimental Nuclear Physics*. (E. Segré). I, pág. 539. Wiley and sons. N. Y. (1953).
- (28) M. VERDE: *The three-body problem in Nuclear Physics*. Handbuch der Physik. Vol. XXXIX, 144 (1957).
- (29) P. C. ROWE: *Tesis*. Universidad de Birmingham. Comunicación personal.