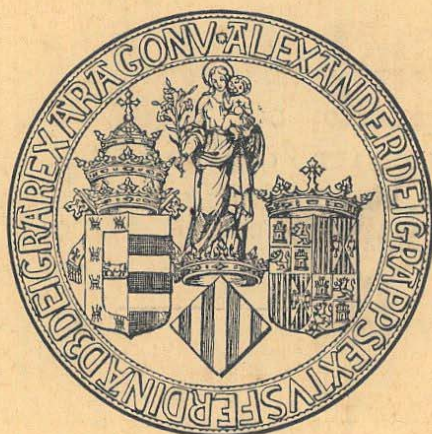


ANALES DE LA UNIVERSIDAD DE VALENCIA

FERNANDO SENENT PÉREZ

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS
PROTONES PRODUCIDOS EN EL
BOMBARDEO DEL CARBONO 12
POR DEUTERONES



VOL. XXVIII - CURSO 1954-55
CUADERNO II - CIENCIAS

ANALES DE LA UNIVERSIDAD DE VALENCIA

Edita el Secretariado de Publicaciones, Intercambio Científico y Extensión Universitaria.

Aparece cada curso un volumen que comprende fascículos correspondientes a las distintas Facultades.

DIRECCIÓN:

Magnífico y Excmo. Sr. Rector de la Universidad.

Ilmo. Sr. Decano de la Facultad de Filosofía y Letras.

Ilmo. Sr. Decano de la Facultad de Ciencias.

Ilmo. Sr. Decano de la Facultad de Derecho.

Ilmo. Sr. Decano de la Facultad de Medicina.

CONSEJO DE REDACCIÓN:

ILMO. SR. PROF. JOSÉ SANTA CRUZ TEIJEIRO, Director del Secretariado.

VOCALES:

PROF. PABLO ÁLVAREZ RUBIANO, de la Facultad de Filosofía y Letras.

PROF. ENRIQUE COSTA NOVELLA, de la Facultad de Ciencias.

PROF. ANTONIO LLOMBART RODRÍGUEZ, de la Facultad de Medicina.

PROF. ADOLFO MIAJA DE LA MUELA, de la Facultad de Derecho.

PROF. MANUEL C. DÍAZ Y DÍAZ, Secretario del Secretariado.

Dirección para canje y obtención de publicaciones: SECRETARIADO
DE PUBLICACIONES, INTERCAMBIO CIENTÍFICO Y EXTENSIÓN UNIVERSITARIA.
Universidad de VALENCIA.
(España)

**DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS
PROTONES PRODUCIDOS EN EL
BOMBARDEO DEL CARBONO 12
POR DEUTERONES**

ANALES DE LA UNIVERSIDAD DE VALENCIA

FERNANDO SENENT PÉREZ

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS
PROTONES PRODUCIDOS EN EL
BOMBARDEO DEL CARBONO 12
POR DEUTERONES



VOL. XXVIII - CURSO 1954-55
CUADERNO II - CIENCIAS

Esta investigación ha sido llevada a cabo en los Laboratorios de la Sección de Valencia del Instituto de Óptica «Daza de Valdés», del Consejo Superior de Investigaciones Científicas, bajo la dirección del Catedrático de la Universidad de Valencia, Profesor DR. D. JOAQUÍN CATALÁ DE ALEMANY, en el período comprendido desde septiembre de 1951 a marzo de 1953.

Deseo expresar mi profundo reconocimiento al Profesor CATALÁ por su dirección y apoyo en el desarrollo de estas experiencias. Agradezco igualmente al Profesor ROTBLAT su desinteresada cesión de las placas, con las que ha sido posible llevar a cabo esta investigación, y al DR. GIBSON, por su constante estímulo y consejo, así como a todos los miembros de nuestra sección del Instituto «Daza de Valdés», y en especial, a D. JOSÉ CASANOVA, D.^a AURELIA BONET y D. EUGENIO VILLAR, que han colaborado eficazmente en las medidas y cálculos realizados.

Por último, deseo expresar mi gratitud al Consejo Superior de Investigaciones Científicas y a la Junta de Energía Nuclear, por la ayuda moral y material que constantemente me dispensaron.

Valencia, 31 de marzo de 1953.

INTRODUCCIÓN

El estudio de las distribuciones angulares de los productos de las reacciones nucleares ha adquirido un considerable desarrollo en estos últimos años, ya que conduce al conocimiento de un gran número de propiedades de los núcleos atómicos y de los procesos que tienen lugar en la transmutación de un elemento en otro.

Prueba de ello es la abundante bibliografía actualmente existente, sobre dicha materia, en las más importantes revistas científicas y los estudios teóricos que se están llevando a cabo con el fin de interpretar la forma de dichas distribuciones angulares.

En esta memoria damos cuenta de nuestros resultados en la determinación de las distribuciones angulares de los productos del proceso que tiene lugar en el bombardeo del carbono 12, mediante deuterones de 7'86 MeV, transmutando dicho elemento en su isótopo carbono 13 con emisión de protones, utilizando la técnica fotográfica como método operativo para el estudio de los productos de la reacción.

Hemos publicado con anterioridad varias notas (1, 2 y 3) referentes a esta misma reacción nuclear. En ellas hemos llevado a cabo una determinación previa de posibles estados de excitación del núcleo residual C^{13} y de las distribuciones angulares de los protones, producidos en ella, correspondientes al estado normal y primer estado excitado de dicho núcleo.

En estas notas indicábamos la conveniencia de llevar a cabo un mayor número de medidas de alcances de protones, con el fin de conseguir una mayor precisión y seguridad en los valores de las energías

de excitación de los niveles superiores del C^{13} y disponer de datos suficientes para llegar al conocimiento de las distribuciones angulares de los protones producidos correspondientes a dichos niveles energéticos.

Se han medido, para ello, 51.586 trazas de productos de esta reacción distribuidas en 17 ángulos de observación distintos que son suficientes para dar validez estadística a nuestros resultados.

La medida de las trazas impresionadas en placas nucleares Ilford C2 se han realizado, como explicaremos más adelante, con un microscopio especial para Física Nuclear de la casa Cooke Troughton y Simms, tipo M 4.000, en los Laboratorios de la Sección de Valencia del Instituto de Optica «Daza de Valdés» del Consejo Superior de Investigaciones Científicas, siendo también subvencionadas estas investigaciones por la Junta de Energía Nuclear. Las placas utilizadas habían sido obtenidas en Inglaterra, impresionándolas con los productos de la reacción producida en el bombardeo del acetileno con deuterones acelerados en el ciclotrón de la Universidad de Liverpool.

El interés del estudio realizado radica en que, como indica BÚTLER (4 y 5), de las distribuciones angulares de los productos de las reacciones nucleares de los tipos X (d, p) Y y X (d, n) Y se pueden deducir los spins y paridades del núcleo residual en sus diversos niveles energéticos. Supone este investigador que en el proceso nuclear uno de los nucleones del deuterón incidente es absorbido por el átomo bombardeado, mientras que el otro no interviene en el balance de energía y de cantidad de movimiento, siguiendo la hipótesis de OPPENHEIMER Y PHILLIPS (6), quienes la citaban en el año 1935 con el nombre de proceso «stripping». Esto es posible en las reacciones (d, p) y (d, n) debido a la pequeña energía de enlace de los nucleones, en el deuterón, y al diámetro relativamente grande del mismo. Con esta hipótesis determina teóricamente las distribuciones angulares de los productos de estos tipos de reacciones nucleares igualando, en la superficie nuclear, las funciones de onda, de la partícula captada, dentro y fuera del núcleo. Presenta los resultados correspondientes a una variación del número cuántico l, entre el núcleo residual y el bombardeado de 0, 1, 2 y 3.

Comparando las distribuciones angulares de los productos de estas

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

reacciones, obtenidas experimentalmente, con las teóricas de Bütler, se puede determinar el valor de la variación del número cuántico l para el correspondiente núcleo residual, en cada uno de sus niveles de excitación, y a partir del spin y de la paridad de la función de ondas del núcleo bombardeado, se puede conocer el spin y la paridad del núcleo residual. En el caso de que la variación de l sea par, ambos núcleos tienen la misma paridad, mientras que si la variación de l es impar el núcleo residual es de paridad contraria al inicial. En cuanto al spin, es igual al que tiene el núcleo bombardeado más la correspondiente variación de l incrementada en $\pm 1/2$ debido a la captación del nucleón por el núcleo del C^{12} .

Así, pues, partiendo de las distribuciones angulares de los productos de la reacción en estudio $C^{12} (d, p) C^{13}$, perteneciente al tipo (d, p) , hemos determinado las paridades y spins de los diversos niveles energéticos de excitación del C^{13} , así como el valor de la sección eficaz de dicha reacción al originar el C^{13} excitado en cada uno de dichos niveles.

ROTBLAT (7) ha hecho un estudio de la distribución angular para el nivel fundamental y el primer nivel excitado del C^{13} de nuestra misma reacción $C^{12} (d, p) C^{13}$, siendo la energía de los deuterones bombardeantes la misma de 7'86 MeV. En dicho trabajo presenta los resultados obtenidos para 27 ángulos de observación y nuestros valores comunicados en la nota citada (3), concuerdan con los suyos, aunque en la distribución angular de los protones correspondientes al estado normal del C^{13} hemos logrado poner de manifiesto la presencia del máximo y del mínimo, no acusados, aunque intuidos, en la distribución angular hallada por ROTBLAT.

Posteriormente KOUDIJS, ENDT, VAN DER HART y PALMEN (8) hacen un estudio de la misma reacción con energías de los deuterones bombardeantes de 470 KeV, y con un total de 14.590 trazas de protones medidas, correspondientes a la reacción antes mencionada, obtienen para la distribución angular una curva aproximadamente simétrica alrededor de los 90° , pero con su máximo en 97° . Esto prueba que la forma de las distribuciones angulares varía apreciablemente con la energía de los deuterones incidentes, y con ellas la sección eficaz de la reacción.

FERNANDO SENENT PÉREZ

Por este motivo tenemos el propósito de repetir el estudio de la misma reacción con energías de los deuterones bombardeantes mucho más elevadas, para analizar la influencia de aquélla en las distribuciones angulares de la reacción. A este objeto, nos han sido cedidas recientemente por el grupo inglés que trabaja sobre temas análogos en las Universidades de Bristol, Birmingham y Londres, nuevas placas impresionadas con los productos del bombardeo del C^{12} con deuterones de 20 MeV acelerados en el ciclotrón de Birmingham.

MÉTODO FOTOGRAFICO

En nuestro trabajo, encaminado, como hemos anunciado, a la determinación de niveles energéticos de excitación del C^{13} y al estudio de las distribuciones angulares de los productos de la reacción nuclear $C^{12} (d, p) C^{13}$, hemos utilizado la técnica fotográfica, que en estos últimos años está ganando terreno como detectora de partículas en las investigaciones nucleares.

La técnica fotográfica, introducida por POWELL (9), está fundada en la idea genial de hacer incidir en la emulsión fotográfica los productos de las reacciones nucleares, de los cuerpos radiactivos o de la radiación cósmica, los cuales impresionan en su avance los granos de haluro de plata de la emulsión que, al revelar las placas, quedan en ellas formando un registro permanente de sus trayectorias.

Dada la pequeñez de estas trazas (tienen de anchura el tamaño de los granos y una longitud del orden de los micras dado el elevado poder frenante de la emulsión) son invisibles a simple vista, pero pueden observarse y medirse con ayuda de un microscopio operando, de ordinario, con objetivo de inmersión.

Este método de estudio, para las partículas cargadas, ha tardado unos años en generalizarse a causa de ciertas objeciones que se hicieron en sus comienzos. Citamos, entre ellas, la opinión de SMYTH (10), expuesta en su informe acerca del empleo de la energía atómica con fines militares. Estas objeciones estaban basadas, principalmente, en los defectos que se atribuían a las emulsiones nucleares, utilizadas por aquel entonces, como detectoras de partículas cargadas y que eran las siguientes:

1.^a Las trayectorias de las partículas en la emulsión no quedaban perfectamente determinadas a causa del escaso número de granos impresionados, por lo que las trazas aparecían interrumpidas, con grandes discontinuidades, además de presentar, por ello, una elevada imprecisión en sus extremos.

2.^a Por otra parte, la presencia de un gran número de granos de la emulsión, ennegrecidos por la inevitable radiación gamma, formaba un fondo punteado (background) que desdibujaba notablemente la traza.

3.^a La baja sensibilidad de las emulsiones utilizadas como detectoras de partículas.

Estos tres defectos han sido casi totalmente subsanados con los perfeccionamientos logrados en la preparación de las emulsiones nucleares en estos últimos años. Ello ha sido posible gracias a los esfuerzos de POWELL, OCCHIALINI, ROTBLAT y otros, investigando en conexión con laboratorios de varias firmas comerciales.

Así, por una parte (11) se ha logrado reducir notoriamente la separación entre granos en las trazas, sin variar apreciablemente el ennegrecimiento de fondo, utilizando emulsiones con una proporción unas ocho veces mayor de plata que las antiguas, y, además, reduciendo considerablemente el diámetro de los granos.

Por otra, se ha investigado en el sentido de aumentar la sensibilidad del grano, lográndose que hoy en día sea posible detectar mediante emulsiones fotográficas hasta las partículas del mínimo poder ionizante (12). Anteriormente BERRIMAN (13) había conseguido, con una nueva emulsión Kodak NT4, registrar en ella trazas de electrones.

De modo que el método fotográfico no resulta, hoy día, menos sensible y preciso que la cámara de Wilson como detector de partículas, y además, de acuerdo con POWELL (9), pueden señalarse las siguientes ventajas frente a la cámara de niebla:

1.^a Mientras ésta funciona con cierta discontinuidad la placa fotográfica está siempre a punto de detectar cualquier proceso nuclear. Esto representa una ventaja indiscutible, sobre todo, en el estudio de partículas de vida media extremadamente corta, como ocurre con los mesones.

2.^a La cámara de Wilson precisa de contadores Geiger y material auxiliar, siendo por ello de técnica laboriosa y cara, mientras

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

que el método fotográfico, por no precisar más que la placa, resulta de técnica sencilla y económica.

3.^a Para conocer los valores energéticos de las partículas cargadas es preciso determinar su alcance, lo que en la cámara de Wilson sólo es posible mediante pares de fotografías estereoscópicas, y de otras determinaciones sobre presión y naturaleza del gas que llena la cámara. En contraste, en la placa fotográfica, la medida del alcance es inmediata con ayuda de los micrómetros del microscopio sobre el registro permanente, grabado en ella, de la trayectoria real de la partícula.

Sobre esta tercera ventaja podemos añadir por nuestra parte que, mientras la cámara de niebla precisa de dos fotografías para cada traza, lo que encarece enormemente su uso, basta una sola placa nuclear para registrar en ella muchísimas trazas.

4.^a Con las modernas emulsiones de 500 y 1.000 μ de espesor pueden lograrse en las placas trazas de varios centímetros de longitud, ya que las partículas cargadas se hacen penetrar en la emulsión con trayectoria casi rasante, que por su elevado poder frenante corresponden a alcances de varios metros en la cámara de WILSON y son, por tanto, imposibles de registrar en una sola de ellas. Esta es la mayor ventaja de la técnica fotográfica y ella bastaría sólo para justificar plenamente su empleo como el método más sencillo para detectar partículas superenergéticas.

5.^a La técnica fotográfica presenta una gran comodidad en el estudio de la radiación cósmica a grandes alturas, debido al pequeñísimo peso de las placas frente a otros medios de registro forzosamente mucho más pesados.

6.^a Aunque tanto la emulsión fotográfica como la cámara de Wilson sean ambas incapaces de registrar por sí partículas como los neutrones, que por carecer de carga no se detectan directamente, la placa puede servir para realizar determinaciones energéticas sobre ellos con ayuda de los protones de retroceso, originados en el choque de los neutrones incidentes con la gran cantidad de núcleos de hidrógeno que contiene la gelatina de la emulsión.

Aparte de estas notorias ventajas, ya reseñadas por POWELL en 1943, que puede afirmarse que era el año de su introducción en

la Física Nuclear, hoy día pueden señalarse otras varias tal vez más importantes.

La técnica fotográfica resulta el medio más idóneo en la determinación de energías de excitación de los núcleos y en el estudio de las distribuciones angulares de los productos de las reacciones nucleares por el elevadísimo número de sucesos que quedan registrados en las placas, lo que aumenta considerablemente el valor estadístico de los resultados en comparación con los obtenidos por cualquier otro método, que, por su más complicada técnica, tiene que basar sus determinaciones sobre un número muy inferior de hechos registrados.

Como además la determinación del alcance de las partículas registradas en la placa se realiza con comodidad y rapidez, con ayuda de los micrómetros del microscopio de observación pueden clasificarse las trazas registradas en histogramas de su número, en función de su alcance, en distribuciones prácticamente gaussianas, obteniendo con ello una mayor exactitud en el cálculo de las energías de excitación de los núcleos y una mayor precisión en el conocimiento de la sección eficaz elemental de la reacción nuclear, para los distintos niveles energéticos del núcleo residual.

Basta hojear la obra de POWELL y OCCHIALINI, *Física nuclear en fotograñas* (14), y el libro de YAGODA, *Medidas radiactivas con emulsiones nucleares* (15), para darse cuenta de la importancia actual de dicha técnica fotográfica.

En el discurso inaugural del curso 1951-52 de la Universidad de Valencia dio CATALÁ, bajo el título *La Técnica fotográfica en Física nuclear y radiación cósmica* (12), un completo resumen de este método y de sus múltiples aplicaciones y posibilidades en el campo actual de tan interesantes materias.

El estudio de una reacción nuclear utilizando la técnica fotográfica, tiene lugar mediante una serie de procesos que pueden agruparse en tres grandes grupos: 1.º Obtención, exposición y revelado de las placas. 2.º Observación de la emulsión al microscopio, medida de los alcances de las trazas y construcción del histograma de observación. 3.º Cálculos a partir de los datos de la reacción, de los alcances y

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

número de trazas medidas en cada grupo de los histogramas, encaminados a determinar la energía de excitación del núcleo residual, así como las distribuciones angulares de los productos de la reacción.

A continuación, y en apartados sucesivos, detallaremos cada una de las operaciones realizadas concretándonos a nuestra reacción en estudio $C^{12} (d, p) C^{13}$.

OBTENCION DE LAS PLACAS

Las placas en estudio fueron impresionadas con los productos de la citada reacción, bombardeando, como ya hemos dicho, gas acetileno a una presión de 10 cm de Hg con deuterones acelerados en el ciclotrón de la Universidad de Liverpool y que nos fueron galantemente cedidas por el profesor J. ROTBLAT en 1950. Estas placas pertenecen a una serie de exposiciones, realizadas en 1949, en una cámara de difusión diseñada por BURROWS, POWELL y ROTBLAT (16), reformando otra anteriormente utilizada, debida a CHADWICH, MAY, PICKAVANCE y POWELL (17).

A continuación vamos a describir sucintamente la cámara utilizada para la exposición, resumiendo, para ello, la nota debida a los autores de la misma (16).

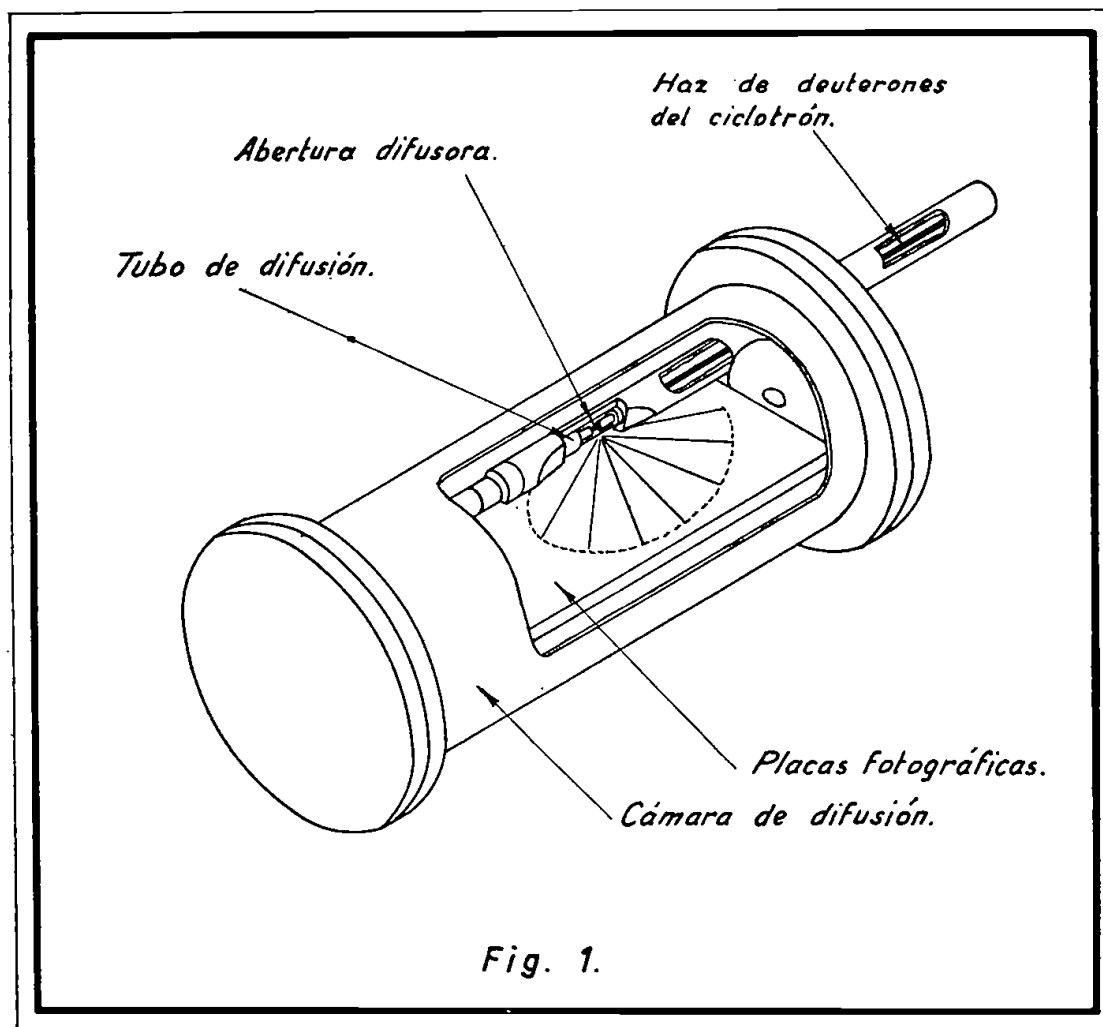
Un haz de partículas aceleradas en el ciclotrón se hace pasar a lo largo de un tubo, llamado tubo de difusión, colocado en el interior de otro más ancho que forma la cámara y que contiene el gas bombardeado a determinada presión. Una abertura lateral del tubo de difusión (fig. 1) permite que éste se llene del gas, y por ella escapan los productos de la reacción que van a incidir sobre las placas fotográficas, con un ángulo muy pequeño, ya que están situadas un poco por debajo del eje del tubo en la cámara de difusión.

Para obtener resultados precisos en la observación de las placas es necesario disponer de un haz de partículas incidentes lo más homogéneo posible en cuanto a su energía, y con la menor divergencia. Precisamente por ello modificaron estos autores la cámara anterior, ya que en ésta el haz incidente tenía una fluctuación energética del

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

orden de 0'6 MeV y una apertura angular de unos 2°, valores excesivamente elevados para la precisión que se exige en estas determinaciones.

Colimación del haz de deuterones.—El haz obtenido con el ciclotrón de la Universidad de Liverpool, tiene una sección transversal



de 9 cm² en su entrada en la cámara de bombardeo del mismo. Como en ella el valor del campo magnético es aún suficientemente intenso para curvar la trayectoria de los deuterones, es preciso colocar la cámara de difusión, donde va a realizarse la reacción en estudio, a bastante distancia de la anterior, con el fin de que la trayectoria de

los deuterones sea rectilínea. Por ello, el haz de deuterones atraviesa, antes de su incidencia en la cámara de difusión, un tubo de 50 pulgadas de largo y 5 de diámetro, ligeramente curvado al principio. Este tubo lleva un sistema de diafragmas con el fin de seleccionar la porción conveniente del haz.

A continuación de éste se dispone otro tubo de latón de 1/2 pulgada de diámetro interno y de 8 pulgadas de largo, llamado tubo de colimación. Entre ambos se halla un diafragma de 1'5 mm de diámetro que sirve para definir la sección transversal del haz. Este último termina en una ventana de mica con un espesor equivalente, en absorción, a 1'5 cm de aire. A continuación comienza el tubo de difusión colocado dentro de la cámara.

La divergencia y la energía del haz de deuterones a la entrada de la cámara de difusión, se determina directamente colocando, en dicho lugar, una placa fotográfica con una exposición a lo sumo de 0'01 seg. Así resulta como valor de dicha energía $7'90 \pm 0'06$ MeV, con una apertura angular de 20 minutos de arco.

Cámara de difusión.—Formada por una serie de cilindros de latón sujetos por uno de sus extremos a la periferia de una fuerte tapa. Todo ello se halla recubierto por un cilindro de latón de 50 cm de longitud y 28 de diámetro, que cierra por su otro extremo con una tapa abatible, con el fin de introducir por ella las placas.

El eje del tubo de difusión se halla a 8'5 cm del eje de la cámara, en su mismo plano horizontal. La distancia desde la ventana de mica, donde comienza el tubo de difusión, al centro de su abertura lateral es de 7'5 cm.

El tubo de difusión tiene 1 cm de diámetro interno y el tamaño de su abertura lateral es de 4 mm. El espesor de sus paredes disminuye, gradualmente, hasta que en los bordes de la abertura es sólo de 1/4 de mm. Esta reducción es precisa, ya que, como veremos, el volumen del «blanco» gaseoso disminuye a causa del espesor de dichos bordes.

Colocación de las placas.—Las placas fotográficas se montan en un chasis, que descansa sobre una plataforma en la cámara de difusión, estando firmemente sujetas a éste con ayuda de 28 sujetadores

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

de suficiente presión para mantenerlas fijas, aun teniendo en cuenta la contracción de la gelatina, debida a la pérdida de agua en el período de enrarecimiento de la cámara. La distancia del plano de la emulsión al eje del tubo de difusión es de 1'5 cm.

La superficie de las placas es de 14×5 pulgadas, dividida en 21 porciones de 5×2 pulgadas, con el fin de evitar tensiones en la gelatina durante el enrarecimiento. Después de la exposición se cubren las placas con una pieza especial, que desliza sobre ellas, provista de pequeños orificios, y se exponen, durante breve tiempo, a un foco luminoso lejano. Al revelar las placas aparecen en ellas puntos de referencia que, con ayuda de un mapa auxiliar, que describiremos más adelante, permiten localizar las zonas de las placas elegidas para su estudio.

Técnica de la exposición.—Colocadas las placas (en nuestra experiencia, Ilford C2 de 100μ de espesor), se hace el vacío en la cámara durante dos o tres horas. La causa de este prolongado período es desecar la emulsión, evaporando el agua que contiene, con el fin de asegurar una composición definida de la emulsión y, por ende, su poder frenante.

Se deja entrar en la cámara el gas en estudio hasta una determinada presión (en nuestro caso, 10 cm de Hg), operando con cuidado con el fin de eliminar, en lo posible, impurezas de oxígeno y nitrógeno atmosférico. Se le somete, a continuación, al bombardeo durante unas dos horas, tiempo elegido con el fin de que las placas no queden ni poco ni excesivamente impresionadas.

Cámara de ionización.—Con el fin de determinar la intensidad del haz bombardeante (número de deuterones/seg.), el tubo de difusión termina en una pequeña cámara de ionización, en la que penetra el haz después de haber atravesado el «blanco». En ella se halla aire a 10 cm de presión y su electrodo colector está unido a un amplificador. Este se halla conectado con un contador en el que se mide una carga eléctrica proporcional a la transportada por el haz, en el tiempo que ha durado la experiencia. Por BURROWS, GIBSON y ROTBLAT (18) se ha determinado que a 1 milicoulomb registrado en el contador, corresponden 3'31 microcoulombs del haz de deuterones.

Revelado de las placas.—Debido al espesor de la emulsión utilizada, con el fin de que queden en ella la totalidad de las trazas, su revelado presenta un serio problema por la dificultad de obtenerlo uniforme en todo su espesor. En el libro de YAGODA, ya citado (15), se dan varias «recetas» para el revelado de emulsiones nucleares, pero en Bristol se utiliza un método debido a una genial idea de OCCHIALINI, apuntada durante su estancia allí, y perfeccionado, más tarde, por el grupo de Física Nuclear de la Universidad de Bruselas (19), que trabaja bajo la dirección del citado físico y de COSYNS.

Esta técnica se conoce con el nombre de «revelado en frío», ya que, en esencia, se basa en obtener una distribución uniforme del revelador en el interior de la emulsión, operando a baja temperatura, de forma que resulte ineficaz hasta que, lograda su uniforme distribución, se eleve la temperatura y comience a actuar sobre la emulsión.

El método empleado consta de las siguientes etapas:

1.^a Las placas se sumergen en agua fría, a 5° C., con objeto de reblandecer la emulsión.

2.^a Se introducen en el revelador, enfriado previamente hasta dicha temperatura, y se mantiene en el baño unas tres horas para conseguir su distribución regular en la emulsión.

3.^a Se secan cuidadosamente con el fin de evitar excesos de revelador en su superficie. Se colocan en un ambiente a 27° para que se inicie, en seco, el revelado merced al revelador absorbido por la emulsión.

4.^a Este período se prolonga, según el espesor de las placas, un tiempo variable del orden de una hora.

5.^a Bruscamente se introduce la placa en un baño ácido (acético en agua al 2 por 100 en volumen; pH = 3), volviendo, de nuevo, a la temperatura de 5° C. con el fin de cortar la acción del revelador.

6.^a A continuación se vuelve a los 27° y luego se llevan al baño fijador, donde permanecen 24 horas.

En el proceso del revelado las placas sufren una reducción de espesor del 50 por 100, que debe tenerse en cuenta al medir la inclinación de la traza en el microscopio. Por otra parte, esta reducción va acompañada de deformaciones que originan curvaturas ajenas a las

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

trayectorias de las partículas. COSYNS y VAN DER HAEGHE (20) han definido un coeficiente que mide la distorsión de la gelatina en unidades denominadas «covan».

OBSERVACIÓN DE LAS PLACAS

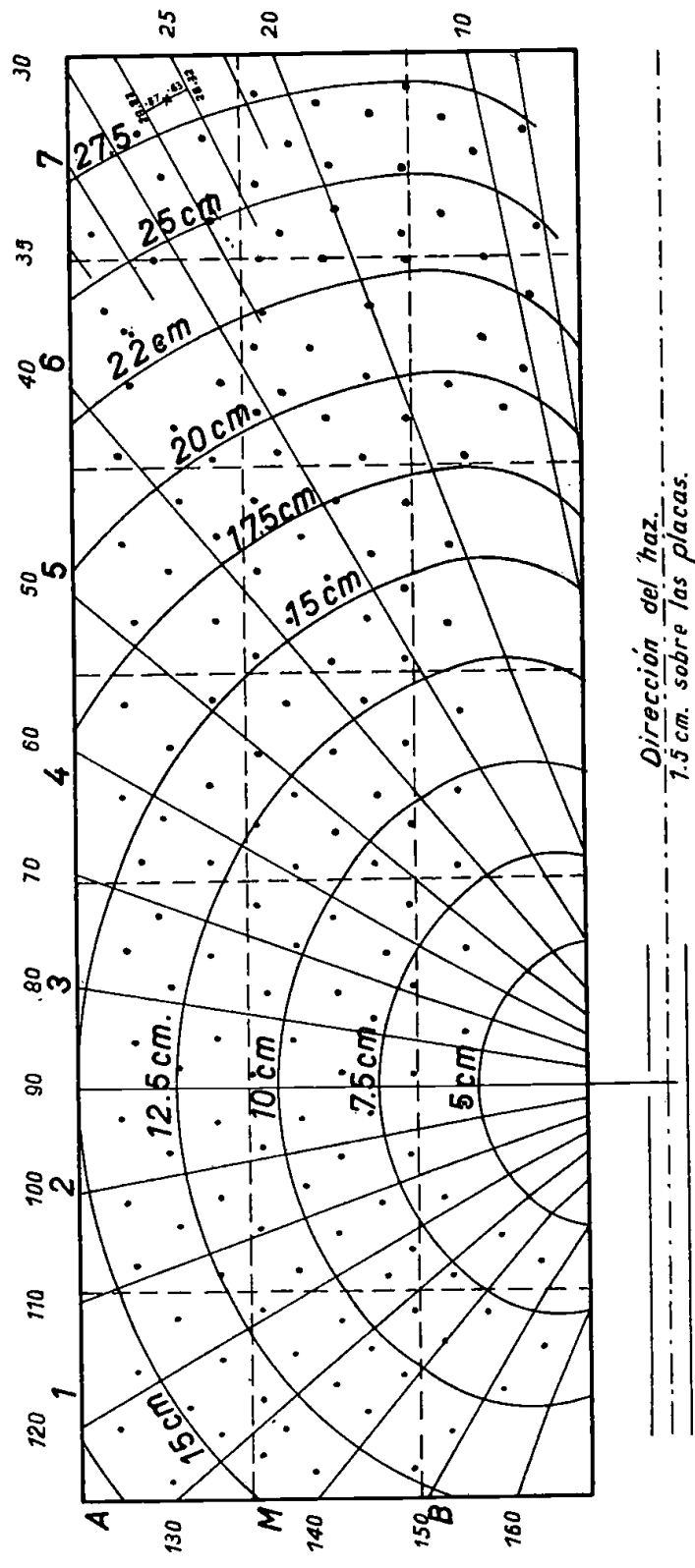
La observación de las placas en estudio se ha realizado, con ayuda de un microscopio especial para Física Nuclear, utilizando un objetivo de inmersión. La colocación de las placas en la platina se realiza de tal forma, que la dirección de las trazas sea observada en sentido horizontal en el campo del microscopio.

Para ello se efectúa previamente la operación de centrado de la placa en el microscopio auxiliándonos de los puntos de referencia impresionados en ella, y de un plano en el que están representados los puntos de la superficie de las placas que se hallan a igual distancia del «blanco» y los puntos de incidencia en ellas de las partículas emitidas por éste, formando un mismo ángulo θ con el haz de deuterones incidentes (llamado ángulo de observación) y que se conocen, respectivamente, con los nombres de líneas de distancia constante y de ángulo constante (fig. 2).

Construcción del plano de líneas de ángulo constante y de distancia constante.—Las partículas producidas en nuestra reacción y emitidas por el «blanco», formando un ángulo θ con la dirección del haz de deuterones, se propagan a lo largo de las generatrices de una superficie cónica de revolución con vértice en el «blanco» y de ángulo de semiapertura θ (fig. 3).

Ahora bien, el vértice del cono no coincide con el centro de la abertura del tubo de difusión de la cámara, sino que se halla des-

PLANO DE LINEAS DE ANGULO CONSTANTE Y DE DISTANCIA CONSTANTE.



NOTA: Solo se ha representado con detalle un punto correspondiente a la placa 7A.

Fig. 2.

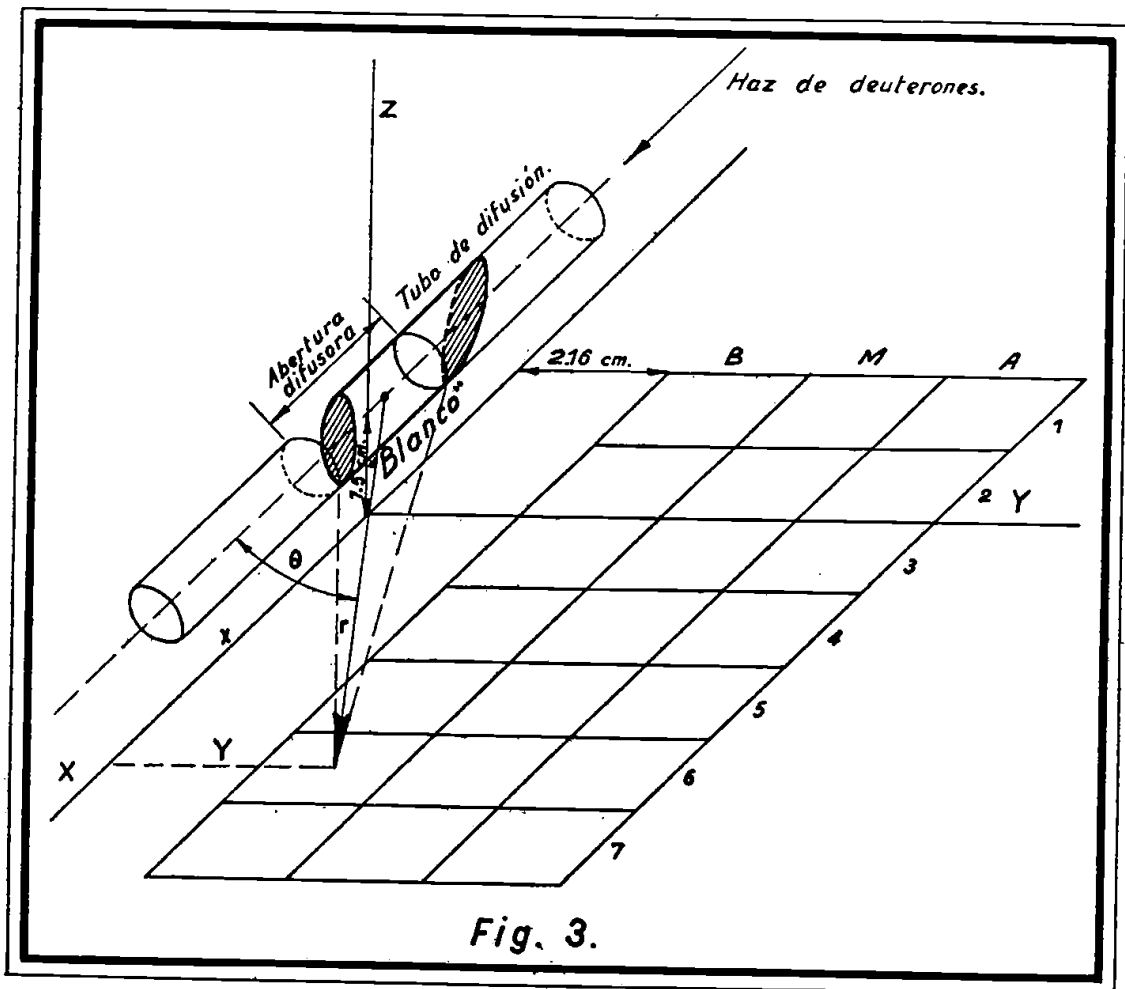
plazado de él una distancia $0'5 \cotg. \theta$, debido a que la zona del gas que actúa de «blanco» está desplazada, precisamente, esta magnitud, por ser el diámetro del tubo de 1 cm.

La ecuación cartesiana de la citada superficie cónica es:

$$y^2 + (z - 1'5)^2 = [(x + 0'5 \cotg. \theta) \operatorname{tg.} \theta]^2 = (x \operatorname{tg} \theta + 0'5)^2 \quad (\text{I})$$

cuya intersección con el plano XY, en el que se hallan situadas las placas, viene dada por:

$$y^2 + 2'25 = (x \operatorname{tg} \theta + 0'5)^2 \quad (\text{II})$$



obtenida de la anterior con $z = 0$. Esto indica que las líneas de ángulo constante formarán un haz de hipérbolas cuyos vértices y focos varían a lo largo del eje X.

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

Por otra parte, las partículas producidas bajo un mismo ángulo de observación θ , recorrerán en la atmósfera de acetileno, a lo largo de las generatrices del citado cono, longitudes distintas r , según el punto en que incidan en las placas. Para determinar en qué punto de la hipérbola correspondiente al ángulo θ inciden dichas partículas, después de un recorrido dado r , bastará resolver el sistema formado por la ecuación de la hipérbola (II) y la:

$$(x + 0'5 \cotg. \theta)^2 + y^2 + 2'25 = r^2 \quad (\text{III})$$

expresión de la distancia del «blanco» al punto (x, y) de las placas.

Eliminando el ángulo θ entre ambas ecuaciones, podría alcanzarse la expresión cartesiana de las líneas de distancia constante. Sin embargo, como el resultado es algo complejo, es preferible despejar de ellas las coordenadas del punto (x, y) , resultando:

$$\begin{aligned} x &= \cotg. \theta (r \operatorname{sen} \theta - 0'5) \\ y &= \sqrt{r^2 \operatorname{sen}^2 \theta - 2'25} \end{aligned} \quad (\text{IV})$$

que son las ecuaciones paramétricas de los dos haces de líneas.

Ahora bien, dado que el borde inferior de las placas se hallaba en la cámara de difusión a 2'16 cm de la proyección sobre su plano del eje del tubo de difusión, conviene restarle a la ordenada dicho valor, con el fin de poder considerar dicho borde inferior como nuevo eje x , resultando con ello:

$$\begin{aligned} x &= \cotg. \theta (r \operatorname{sen} \theta - 0'5) \\ y &= \sqrt{r^2 \operatorname{sen}^2 \theta - 2'25} - 2'16 \end{aligned} \quad (\text{V})$$

Con ayuda de estas últimas ecuaciones paramétricas (V) se construye el mapa auxiliar, y en él se sitúa la posición de los puntos de referencia impresionados en las placas. Por último, para facilitar el centrado de las placas en el microscopio, se anotan en el plano, sobre segmentos normales a las líneas de ángulo constante próximas, sus

distancias a los puntos de referencia, indicando en los puntos de intersección de estas normales con las hipérbolas de ángulo constante, sus distancias al «blanco».

Centrado de las placas en el microscopio.—Elegido un ángulo θ de observación y una distancia r al «blanco» para realizar el estudio de una zona pequeña, que comprenda al punto de incidencia tomado, se buscan en el plano dos puntos de referencia que comprendan, entre ellos, la zona elegida. Se leen en el mismo sus distancias a la hipérbola de ángulo θ y los valores de las distancias al «blanco» de sus dos proyecciones sobre dicha línea.

Se coloca la placa en la platina del microscopio de forma que, los puntos de referencia considerados, queden separados aproximadamente, en sentido transversal, la diferencia de sus distancias a la hipérbola θ . Se sujeta la placa a la platina mediante pasta de modelar, colocada en sus vértices, y con el objetivo de menor aumento se centra uno de los puntos de referencia en el campo del microscopio. Se corre la platina con el micrómetro transversal la distancia justa que ha de separar ambos puntos de referencia, y se desplaza la platina longitudinalmente para ver si se alcanza el otro punto. Si esto no ocurre se gira un poco la placa, lo que es posible por la plasticidad de la pasta de modelar, hasta que se vea el segundo punto. Se vuelve al primero y se repite el proceso, las veces precisas, hasta lograr que la distancia transversal entre ambos puntos sea la justa. Con ello termina el centrado.

Tomadas las lecturas de los dos micrómetros de la platina del microscopio, correspondientes a los dos puntos de referencia, una sencilla interpolación permite hallar las del punto central de la zona elegida para la observación.

El objeto de este centrado es conseguir que las trazas se observen paralelas al eje longitudinal de la platina, para hacer posible la medida de su longitud con el micrómetro correspondiente, ya que, en el fondo, lo que se ha hecho ha sido colocar la dirección de incidencia de los productos de la reacción según aquélla.

Observación de la zona elegida. Barridos y construcción del histograma.—Centrada la placa, las trazas se miden empleando el obje-

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

tivo de más aumentos del microscopio. Las trazas cortas, de longitud menor que el tamaño del micrómetro ocular, se leen en éste, que previamente ha sido calibrado en micras con ayuda de un micrómetro objetivo. El calibre total del citado micrómetro ocular, subdividido en 60 divisiones, es de 52'6 micras. Las trazas largas, de longitud mayor, se determinan por diferencia entre las lecturas del micrómetro longitudinal de la platina del principio y fin de las mismas.

Se elige sobre la placa una zona rectangular, con su centro en el punto de incidencia elegido y de pequeño tamaño, ordinariamente de unos 10 mm², con el fin de que el error cometido, en cuanto a la distancia al «blanco» y ángulo de observación, en los cuatro vértices de la zona, sea despreciable.

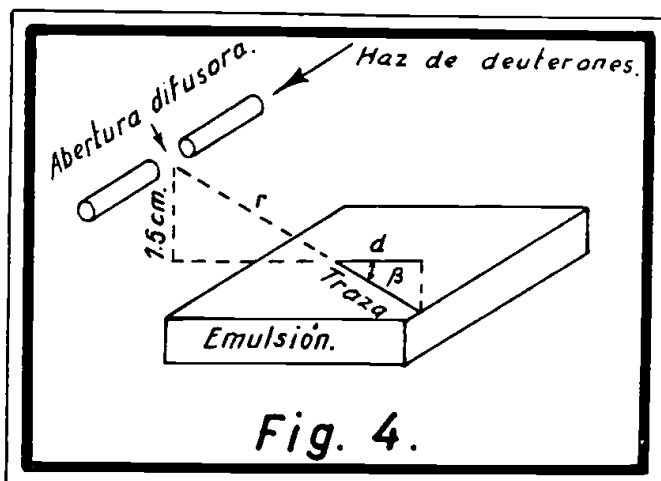
Dado que para distintos ángulos de observación y varias distancias al «blanco» las placas poseen mayor o menos abundancia de trazas, no todas las zonas observadas son del mismo tamaño, sino que se eligen de tal forma que en total se midan en cada una de ellas unas 2000 trazas.

La zona se recorre por medio de barridos consecutivos, paralelos a la dirección de las trazas y de anchura igual a la del micrómetro ocular, redondeado a 53 μ . Estos barridos se realizan de izquierda a derecha en el campo del microscopio, con el fin de ver entrar el principio de la traza por la izquierda. Medida la longitud de una traza, se vuelve a su origen y se sigue el barrido hasta hallar el comienzo de la siguiente. Se tiene enfocada la superficie de la placa mientras se busca el principio de una traza, para no tomar ninguna que tenga su origen en el seno de la emulsión, ya que éstas son debidas a protones de retroceso originados en el choque de neutrones de la reacción $C^{12}(d, n)N^{13}$ con átomos de hidrógeno de la gelatina de la emulsión.

Todas las trazas presentan ligeras fluctuaciones en su dirección, debidas al conocido fenómeno del «straggling», pero hay algunas que se curvan excesivamente, lo mismo que las hay que profundizan más que otras en la emulsión. En todas ellas hay que medir su inclinación y longitud a trozos parciales, valuando después su verdadero tamaño.

La longitud medida de las trazas no es, en realidad, el valor del alcance de las partículas en la emulsión, ya que antes de incidir en

las placas han recorrido un trayecto r en la atmósfera de acetileno



y, además, penetran inclinadas un cierto ángulo β .

Por ello, sobre la longitud medida, proyección de la traza sobre la superficie de las placas (fig. 4), hay que realizar dos correcciones como explicamos a continuación:

La primera, corrección por ángulo de incidencia,

queda reducida a multiplicar la longitud d medida por $\sec \beta$. El valor de $\sec \beta$ se obtiene, de la observación de la figura, en función de la distancia r y de la altura de 1'5 cm del «blanco» sobre el plano de las placas.

La segunda corrección se reduce a sumar al valor $d \sec \beta$ el número de micras de emulsión que corresponden a los r centímetros de acetileno recorridos por los productos de la reacción hasta su incidencia en las placas. Ya veremos más adelante, que 1 cm de $C_2 H_2$ a 10 cm de presión equivale, en enfrenamiento, a 0'155 cm de aire en condiciones normales. Ahora bien, como el poder frenante medio de las emulsiones, respecto al aire, es de 1800 (21 y 22), resulta que un cm de acetileno, en las condiciones de la experiencia, equivalen a 0'86 micras de emulsión.

Con el fin de tener un registro de las trazas medidas se construye el llamado *histograma de observación de la zona*, tomando en abscisas el alcance en micras y en ordenadas el número de trazas observadas de dicho alcance. Cada traza leída se marca en el histograma con un punto sobre su correspondiente ordenada.

Se han realizado medidas sobre dos o tres zonas para cada uno de los 17 ángulos de observación estudiados, a distintas distancias al «blanco». Los dos o tres histogramas de cada ángulo vienen representados, superpuestos en uno sólo, en las figuras colocadas al final de esta memoria.

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

Las razones que nos han obligado a estudiar más de una zona en cada ángulo de observación han sido las siguientes:

1.^a Disponer de mayor número de trazas medidas, con lo que los máximos de los histogramas resultan más acusados y se pueden apreciar otros menores; y

2.^a Poder determinar el error cometido en el cálculo de la sección eficaz elemental, por el distinto número de trazas del mismo máximo en cada zona.

Los máximos de los histogramas tienen una distribución prácticamente gaussiana, ya que el alcance de partículas de la misma energía está sometido a fluctuaciones, originadas, por una parte, por no ser el haz de deuterones bombardeantes completamente homogéneo en cuanto a su energía, y, por otra, por el ya citado fenómeno del «stragglings» de las trazas.

Determinación de la energía de los productos de la reacción. Relaciones alcance-energía.—En el estudio de todo proceso nuclear se precisa del valor de la energía de los productos de la transmutación. Este puede alcanzarse a partir de las medidas de las longitudes de sus trazas, o sea sus alcances en la emulsión. Para ello se ha de disponer de una relación que ligue el alcance de una partícula, con su energía al penetrar en la emulsión. Esta relación puede alcanzarse por consideraciones teóricas, a partir de la expresión del frenamiento de la partícula dE/dx , debida a LIVINGSTONE y BETHE (23), pero resulta mejor obtenerla por métodos experimentales.

Una de las primeras determinaciones de esta relación se debe a LATTES, FOWLER y CÜER (24), estudiando los alcances en la emulsión Ilford B1 de los productos del Li, Be, B y O bombardeados con deuterones, y dando valores de esta relación para energías hasta de 13 MeV. Sus resultados son admitidos actualmente para ésta y otras emulsiones nucleares, ya que las firmas comerciales, aunque mejoren la sensibilidad de las emulsiones, procuran conservar su poder frenante.

Por GIBSON, PAYNE y CATALÁ (25) se ha comprobado esta constancia casi absoluta del poder frenante para las emulsiones Ilford C2 y G5.

Posteriormente ROTBLAT (26) indicó la conveniencia de que esta

relación fuese revisada, a causa de que las energías de las partículas habían sido calculadas partiendo de calores de reacción Q imperfectamente determinados. Además, se daba la circunstancia de que algunas placas habían sido expuestas en el vacío y otras en el aire, y por

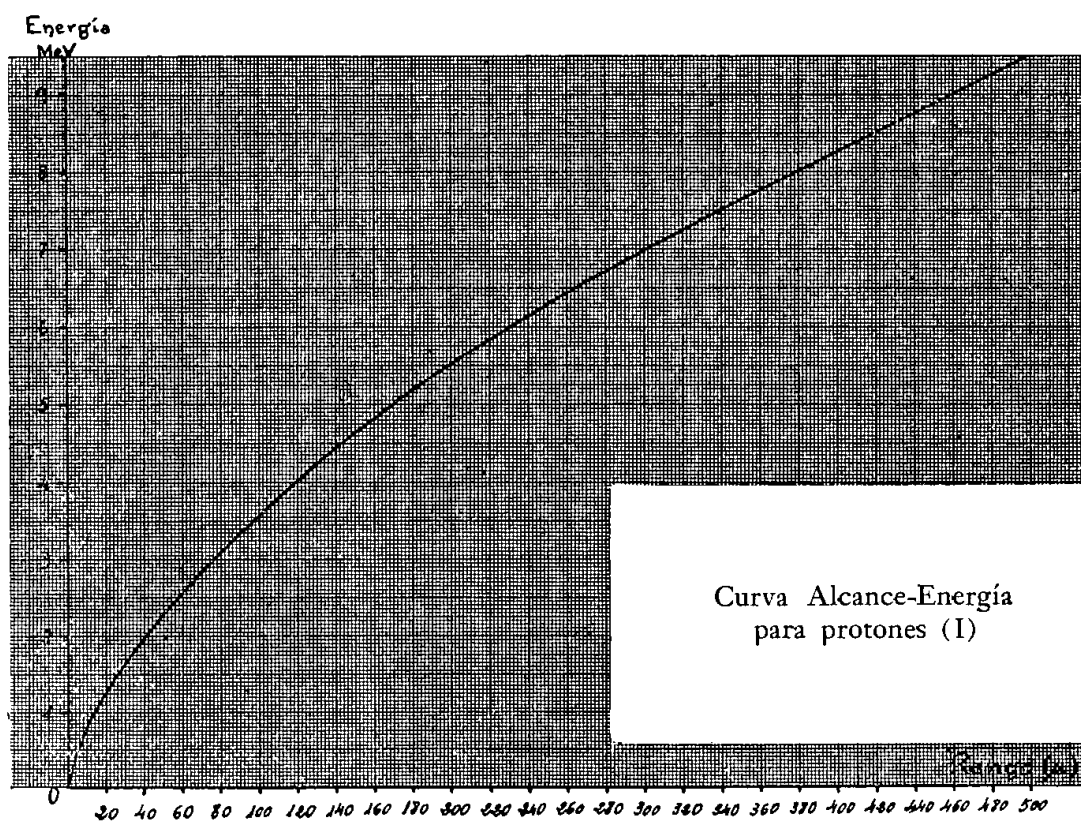


Fig. 5

ello existía una diferencia apreciable en su contenido en agua, con alteración de su poder frenante.

Por esta razón, ROTBLAT por una parte y GIBSON y CATALÁ por otra (27 y 28), han realizado nuevas determinaciones de la relación alcance-energía, publicando sus resultados para protones entre 6 y 16'3 MeV y para partículas α de 8 a 19 MeV en emulsiones Ilford C2, y que es la que representamos en las figuras 5 y 6 y hemos utilizado en nuestras determinaciones.

Existen otras relaciones alcance-energía dadas por BRADNER y otros (29) y por EL BEDEWI (30), pero sus discrepancias con la utilizada por nosotros son mínimas.

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

Por LATTER, OCCHIALINI y POWELL (31) ha sido calculada la ecuación de esta relación en la forma:

$$E = 0'262 M^{0'425} R^{0'575} \quad (\text{VI})$$

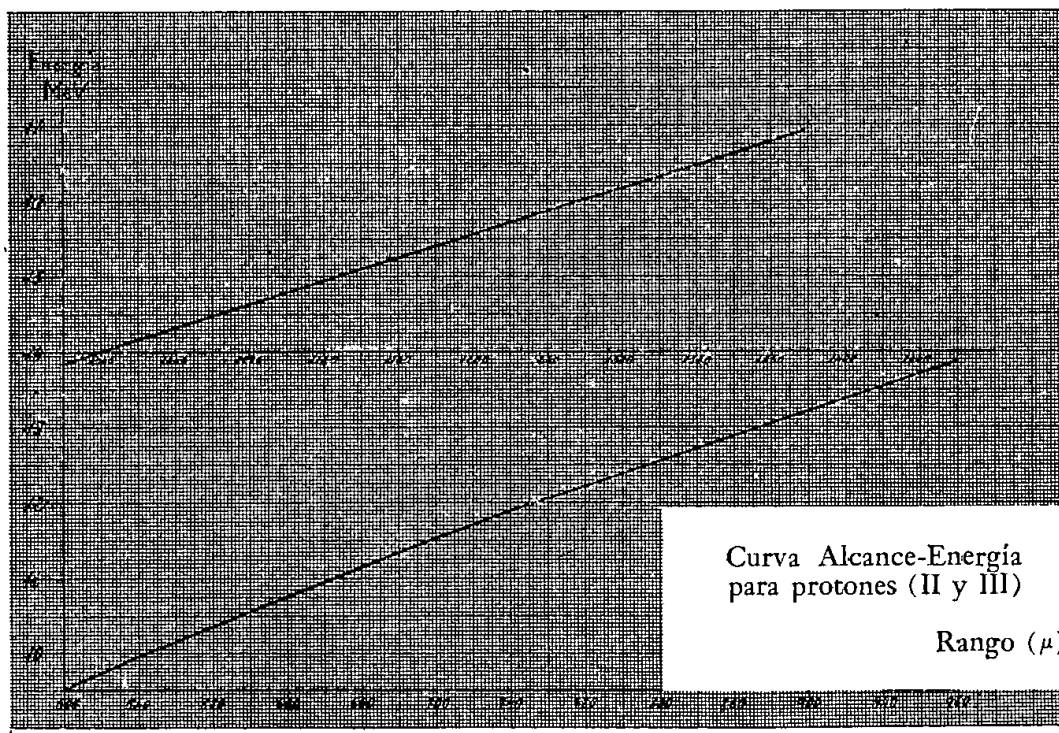


Fig. 6

donde M es la masa de la partícula y R su alcance. Por CATALÁ, SE-NENT y AGUILAR (22) se ha determinado la ecuación de la debida a GIBSON y CATALÁ, para protones en emulsión Ilford C2, dándole la expresión:

$$E = 0'254 R^{0'580} \quad (\text{VII})$$

de poca discrepancia con la anterior, y por CATALÁ, AGUILAR y BUS-QUETS (32), la ecuación de dicha relación para partículas α en la mis-ma emulsión, resultando:

$$E = 0'707 R^{0'647} \quad (\text{VIII})$$

ANÁLISIS DE LA REACCIÓN

Cuando se bombardea el C^{12} con deuterones tiene lugar el proceso $C^{12} (d, p) C^{13}$, o sea, transmutación del carbono 12 en su isótopo 13, con emisión de protones de distintas energías, según la residual de excitación del núcleo C^{13} .

Entremezclados con los protones producidos emergen del «blanco» varios grupos de partículas difundidas por éste y que son las siguientes:

1.º Un elevado porcentaje de deuterones del haz bombardeante que es difundido por los núcleos de carbono, del acetileno, sin originar transmutación del C^{12} en C^{13} . A estas partículas difundidas las denominaremos deuterones difundidos por C^{12} con el símbolo D_C 12.

2.º Otro porcentaje de deuterones del mismo haz es difundido por los átomos de hidrógeno del gas acetileno. Les designaremos como deuterones difundidos por hidrógeno, con el símbolo D_H .

3.º Los núcleos de hidrógeno que originan la difusión de los deuterones son animados, en el choque, de elevada velocidad, y emergen del «blanco» como un nuevo haz de protones difundidos, pero extraños a los producidos en la reacción en estudio. A estos protones, llamados de retroceso, los representaremos por H_D .

Por tanto, en los histogramas de observación aparecen diversos grupos de partículas debidos a los varios grupos de protones producidos en la reacción, correspondientes a las distintas energías de excitación del C^{13} , y otros originados por las citadas partículas extrañas a la reacción: D_C 12, D_H y H_D .

Dado que, determinados los alcances de los diversos grupos de

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

protones, por la abscisa correspondiente al máximo de su distribución gaussiana en el histograma, podemos conocer la energía con que han salido del «blanco» por medio de la relación alcance-energía, tendremos que determinar, previamente, cuáles son los máximos de los histogramas pertenecientes a las partículas difundidas, para no considerarlos como pertenecientes a protones producidos en la reacción.

En casi todos los ángulos de observación suelen superponerse los máximos de las partículas difundidas con alguno de los grupos de protones. Como de ordinario, las partículas difundidas lo son en número bastante más elevado que los grupos de protones, quedan éstos totalmente enmascarados y no pueden obtenerse consecuencias de ellos, y por esta razón no son tenidos en consideración en el ángulo de observación correspondiente.

La energía de los deuterones bombardeantes era, como ya hemos citado, de $7'90 \pm 0'06$ MeV, medida a 7'5 cm del centro de la abertura difusora. Un cálculo teórico permite determinar la equivalencia, en cuanto a absorción, de un cm de acetileno, a la presión de 10 cm de Hg de nuestra experiencia, con 0'1555 cm de aire en condiciones normales, admitiendo que el poder de enfrenamiento, por átomo, es proporcional a la raíz cuadrada de su peso atómico (33).

Con ello, el enfrenamiento por molécula de acetileno será proporcional a $2\sqrt{12} + 2\sqrt{1}$, y el enfrenamiento molecular del aire proporcional a $2\sqrt{14'4}$, ya que este gas puede considerarse como un gas biatómico de peso molecular 28'8. El poder frenante del acetileno, en condiciones normales, respecto al aire, valdrá $(2\sqrt{12} + 2\sqrt{1})/2\sqrt{14'4}$. Como además el acetileno se halla a 10 cm de presión, se tendrá para poder frenante de éste, en nuestra experiencia, el valor:

$$\frac{10}{76} \cdot \frac{\sqrt{12} + 1}{\sqrt{14'4}} = 0'1555 \quad (\text{IX})$$

Con ello los 7'5 cm de acetileno atravesados por el haz de deuterones incidentes, presentan la misma absorción que 1'167 cm de aire.

Con ayuda de la relación alcance-energía para protones en aire, debida a LIVINSTONE y BETHE (23) y a SMITH (35), es fácil determinar el alcance de los deuterones incidentes, ya que, la relación alcance-energía para estas partículas, puede deducirse de la de protones, sabiendo que el alcance de un deuterón es doble que el de un protón de mitad de energía (36), resultando ser de 46 cm de aire. Restando de éstos los 1'167 cm calculados para su enfrenamiento, al atravesar el acetileno queda un alcance residual de 44'823 cm. Este alcance corresponde a deuterones de 7'862 MeV, que es el valor de la energía corregida del haz incidente y que constituye uno de los datos precisos para el estudio teórico de los procesos de la reacción $C^{12}(d, p)C^{13}$ que estamos realizando.

Como magnitud del calor de esta reacción podría tomarse el calculado a partir del defecto de masa de nuestro proceso, con los valores de las masas atómicas citadas por TOLLESTRUP, FOWLER y LAURITSEN (37), que resulta de 2'722 MeV, pero es preferible utilizar el determinado experimentalmente por BUECHNER y STRAIT (38) de $2'729 \pm 0'009$ MeV, ya que ha sido determinado precisamente, por estos investigadores, para un proceso de transmutación idéntico.

Sistemas de coordenadas.—La observación de las trazas de los productos de la reacción en estudio, se lleva a cabo en un sistema de coordenadas polares, llamadas coordenadas del laboratorio (coordenadas L), que tienen como eje polar el haz de deuterones y como polo el «blanco». El ángulo que forma la dirección de los productos con el haz de deuterones recibe el nombre de ángulo de observación y se representa por θ .

Estas coordenadas de observación no resultan convenientes para el estudio de las reacciones nucleares, dado que, al chocar el proyectil con el núcleo bombardeado, el centro de gravedad del sistema de ambos (llamado centro de masas) está animado de una velocidad V_0 en la dirección del haz de deuterones, y en el momento de la transmutación los productos son emitidos bajo un ángulo de emisión α , distinto del de observación θ .

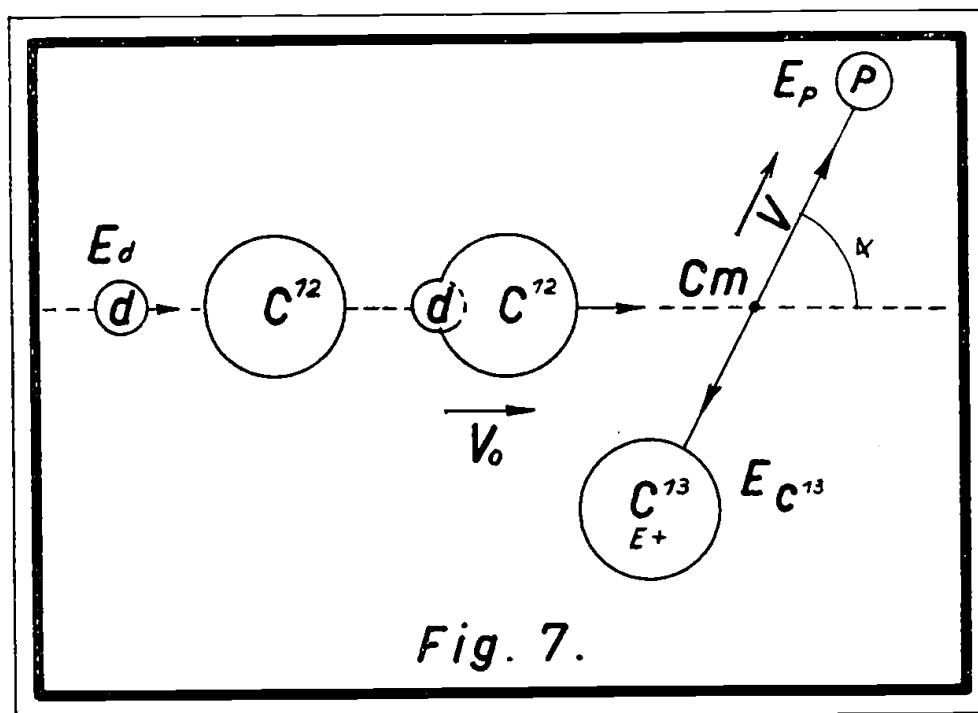
Por ello el sistema idóneo para el estudio de reacciones nucleares es el llamado sistema de coordenadas del centro de masas (coordenadas CM), que tiene como eje polar el haz de deuterones y como polo

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

dicho C M. Este sistema es el que dará la verdadera interpretación del proceso, porque en él se supone que el C M está en reposo, mientras que en el sistema L se halla en movimiento.

Además, como ya citamos, las distribuciones angulares obtenidas han de compararse con las teóricas debidas a BUTLER, que han sido calculadas suponiendo al C M en reposo, es decir, en el sistema C M. Por ello hemos de plantear todos los problemas geométricos en dicho sistema, aunque obtengamos después las ecuaciones precisas en el sistema L, ya que en éste se realizan las observaciones y se determinan experimentalmente los datos precisos.

Determinación de los niveles de excitación del C^{13} .—Supongamos un átomo de C^{12} en reposo (fig. 7), ya que su energía, debida a la



agitación térmica, de unos 0'04 eV, es despreciable frente a las energías puestas en juego por la transmutación, y sobre él incidiendo un deuterón, animado de la energía del haz $E_d = 7'862$ MeV, o sea con una cantidad de movimiento:

$$G = \sqrt{2 \cdot 2 \cdot E_d} = 2 \sqrt{E_d} \quad (X)$$

En el choque inelástico, el c. d. g. del deuterón y del núcleo del C^{12} toma una velocidad V_o , que se determina por la conservación de G:

$$2 \sqrt{E_d} = 14 V_o \quad (XI)$$

o sea:

$$V_o = \sqrt{E_d}/7 \quad (XII)$$

que es la velocidad del centro de masas en nuestro problema.

La parte de la energía cinética del deuterón, diferencia entre ella y la adquirida por el centro de masas, de valor:

$$W_1 = E_d - \frac{1}{2} \cdot 14 \frac{E_d}{49} = \frac{6}{7} E_d \quad (XIII)$$

se convierte en energía de excitación del sistema deuterón- C^{12} , por lo que, resultando inestable, transmuta en C^{13} con emisión de un protón, animando a ambas partículas de energías $E_{C^{13}}$ y E_p en direcciones opuestas, como exige el principio de conservación de la cantidad de movimiento del sistema. Además, el núcleo residual de C^{13} queda excitado con una energía E^* .

En la transmutación se libera una energía Q (calor de reacción, debida a la pérdida de masa) que en nuestro caso es de 2'729 MeV. Esta se suma a la de excitación del sistema, resultando que en el momento de emisión del protón existe una energía $W = W_1 + Q - E^*$ para distribuirse, en forma de energía cinética, entre las dos partículas resultantes, el protón y el C^{13} .

Se tiene, pues, que:

$$E_p + E_{C^{13}} = W = Q - E^* + \frac{6}{7} E_d \quad (XIV)$$

Esta ecuación, junto con la $E_p = 13 E_{C^{13}}$, obtenida de la conservación de G en la transmutación, permite calcular la energía de emisión del protón, en coordenadas CM, por la expresión:

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

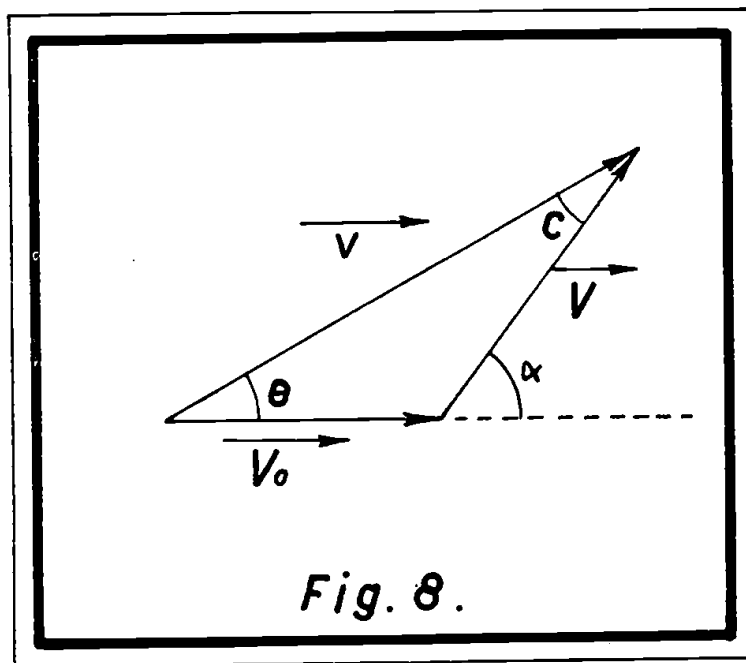
$$E_p = \frac{13}{14} (Q - E^* + \frac{6}{7} E_d) \quad (XV)$$

cualquiera que sea el ángulo α bajo el cual haya sido emitido.

Se ha prescindido de la energía cinética y de la cantidad de movimiento del sistema deuterón-C¹², al calcular la transmutación, porque, como ya hemos dicho, en coordenadas C M se le considera en reposo.

Con esta última expresión (XV) podríamos determinar los valores de las energías de excitación del C¹³, si conociéramos los valores de la energía cinética de los protones producidos, medida dicha magnitud en el sistema C M. Dado que la energía de los protones producidos la hemos determinado a partir de los histogramas de observación, y, por tanto, en el sistema L, nos vemos precisados a determinar una relación entre la energía E_p de los protones en coordenadas C M con la medida experimentalmente e_p , en coordenadas L.

Para ello consideremos qué relación existe entre la velocidad V con que han sido emitidas estas partículas desde el C M y la velocidad v con que han sido observadas en el laboratorio.



La velocidad v es la suma vectorial de la V_0 del centro de masas, más la V de emisión del protón. En la fig. 8 se halla representada esta

composición de velocidades, siendo θ y α los ángulos de observación (coordenadas L) y de emisión (coordenadas C M) del protón, respectivamente.

De ella se obtiene que:

$$\frac{V_0}{\text{senc } c} = \frac{V}{\text{sen } \theta} \quad (\text{XVI})$$

y como la velocidad de emisión V vale:

$$V = \sqrt{2 E_p} \quad (\text{XVII})$$

resulta:

$$\text{sen } c = \frac{\sqrt{E_d}}{\sqrt{91 (Q - E^* + 6/7 \cdot E_d)}} \text{sen } \theta \quad (\text{XVIII})$$

El valor del ángulo de emisión α en sistema C M resulta:

$$\alpha = c + \theta \quad (\text{XIX})$$

por lo que, la velocidad de observación del protón es:

$$v^2 = v_0^2 + v^2 + 2 v_0 v \cos \alpha \quad (\text{XX})$$

en la que sustituyendo las expresiones (XII, XV, XVII, XVIII y XIX), obtenemos:

$$v = \frac{1}{7} (\sqrt{E_d} \cos \theta + \sqrt{E_d \cos^2 \theta + 7 \cdot (11 E_d + 13 Q - 13 E^*)}) \quad (\text{XXI})$$

Como la energía de observación del protón es: $e_p = \frac{1}{2} v^2$, se

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

tiene:

$$E^* = Q - \frac{1}{13} (14 e_p - 11 E_d - \sqrt{8 E_d e_p} \cos \theta) \quad (\text{XXII})$$

fórmula que permite determinar los valores de las energías de excitación del C^{13} , a partir de la energía e_p de cada grupo de protones del histograma de observación bajo el ángulo θ .

Sustituyendo en ella los valores numéricos de Q y E_d , resulta la fórmula que utilizaremos constantemente:

$$E^* = 9'377 + 0'610 \sqrt{e_p} \cos \theta - 1'077 e_p \quad (\text{XXIII})$$

Determinado el valor de la energía de excitación E^* , de cada nivel del C^{13} , podremos determinar el ángulo de emisión de los protones correspondientes a dicho nivel y observados bajo el ángulo θ , con ayuda de las expresiones:

$$\alpha = \theta + c; \quad \text{sen } c = \frac{0'2939}{\sqrt{9'468 - E^*}} \text{sen } \theta \quad (\text{XXIV})$$

Ahora bien, conocido $\text{sen } c$, existen dos ángulos: c , y $180^\circ - c$, que tienen el mismo seno, y con ello resultan dos ángulos de emisión distintos para la misma energía de excitación E^* y el mismo ángulo de emisión θ .

En el caso más desfavorable de $E^* = 9 \text{ MeV}$, valor no alcanzado en nuestras determinaciones, resulta para $\text{sen } c$:

$$\text{sen } c = 0'43 \text{sen } \theta \quad (\text{XXV})$$

y, por lo tanto, el ángulo c será siempre menor que el θ . Con ello la segunda solución para α , que es:

$$\alpha' = \theta + 180^\circ - c \quad (\text{XXVI})$$

sería siempre mayor de 180° , y los protones producidos bajo dicho ángulo de emisión α' saldrían en dirección opuesta a las placas (fig. 9).

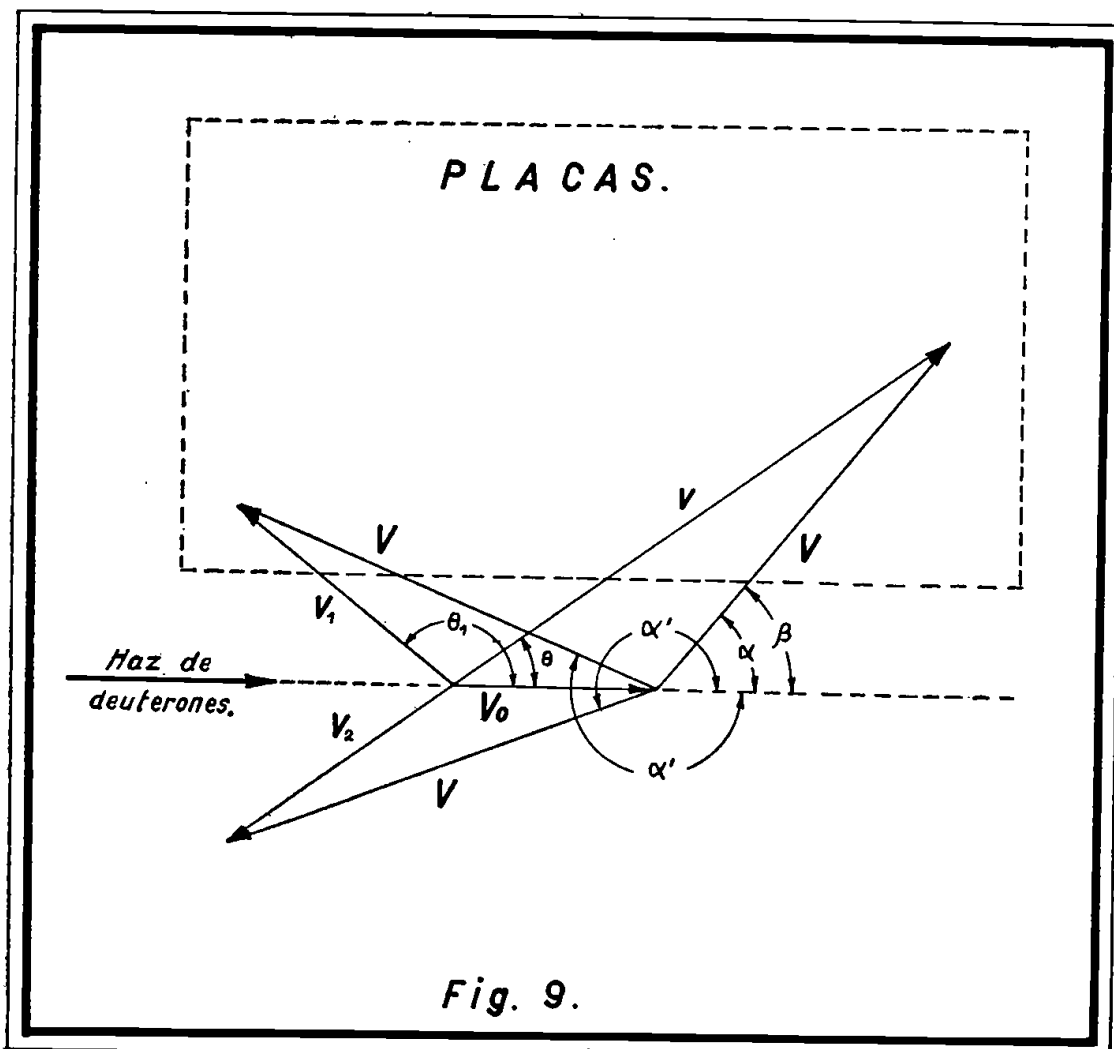


Fig. 9.

Pero si en vez de suponer que el ángulo α' está medido en sentido positivo lo fuera en el negativo, los protones resultantes vendrían a incidir en las placas con otro ángulo θ_1 , agregándose a los protones observados en este ángulo. El valor de θ_1 es:

$$\theta_1 = 180^\circ - \theta \quad (\text{XXVII})$$

Con ello parece que en cada dirección de observación θ pueden alcanzar la misma zona de las placas dos grupos de protones con dis-

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

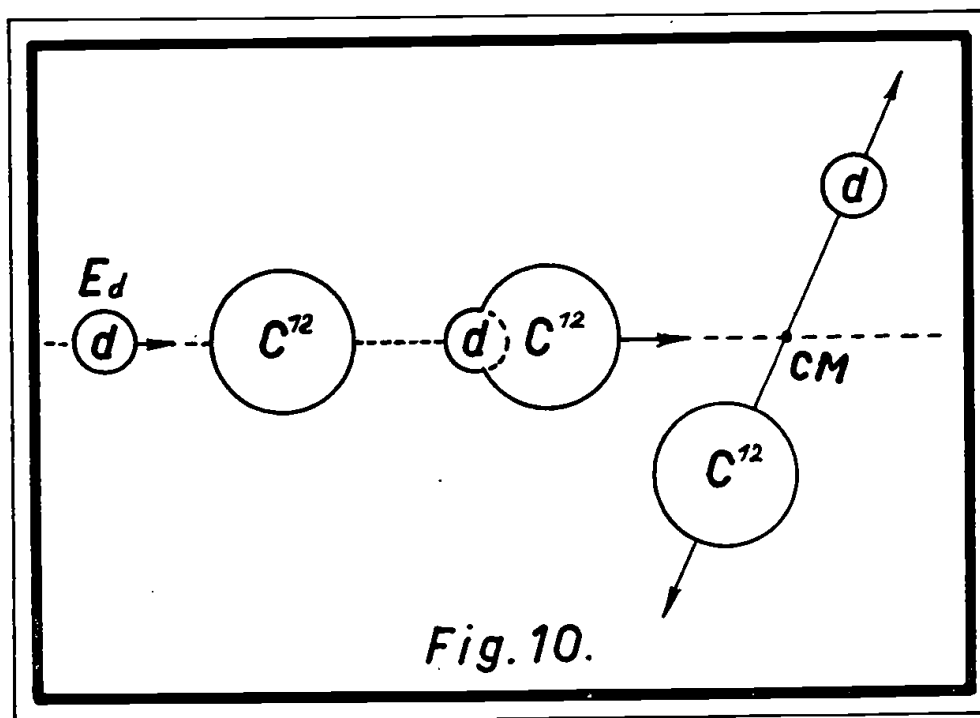
tinta velocidad v de observación, pero emitidos con la misma velocidad V de emisión. O sea que a cada nivel de excitación del C^{13} corresponderían dos máximos del histograma de observación. Esto no es así, porque los dos grupos estarían emitidos con los ángulos:

$$\alpha = \theta + c \quad \text{y} \quad \beta = 180^\circ - \theta_1 + c = \theta + c \quad (\text{XXVIII})$$

o sea con el mismo ángulo α y, por tanto, con la misma velocidad v de observación.

Luego, después de este análisis, podemos asegurar que en el método utilizado por nosotros para la determinación de energías de excitación del C^{13} , a cada máximo del histograma, corresponde un solo valor para la energía de excitación y viceversa.

Determinación de los máximos de los histogramas pertenecientes a los D_{c12} .—Como ya hemos dicho, se ha de determinar previamente



qué máximos de los histogramas pertenecen a las partículas difundidas por el «blanco» que emergen entremezclados con los protones producidos en la reacción en estudio.

La determinación de la energía de emisión de los deuterones difundidos por el C^{12} , en sistema C M, se realiza de la siguiente forma:

Al incidir el deuterón sobre el carbono (fig. 10), el centro de masas adquiere una velocidad V_0 , que es la misma que toma en el proceso de transmutación, o sea:

$$V_0 = \frac{\sqrt{E_d}}{7} \quad (\text{XXIX})$$

De la misma forma la energía de excitación del sistema deuterón- C^{12} es de $6/7 E_d$ y que en la emisión del deuterón difundido se transforma en energía cinética. Ésta se reparte entre el deuterón y el núcleo de C^{12} , correspondiendo al primero una energía:

$$E_d' = \frac{36}{49} E_d \quad (\text{XXX})$$

por lo que son emitidos desde el C M con una velocidad:

$$V = \frac{6}{7} \sqrt{E_d} \quad (\text{XXXI})$$

Entre su ángulo de emisión α y el de su observación θ existe la misma relación:

$$\alpha = \theta + c \quad (\text{XXXII})$$

calculándose c a partir de:

$$\text{sen } c = \frac{\text{sen } \theta}{6} \quad (\text{XXXIII})$$

y por ser c menor que θ , en cada ángulo de observación se tendrá un solo grupo de D_0 12.

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

La energía de estas partículas en el sistema L valdrá:

$$e_{\frac{D_{12}}{C}} = \frac{E_d}{49} (\cos \theta + \sqrt{35 + \cos^2 \theta})^2 \quad (\text{XXXIV})$$

donde sustituyendo el valor de la energía de los deuterones bombardeantes se obtiene, para la energía de observación de los D_c 12:

$$e_{\frac{D_{12}}{C}} = 0'1604 (\cos \theta + \sqrt{35 + \cos^2 \theta})^2 \quad (\text{XXXV})$$

Mediante esta fórmula y la relación alcance-energía se puede determinar, previamente, la posición del máximo del histograma correspondiente a estas partículas.

Determinación de los máximos de los histogramas pertenecientes a los D_H .—En este problema se opera de forma análoga, considerando como partícula bombardeada el núcleo de H. La velocidad del C M es:

$$V_o = \frac{2}{3} \sqrt{E_d} \quad (\text{XXXVI})$$

y su energía de excitación, liberada en la emisión del D_H y del H_D es de $1/3 E_d$.

De ella le corresponde al deuterón $1/9 E_d$, o sea que los D_H son emitidos desde el C M con la velocidad:

$$V = \frac{1}{3} \sqrt{E_d} \quad (\text{XXXVII})$$

El valor del ángulo c, en éste caso, se obtiene por la fórmula:

$$\text{sen } c = 2 \text{ sen } \theta \quad (\text{XXXVIII})$$

y por ser el ángulo c siempre mayor que el θ , en cada histograma de observación podrían encontrarse dos grupos de D_H emitidos bajo

los ángulos:

$$\alpha = \theta + c \quad \text{y} \quad \beta = 180^\circ + \theta - c \quad (\text{XXXIX})$$

a los que corresponden energías de observación en el sistema L dadas por:

$$e_{D_H} = \frac{4}{9} E_d \left(\cos \theta + \sqrt{\cos^2 \theta - \frac{3}{4}} \right)^2 \quad (\text{XL})$$

$$e'_{D_H} = \frac{4}{9} E_d \left(\cos \theta - \sqrt{\cos^2 \theta - \frac{3}{4}} \right)^2$$

que sólo pueden presentarse en ángulos de observación menores de 30° , confundándose en un solo grupo en dicho ángulo.

Para ángulos mayores de 150° no pueden presentarse por resultar imaginaria su velocidad v en el sistema L.

Calculadas para ángulos de observación iguales o inferiores a 30° , la energía de ambos grupos D_H con la ecuación:

$$e_{D_H} = 3'494 (\cos \theta \pm \sqrt{\cos^2 \theta - 0'75})^2 \quad (\text{XLI})$$

la relación alcance-energía permite identificar la posición de sus máximos correspondientes en el histograma.

Determinación de los máximos de los histogramas pertenecientes a los H_D .—Como los protones de retroceso tienen su origen en el mismo fenómeno de difusión de los D_H , resulta que su energía de emisión desde el C M es:

$$E_{H_D} = \frac{2}{9} E_d \quad (\text{XLII})$$

correspondiéndoles una velocidad de emisión:

$$V = \frac{2}{3} \sqrt{E_d} \quad (\text{XLIII})$$

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

Su ángulo de emisión α resulta, por cálculo, ser el doble del de observación. Por ello sólo se pueden apreciar hasta el valor de θ igual a 90° .

Su energía de observación en el sistema L vale:

$$e_{\text{H}_D} = \frac{8}{9} E_d \cos^2 \theta = 6'989 \cos^2 \theta \quad (\text{XLIV})$$

y del mismo modo que con las otras partículas difundidas, calculada su energía, pueden determinarse las posiciones de sus máximos en los histogramas.

Una vez calculada la posición de los máximos correspondientes a los $D_C 12$, D_H y H_D , para los distintos ángulos de observación, se denotan con estos mismos símbolos en los histogramas.

De la misma forma los máximos correspondientes a los distintos grupos de protones producidos en la reacción, quedando el núcleo de C^{13} excitado con idéntica energía de excitación, se representan por una misma letra del alfabeto, en todos los histogramas.

Determinación de la sección eficaz elemental de la reacción correspondiente a cada nivel de excitación del núcleo residual, para los distintos ángulos de emisión.—Se entiende por sección eficaz elemental a la relación:

$$\sigma(\alpha) = \frac{d\Sigma}{d\epsilon} \quad (\text{XLV})$$

donde Σ es la sección eficaz de la reacción correspondiente a un nivel de excitación del núcleo residual y $d\epsilon$ el elemento de ángulo sólido del haz de protones emitidos bajo un ángulo α .

El método que hemos empleado para la determinación de las secciones eficaces elementales es el de Burrows, Gibson y Rotblat (18), del cual damos, a continuación, un extracto.

Comenzaremos por determinar su valor en el sistema L. Para ello admitimos que el valor de dicha sección eficaz elemental $\sigma(\theta)$ es proporcional:

al número N de trazas de protones correspondientes al nivel de excitación del C^{13} considerado, observadas en la pequeña área S barrida en las placas;

y es inversamente proporcional:

al ángulo sólido ω con que dicha área es vista desde el «blanco»;

al volumen de éste, es decir a su longitud l , por tener como sección constante la del tubo de difusión de 0.785 cm^2 ;

al número φ de átomos de C^{12} que existen en él, y

al número φ' de deuterones que lo hayan atravesado durante la experiencia;

con lo que podemos escribir:

$$\sigma(\theta) = \frac{d\Sigma}{d\omega} \propto \frac{N}{\omega l \varphi \varphi'} \quad (\text{XLVI})$$

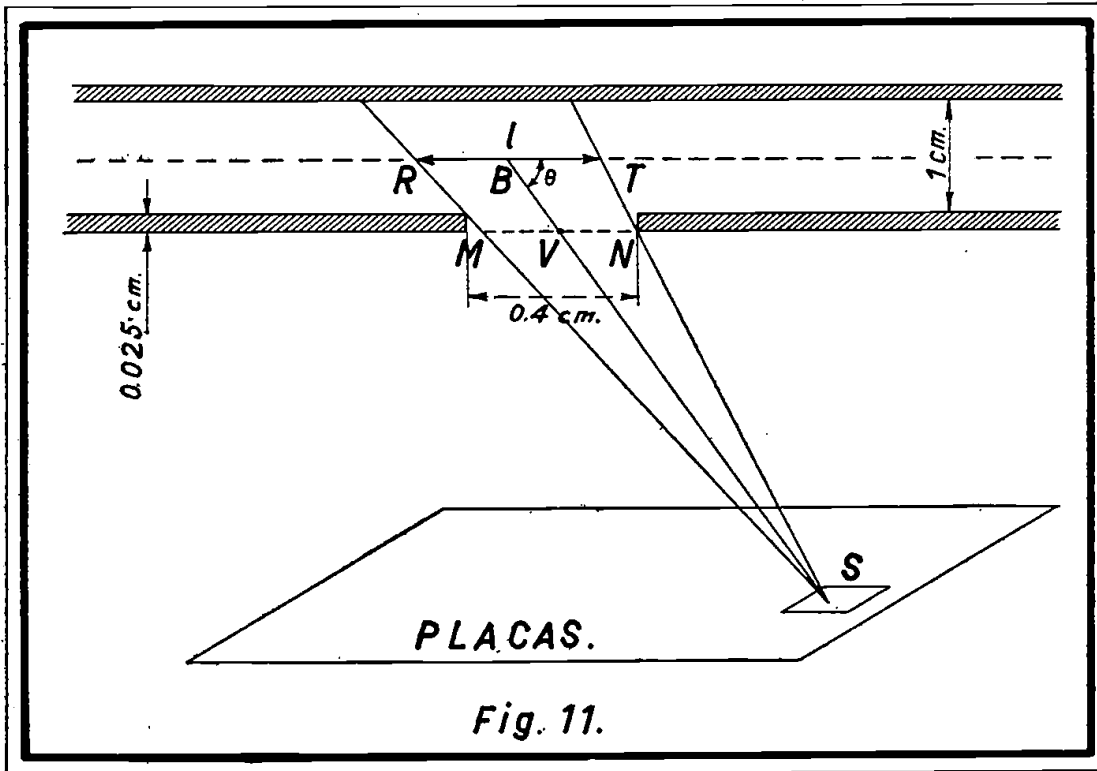
El valor del ángulo sólido ω se obtendrá dividiendo el área S, barrida en las placas, proyectada sobre la normal a la dirección con que los protones penetran en la emulsión, por el cuadrado de su distancia al «blanco»:

$$\omega = \frac{S \sin \beta}{r^2} = \frac{1.5 S}{r^3} \quad \text{ya que:} \quad \sin \beta = \frac{1.5}{r} \quad (\text{XLVII})$$

En la determinación del tamaño l del «blanco» hay que tener en cuenta que el tubo, en el que se produce la reacción, tiene un diámetro de 1 cm, que los protones tienen que salir de él por una abertura de 0.4 cm, y que los bordes de dicho tubo tienen un espesor de 0.025 cm. Además, como al área S de las placas llegan todos los protones producidos en la zona del tubo comprendida entre los radios extremos que alcanzan la zona barrida, después de pasar por los dos

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

bordes de la abertura, podemos admitir que la longitud del «blanco» l es igual al segmento RT (fig. 11).



De la observación de la figura resulta:

$$\frac{RT}{MN} = \frac{BS}{VS} \quad (\text{XLVIII})$$

en donde:

$$MN = 0.4 - 0.025 | \cotg \theta | = 0.4 (1 - 0.0625 | \cotg \theta |) \quad (\text{XLIX})$$

BS es la distancia «blanco»-placa, que representamos por r , y

$$VS = r - \frac{0.5}{\text{sen } \theta} \quad (\text{L})$$

con lo que resulta:

$$I = \frac{0.4 (1 - 0.0625 | \cotg \theta |) r}{r - 0.5 \operatorname{cosec} \theta} \quad (\text{LI})$$

El número φ de átomos de C^{12} presentes en el «blanco» será directamente proporcional a la presión P del gas acetileno y al número n de átomos de carbono que existen por molécula, o sea:

$$\varphi = K P n \quad (\text{LII})$$

El número φ' de deuterones que atravesó el blanco no puede determinarse fácilmente, pero lo admitimos, como ya dijimos, proporcional a la carga eléctrica Q , registrada en la cámara de ionización, en la que penetra el haz de deuterones.

Así, pues, la sección eficaz elemental correspondiente a un nivel de excitación del C^{13} y a un ángulo θ de observación de las trazas, tendrá el valor:

$$\sigma(\theta) = C \frac{1}{P n Q} \frac{r^3}{1.5 S} \frac{r - 0.5 \operatorname{cosec} \theta}{0.4 r (1 - 0.0625 | \cotg \theta |)} N \quad (\text{LIII})$$

cuya constante de proporcionalidad C ha sido determinada, de una vez para siempre, para la cámara de reacción utilizada por los autores del método mediante el estudio de reacciones de sección eficaz conocida realizadas con ella, cifrándola en $0.0228 \pm 0.6 \%$.

Aplicando a la expresión obtenida para $\sigma(\theta)$ los valores de nuestra experiencia: $P = 10$ cm de Hg, $n = 2$ átomos de carbono por molécula de acetileno, y $Q = 2.51$ milicoulombs, se tiene:

$$\sigma(\theta) = \rho K N \quad (\text{LIV})$$

donde ρ engloba todos los valores constantes de la fórmula (LIII), siendo igual a $4.542 \cdot 10^{-4}$; K es un factor que depende de la geometría del problema, y es función del área S barrida, de su distancia

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

r al «blanco» y del ángulo de observación θ de las trazas, y viene dado por:

$$K = \frac{r^2 (r - 0.5 \operatorname{cosec} \theta)}{S (1 - 0.0625 \cdot |\cotg \theta|)} \quad (\text{LV})$$

y N el número de trazas contadas en la zona barrida, correspondientes a cada uno de los niveles de excitación del C^{13} .

Ahora bien, la sección eficaz elemental, determinada de esta forma, está expresada en función del ángulo de observación θ , o sea en el sistema L: Para determinarla en coordenadas C M hay que hacer las siguientes consideraciones:

Las secciones eficaces elementales, en ambos sistemas, son inversamente proporcionales a los ángulos sólidos con que el área barrida es vista desde el «blanco» y desde el centro de masas. Es decir:

$$\frac{\sigma(\alpha)}{\sigma(\theta)} = \frac{\omega_L}{\epsilon_{CM}} \quad (\text{LVI})$$

Del triángulo vectorial de conversión de coordenadas de uno en otro sistema, se obtiene:

$$\frac{\omega_L}{\epsilon_{CM}} = \frac{V^2}{V^2} \cos c = \frac{\operatorname{sen}^2 \theta}{\operatorname{sen}^2 \alpha} \cos c \quad (\text{LVII})$$

relación que representaremos por A, con lo que la sección eficaz elemental para cada nivel de excitación del núcleo residual y para cada ángulo de emisión α , viene dada finalmente por:

$$\sigma(\alpha) = \rho K A N \quad (\text{LVIII})$$

Mediante ella pueden representarse gráficamente las distribuciones angulares de los protones producidos en la reacción en estudio, correspondientes a cada uno de los niveles de excitación del C^{13} determinados.

Determinación de la sección eficaz de la reacción correspondiente a cada nivel de excitación del núcleo de C¹³.—Haciendo uso de las distribuciones angulares obtenidas, puede conocerse el valor de la sección eficaz de la reacción dando origen al C¹³ en sus diversos niveles energéticos.

Para ello basta calcular gráficamente integrales de la forma:

$$\Sigma = \int_{-2\pi}^{2\pi} \sigma(\alpha) d\epsilon \quad (\text{LIX})$$

donde $\sigma(\alpha)$ es la sección eficaz elemental, en coordenadas C M, y $d\epsilon$ el elemento de ángulo sólido en la dirección α de valor:

$$d\epsilon = 2\pi \sin \alpha d\alpha \quad (\text{LX})$$

con lo que resulta:

$$\begin{aligned} \Sigma &= 2\pi \int_0^\pi \sigma(\alpha) \sin \alpha d\alpha = -2\pi \int_1^{-1} \sigma(\alpha) d(\cos \alpha) = \\ &= -2\pi \int_{-1}^1 \sigma(\alpha) d(\cos \alpha) \end{aligned} \quad (\text{LXI})$$

de modo que, si representamos la distribución angular correspondiente, tomando en abscisas $\cos \alpha$ y en ordenadas $\sigma(\alpha)$, resultará para el valor de la sección eficaz de la reacción:

$$\Sigma = 2\pi A \quad (\text{LXII})$$

donde A es el área de la gráfica limitada por la curva, el eje de abscisas y las ordenadas extremas correspondientes a -1 y $+1$.

Tomando como escala, en abscisas, $\cos 0^\circ$ igual a 10 cm, y en ordenadas un milibarn por milímetro, el área debe medirse en centímetros cuadrados, con objeto de que la sección eficaz venga expresada directamente en milibarns.

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

Determinación del spin y de la paridad de la función de ondas del núcleo residual, en sus diversos niveles energéticos.—Comparando las distribuciones angulares obtenidas experimentalmente con las teóricas, debidas a Butler (4 y 5), es posible determinar, como ya dijimos en la introducción, el spin y la paridad de la función de ondas del núcleo residual, o sea del C^{13} , en sus diversos niveles de excitación, determinando previamente la variación del número cuántico l que ha tenido lugar en el proceso de transmutación.

Las distribuciones angulares teóricas, correspondientes a un $\Delta l = 0$, presentan una gran pendiente en los ángulos de emisión pequeños, con un mínimo situado entre 30° y 45° . Se elevan, a continuación, a un máximo acusado alrededor de los 50° para volver a decrecer, a partir de dicho valor, conservándose desde los 100° prácticamente horizontales o elevándose ligeramente en su final.

Las distribuciones angulares correspondientes a $\Delta l = 1$, presentan en la zona comprendida entre 30° y 50° una pendiente menor que las del caso anterior, aunque inicialmente comiencen muy inclinadas. A partir de los 50° , o permanecen prácticamente horizontales o presentan un pequeño máximo alrededor de los 65° . A su final pueden presentar, de nuevo, una ligera elevación.

Las correspondientes a una variación del número cuántico l igual a 2, son todas ellas cóncavas, con curvatura apreciable en toda su longitud, presentando su mínimo, poco acusado, alrededor de los 100° .

Y, por último, las correspondientes a $\Delta l = 3$ comienzan creciendo y presentan un máximo hacia los 30° , para decrecer a partir de este valor.

Determinado, por este método, el valor de Δl que ha tenido lugar en la formación del C^{13} en cada uno de sus niveles energéticos, su spin se obtiene agregando al del núcleo de C^{12} , $S = 0$ (34), la correspondiente variación de l incrementada en $\pm 1/2$ a causa de la captación del neutrón por dicho núcleo.

En cuanto a la paridad de la función de ondas del núcleo residual excitado, es la misma que la del C^{12} , paridad par (34) si el correspondiente Δl es par, mientras que será contraria, imparidad, si es impar el valor de Δl que le corresponde.

RESULTADOS

Presentamos a continuación los resultados obtenidos para cada uno de los máximos puestos de manifiesto en los histogramas. En sendas tablas resumimos, para cada uno de los ángulos de observación θ , los valores determinados del ángulo de emisión α de los protones, en coordenadas C M; el alcance R corregido de éstos; en μ ; su energía de observación e_p , en MeV; la energía E^* residual de excitación del C^{13} , en MeV, y la sección eficaz elemental $\sigma(\alpha)$, en milibarns/estereorradian.

En ellas indicamos la causa por la que no haya sido acusado el máximo tabulado en alguno de los ángulos de observación, y que son las siguientes:

1.^a Algunos de ellos aparecen velados por los máximos, mucho más acusados, debidos a los D_C 12, D_H o H_D .

2.^a Algunas de las zonas elegidas en las placas, para su observación, tenían que serlo a grandes distancias del «blanco», para que no se hallara excesivamente impresionada, lo que hace imposible la medida de las trazas por el gran número de ellas que aparecen en el campo del microscopio, y, por tanto, en ellas no pueden ser puestos de manifiesto los máximos correspondientes a los niveles energéticos más elevados.

3.^a En los ángulos de observación superiores a los 100° , el poder resolutivo del método disminuye, y por ello aparecen solapadas las distribuciones gaussianas de los máximos correspondientes a los niveles más excitados, por lo que no resulta posible separarlos.

Como puede verse en las tablas siguientes, puede asegurarse que

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

prácticamente todos los máximos, excepto el representado en los histogramas por la letra V, han sido acusados o su ausencia justificada en todos los ángulos de observación, salvo contadísimas excepciones (dos en total), que pueden interpretarse por errores de observación o por ser su sección eficaz elemental muy pequeña.

En cuanto al máximo representado por la letra V, aparte de no haberse presentado en 10 de los 17 ángulos de observación en que ha sido investigado, presenta, en los restantes, una sección eficaz elemental de un orden mucho menor que el de los otros máximos. Este máximo corresponde al dudoso nivel de excitación del C^{13} de 0'8 MeV. Este nivel ha sido citado por MERHANT (39), BOYER (40), BERLMAN (41) y ROY (42), mientras que no mencionan su existencia, aunque lo hayan investigado especialmente BUECHNER y STRAIT (38), HEYDENBURG e INGLIS (43) y GIBSON y CATALÁ (44).

Por ello podemos opinar en la controversia planteada sobre su existencia, afirmando que no existe realmente, o que sólo puede ser acusado con otras energías de los deuterones bombardeantes distintas de la de 7'86 MeV de nuestra experiencia. Este es el mismo punto de vista defendido por GIBSON y CATALÁ (44).

Además, como se deduce de un análisis realizado por GIBSON (45), las trazas apreciadas que parecen corresponderle podrían ser debidas a impurezas gaseosas del «blanco», ya que, de hecho, siempre quedan muy próximas al grupo de protones de la reacción $N^{14} (d, p) N^{15}$, correspondientes al estado normal de éste. Por tanto, añadimos que el nivel de 0'8 MeV del C^{13} no debe ser tenido en cuenta.

Para cada uno de los máximos estudiados, presentamos nuestros resultados sobre el valor de la energía de excitación E^* del C^{13} , como valor medio del calculado en cada ángulo de observación; el valor del calor Q de la reacción que lo ha originado en dicho estado de excitación; la energía E_p con que han sido emitidos sus correspondientes protones desde el C M; la sección eficaz Σ de la transmutación originando el C^{13} en dicho nivel energético; la variación del número cuántico l que ha tenido lugar en el proceso; el spín S y paridad del núcleo residual excitado, y, finalmente, la representación de la distribución angular de los protones correspondientes producidos en la reacción $C^{12} (d, p) C^{13}$.

En cuanto a los resultados de Δl , S y paridad hemos de indicar

que no pueden asegurarse en algunos de los niveles energéticos del C^{13} , ya que la forma de las distribuciones angulares de sus protones no corresponden, precisamente, con ninguna de las distribuciones teóricas que, como ya dijimos, son debidas a BUTLER (4 y 5).

Además, en cada uno de los niveles energéticos indicamos los autores que los habían determinado previamente, así como los que ya hemos publicado nosotros en unas notas anteriores, citadas varias veces a lo largo de esta exposición (1 y 2).

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MAXIMO W

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	$\sigma(\alpha)$ mb/st.
20°	21° 53'	588 ± 8	10'44 ± 0'08	— 0'01 ± 0'10	28'8 ± 2'3
22° 30'	24° 35'	590 ± 12	10'46 ± 0'11	— 0'05 ± 0'13	25'6 ± 3'1
25°	27° 19'	587 ± 7	10'43 ± 0'08	— 0'08 ± 0'09	26'1 ± 1'1
27° 30'	30° 3'	582 ± 10	10'39 ± 0'09	— 0'06 ± 0'09	23'4 ± 2'9
30°	32° 44'	572 ± 10	10'28 ± 0'11	0'01 ± 0'11	19'5 ± 1'2
35°	38° 9'	562 ± 7	10'17 ± 0'08	0'01 ± 0'07	15'5 ± 0'5
40°	43° 31'	556 ± 7	10'08 ± 0'10	0'00 ± 0'10	10'7 ± 0'5
45°	48° 52'	550 ± 8	10'02 ± 0'09	0'06 ± 0'08	6'1 ± 0'6
50°	54° 11'	540 ± 12	9'94 ± 0'12	— 0'06 ± 0'10	3'3 ± 0'1
55°	59° 30'	523 ± 8	9'74 ± 0'09	— 0'03 ± 0'09	5'1 ± 0'1
60°	64° 44'	515 ± 10	9'66 ± 0'11	— 0'06 ± 0'11	5'8 ± 0'2
70°	75° 7'	475 ± 10	9'21 ± 0'12	0'02 ± 0'06	4'8 ± 0'3
80°	85° 24'	460 ± 6	9'04 ± 0'07	— 0'04 ± 0'07	3'2 ± 0'1
100°	105° 24'	407 ± 9	8'43 ± 0'10	— 0'01 ± — 0'11	3'4 ± 0'4
120°	124° 45'	368 ± 6	7'92 ± 0'08	0'01 ± 0'11	3'5 ± 0'3
140°	143° 31'	342 ± 5	7'58 ± 0'06	— 0'04 ± 0'07	3'8 ± 0'2
160°	161° 53'	316 ± 9	7'23 ± 0'12	0'04 ± 0'13	3'7 ± 0'3

Este máximo corresponde al estado normal del C^{13} . Como media de la energía de excitación resulta el valor $-0'02 \pm 0'09$ MeV.

$E_p = 8'80 \pm 0'09$ MeV.
 $\Delta l = 1.$

$Q = 2'73 \pm 0'09$ MeV.
 $\Sigma = 85'8 \pm 11'9$ milibarns.
 $S = 1/2$ ó $3/2$. Impar.

Su paridad y spin han sido estudiados por ROTBLAT (7) y por nosotros con anterioridad (3).

MÁXIMO V

θ	α	R	e_p MeV	E^* MeV	(a) mb/st 77
20°	21° 57'	507'5 ± 7	9'58 ± 0'10	0'83 ± 0'10	3'30 ± 1'5
22° 30'		No acusado			
25°		No acusado			
27° 30'		No acusado			
30°		No acusado			
40°	44° 13'	480 ± 15	9'28 ± 0'16	0'80 ± 0'16	0'40 ± 0'5
45°	49° 3'	470 ± 8	9'16 ± 0'09	0'81 ± 0'09	0'39 ± 0'1
50°		No acusado			
55°		No acusado			
60°		No acusado			
70°		No acusado			
80°	85° 39'	392 ± 5	8'23 ± 0'07	0'82 ± 0'08	0'31 ± 0'3
100°	105° 39'	350 ± 7	7'68 ± 0'09	0'80 ± 0'09	0'27 ± 0'1
120°	124° 57'	317'5 ± 8	7'26 ± 0'10	0'74 ± 0'08	0'28 ± 0'3
140°	143° 40'	288 ± 12	6'83 ± 0'07	0'80 ± 0'08	0'40 ± 0'1
160°		No acusado			

Según ya hemos indicado, este nivel energético no debe considerarse como perteneciente al C¹³.

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MAXIMO U

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	σ (a) mb/st.
20°	22° 17'	317 ± 5	7'26 ± 0'06	3'10 ± 0'06	36'5 ± 1'8
22° 30'	25° 3'	325 ± 8	7'29 ± 0'11	3'04 ± 0'11	23'7 ± 2'8
25°	27° 48'	325 ± 8	7'29 ± 0'10	3'03 ± 0'09	13'3 ± 1'0
27° 30'	30° 37'	315'5 ± 6	7'22 ± 0'09	3'06 ± 0'10	9'5 ± 1'3
30°	33° 20'	311 ± 7	7'16 ± 0'10	3'08 ± 0'10	8'0 ± 0'6
35°	38° 50'	305 ± 6	7'07 ± 0'09	3'09 ± 0'09	11'0 ± 1'0
40°	44° 17'	300 ± 4	7'00 ± 0'10	3'07 ± 0'09	12'4 ± 2'4
45°	49° 42'	295 ± 5	6'93 ± 0'07	3'04 ± 0'06	16'8 ± 1'7
50°	55° 6'	286 ± 6	6'81 ± 0'09	3'07 ± 0'10	16'4 ± 0'8
55°	60° 29'	276 ± 6	6'66 ± 0'09	3'10 ± 0'09	15'2 ± 0'1
60°	65° 46'	270 ± 4'5	6'57 ± 0'07	3'08 ± 0'08	12'7 ± 0'5
70°	76° 16'	255 ± 7	6'35 ± 0'09	3'06 ± 0'09	10'7 ± 1'0
80°	86° 35'	237 ± 5'5	6'07 ± 0'09	3'10 ± 0'09	7'0 ± 0'3
100°	106° 37'	205 ± 5	5'56 ± 0'08	3'14 ± 0'09	4'6 ± 0'1
120°	125° 47'	181'5 ± 5'5	5'20 ± 0'07	3'08 ± 0'08	4'2 ± 0'6
140°	144° 17'	164'5 ± 5	4'88 ± 0'09	3'09 ± 0'09	4'0 ± 0'2
160°	162° 17'	152'5 ± 6	4'64 ± 0'11	3'14 ± 0'13	4'0 ± 0'6

$$E^* = 3'08 \pm 0'08 \text{ MeV.}$$

$$Q = - 0'35 \pm 0'08 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 5'94 \pm 0'08 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 119'9 \pm 14'8 \text{ milibarns.}$$

$$\Delta l = 0.$$

$$S = 1/2. \text{ Paridad.}$$

Citado por BUECHNER y STRAIT (38) y por HEYDENBURG e INGLIS (43). Estudiados por nosotros en las notas citadas (1).

Su paridad y spín han sido estudiados por ROTBLAT (7) y por nosotros (3).

MAXIMO T

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	$\sigma(\alpha)$ mb/st.
20°	22° 24'	272.5 ± 5	6.62 ± 0.07	3.72 ± 0.07	65.0 ± 3.4
25°	27° 58'	270 ± 5	6.57 ± 0.08	3.72 ± 0.08	24.8 ± 2.2
27° 30'	30° 46'	269.5 ± 5	6.57 ± 0.07	3.68 ± 0.06	20.8 ± 3.5
30°	33° 30'	267 ± 3	6.54 ± 0.04	3.69 ± 0.05	18.4 ± 2.8
35°	39° 2'	261 ± 4	6.44 ± 0.06	3.71 ± 0.06	14.5 ± 1.8
40°	44° 29'	252.5 ± 3	6.33 ± 0.05	3.73 ± 0.09	11.9 ± 0.3
45°	49° 59'	248 ± 3.5	6.24 ± 0.06	3.73 ± 0.06	7.9 ± 0.9
50°	55° 23'	243 ± 3.5	6.17 ± 0.05	3.70 ± 0.05	6.6 ± 0.3
60°	66° 3'	231.5 ± 3	6.00 ± 0.04	3.66 ± 0.05	5.2 ± 0.3
80°	86° 58'	199 ± 3.5	5.45 ± 0.08	3.75 ± 0.09	4.0 ± 0.4
100°	106° 58'	171 ± 4	4.99 ± 0.07	3.76 ± 0.07	3.2 ± 0.3
120°	126° 4'	154 ± 3	4.68 ± 0.06	3.68 ± 0.08	2.8 ± 0.4
140°	144° 30'	139.5 ± 3	4.41 ± 0.10	3.65 ± 0.11	4.4 ± 0.4
160°	162° 24'	127 ± 3	4.16 ± — 0.06	3.73 ± 0.07	5.7 ± 0.2

$$E^* = 3.71 \pm 0.07 \text{ MeV.}$$

$$Q = -0.98 \pm 0.07 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 5.36 \pm 0.07 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 120.0 \pm 17.1 \text{ milibarns.}$$

$$\Delta l = 1.$$

$$S = 1/2 \text{ ó } 3/2. \text{ Impar.}$$

Citado por primera vez por ROTBLAT en la conferencia de Oxford-Harwell, y recogida por HORNAC y LAURITSEN (46 y 47). No fue acusado por nosotros en las notas citadas, pero sí que se observó una falta de simetría en el máximo correspondiente al nivel siguiente (1).

Su spin y paridad ha sido determinado por ROTBLAT (48).

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MAXIMO S

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	$\sigma(\alpha)$ mb/st.
20°	22° 27'	257'5 ± 4	6'39 ± 0'06	3'94 ± 0'06	68'8 ± 4'1
25°	28°	259'5 ± 5	6'43 ± 0'07	3'85 ± 0'07	50'0 ± 2'1
27° 30'	30° 50'	255 ± 4	6'35 ± 0'07	3'90 ± 0'07	46'8 ± 2'1
30°	33° 34'	255 ± 3'5	6'35 ± 0'05	3'87 ± 0'05	43'9 ± 2'4
35°	39° 5'	250 ± 4	6'28 ± 0'05	3'86 ± 0'05	35'2 ± 2'1
40°	44° 34'	244 ± 5	6'19 ± 0'08	3'87 ± 0'08	28'1 ± 2'8
45°	50° 3'	237'5 ± 4	6'07 ± 0'07	3'90 ± 0'08	21'4 ± 3'2
50°	55° 28'	231 ± 3'5	5'97 ± 0'06	3'89 ± 0'05	17'2 ± 0'4
60°	66° 10'	220 ± 5	5'80 ± 0'08	3'86 ± 0'09	11'0 ± 1'5
80°	87° 1'	192 ± 3'5	5'35 ± 0'06	3'86 ± 0'07	7'5 ± 0'8
100°	107° 7'	161 ± 4	4'81 ± 0'07	3'96 ± 0'08	4'4 ± 0'6
120°	126° 9'	147 ± 4	4'55 ± 0'08	3'83 ± 0'10	7'3 ± 0'6
140°	144° 35'	130 ± 5	4'22 ± 0'10	3'88 ± 0'11	9'5 ± 0'5
160°	162° 27'	119'5 ± 4	4'00 ± 0'08	3'92 ± 0'09	11'9 ± 0'2

$$E^* = 3'38 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 5'20 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$\Delta l = 2.$$

$$Q = -1'15 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 201'5 \pm 20'7 \text{ milibarns.}$$

$$S = 3/2 \text{ ó } 5/2. \text{ Paridad.}$$

Citado por BUECHNER y STRAIT (38) y por HEYDENBURG e INGLIS (43).
Acusado por nosotros en una nota anterior (1).

Su spin y paridad han sido determinados por ROTBLAT (48).

MAXIMO R

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	$\sigma(\alpha)$ mb/st.
20°	22° 39'	204 ± 5	5'55 ± 0'07	4'75 ± 0'07	55'8 ± 4'3
25°		Velado por H _D y D _C 12.			
27° 30'		Velado por H _D y D _C 12.			
30°		Velado por H _D y D _C 12.			
35°	39° 28'	191 ± 4	5'33 ± 0'04	4'78 ± 0'04	3'1 ± 0'2
40°	45°	188'5 ± 3	5'30 ± 0'04	4'74 ± 0'04	1'9 ± 0'8
45°	50° 30'	183'5 ± 3'5	5'20 ± 0'07	4'75 ± 0'07	1'7 ± 0'4
50°	55° 57'	178 ± 3	5'12 ± 0'05	4'75 ± 0'06	1'6 ± 0'3
60°		Velado por D _C 12.			
80°		Velado por D _C 12.			
100°		Velado por D _C 12.			
120°		Velado por D _C 12.			
140°		Velado por D _C 12.			
160°	162° 39'	90'5 ± 3	3'36 ± 0'07	4'71 ± 0'09	1'2 ± 0'1

$$E^* = 4'75 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$Q = - 2'02 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 4'39 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 84'6 \pm 8'7 \text{ milibarns.}$$

Este nivel no había sido acusado hasta esta investigación.

FRYE y WIEDENBECK (49) determinan un nivel de 4'6 MeV que podría tratarse de este mismo.

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MÁXIMO Q

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	σ (α) mb/st.
20°	22° 44'	187'5 ± 4	5'28 ± 0'06	5'01 ± 0'05	71'6 ± 5'2
25°	28° 21'	193'5 ± 5	5'38 ± 0'09	4'86 ± 0'09	36'9 ± 3'2
27° 30'	31° 16'	180 ± 4	5'12 ± 0'05	5'09 ± 0'07	14'9 ± 3'3
30°		Velado por H _D .			
35°	39° 35'	176 ± 3	5'08 ± 0'05	5'03 ± 0'04	4'4 ± 0'1
40°	45° 10'	170 ± 2'5	4'98 ± 0'04	5'05 ± 0'04	1'8 ± 0'5
45°	50° 41'	165 ± 3'5	4'88 ± 0'08	5'07 ± 0'09	1'0 ± 0'5
50°	56° 10'	160 ± 2	4'79 ± 0'04	5'07 ± 0'04	1'0 ± 0'6
60°	66° 56'	151 ± 5	4'63 ± 0'08	5'04 ± 0'08	1'0 ± 0'1
80°		Velado por D _C 12.			
100°		Velado por D _C 12.			
120°		Velado por D _C 12.			
140°		Velado por D _C 12.			
160°		Velado por D _C 12.			

$$E^* = 5'03 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 4'12 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$Q = - 2'30 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 82'0 \pm 12'0 \text{ milibarns.}$$

Este nivel no había sido acusado hasta esta investigación.

MAXIMO P

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	σ (α) mb/st.
20°	22° 48'	172.5 ± 3	5.01 ± 0.06	5.25 ± 0.05	48.1 ± 2.7
25°	28° 26'	175 ± 5	5.06 ± 0.09	5.18 ± 0.10	32.7 ± 2.9
27° 30'	31° 30'	170.5 ± 4	4.98 ± 0.08	5.22 ± 0.08	18.6 ± 3.2
30°	34° 4'	170.5 ± 3.5	4.98 ± 0.06	5.19 ± 0.06	18.6 ± 2.4
35°		Velado por H _D			
40°	45° 16'	160 ± 3	4.79 ± 0.06	5.23 ± 0.05	1.2 ± 0.2
45°	50° 48'	155 ± 3	4.70 ± 0.05	5.26 ± 0.05	1.0 ± 0.1
50°	56° 17'	150 ± 2	4.61 ± 0.03	5.25 ± 0.03	0.7 ± 0.1
60°	67° 3'	141 ± 2	4.44 ± 0.04	5.24 ± 0.05	0.5 ± 0.1
80°	88° 5'	122 ± 1.5	4.06 ± 0.03	5.22 ± 0.04	0.3 ± 0.1
100°	108° 5'	103.5 ± 2.5	3.67 ± 0.05	5.22 ± 0.06	0.3 ± 0.1
120°	127° 5'	90 ± 2.5	3.36 ± 0.06	5.20 ± 0.07	0.4 ± 0.1
140°	145° 14'	80 ± 2	3.13 ± 0.04	5.18 ± 0.05	0.6 ± 0.1
160°	162° 48'	72 ± 2	2.92 ± 0.06	5.25 ± 0.07	1.1 ± 0.2

$$E^* = 5.22 \pm 0.06 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 3.95 \pm 0.08 \text{ MeV.}$$

$$\Delta l = 1.$$

$$Q = -2.49 \pm 0.06 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 63.5 \pm 8.2 \text{ milibarns.}$$

$$S = 1/2 \text{ ó } 3/2. \text{ Impar.}$$

Citado por primera vez por nosotros en una nota anterior (2); ROTBLAT (47) acusa la existencia de un posible nivel de 5.15 MeV, que puede tratarse de este mismo.

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MÁXIMO O

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	$\sigma(\alpha)$ mb/st.
20°		Velado por D_H .			
25°	28° 26'	160 ± 4	4'83 ± 0'07	5'39 ± 0'08	27'7 ± 1'9
27° 30'	31° 27'	155 ± 5	4'70 ± 0'09	5'48 ± 0'08	22'8 ± 0'3
30°	34° 12'	156 ± 4	4'72 ± 0'07	5'44 ± 0'07	18'7 ± 1'4
35°		Velado por H_D .			
40°	45° 25'	147 ± 3	4'55 ± 0'06	5'47 ± 0'06	4'0 ± 0'9
45°	50° 56'	144'5 ± 2'5	4'51 ± 0'04	5'43 ± 0'04	3'0 ± 0'8
50°	56° 25'	141 ± 2	4'44 ± 0'04	5'42 ± 0'05	2'0 ± 0'2
60°	67° 19'	128'5 ± 4	4'19 ± 0'08	5'48 ± 0'07	1'0 ± 0'1
80°	88° 19'	111 ± 2	3'83 ± 0'04	5'46 ± 0'04	0'3 ± 0'2
100°	108° 17'	95'5 ± 1'5	3'49 ± 0'04	5'42 ± 0'05	0'2 ± 0'1
120°	127° 18'	80'5 ± 2	3'14 ± 0'05	5'45 ± 0'05	0'6 ± 0'2
140°	145° 24'	71 ± 3	2'91 ± 0'07	5'44 ± 0'07	0'8 ± 0'1
160°	162° 53'	65'5 ± 2	2'76 ± 0'05	5'45 ± 0'06	2'4 ± 0'4

$E^* = 5'45 \pm 0'06$ MeV.

$E_p = 3'74 \pm 0'06$ MeV.

$\Delta l = 1$.

$Q = -2'72 \pm 0'06$ MeV.

$\Sigma = 51'2 \pm 5'3$ milibarns.

$S = 1/2 \text{ ó } 3/2$. Impar.

Citado por primera vez por nosotros en una nota anterior (2); ROTBLAT (47) acusa un nivel de 5'60 MeV, que podría tratarse de este mismo.

MÁXIMO N

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	$\sigma(\alpha)$ mb/st.
20°		Velado por D .			
25°	28° 43'	139 ± 4	4'40 ± 0'08	5'79 ± 0'08	24'1 ± 2'6
27° 30'	31° 35'	138'5 ± 4	4'39 ± 0'07	5'75 ± 0'05	26'6 ± 2'6
30°	34° 24'	135 ± 6	4'32 ± 0'11	5'82 ± 0'10	29'3 ± 2'6
35°	40° 1'	135 ± 3'5	4'32 ± 0'07	5'76 ± 0'06	9'8 ± 0'3
40°	45° 36'	133'5 ± 2	4'29 ± 0'04	5'72 ± 0'05	velado por H _D
45°	51° 14'	126'5 ± 3'5	4'15 ± 0'07	5'79 ± 0'08	4'2 ± 0'8
50°	56° 48'	119'5 ± 3'5	4'00 ± 0'08	5'85 ± 0'09	2'5 ± 0'1
60°	67° 37'	115 ± 2	3'91 ± 0'05	5'76 ± 0'06	1'5 ± 0'1
80°	88° 37'	99 ± 2'5	3'57 ± 0'06	5'73 ± 0'06	1'0 ± 0'3
100°	108° 39'	83 ± 3	3'19 ± 0'07	5'75 ± 0'08	0'4 ± 0'1
120°	127° 32'	71'5 ± 3'5	2'94 ± 0'08	5'69 ± 0'09	0'4 ± 0'3
140°	145° 40'	60 ± 2'5	2'61 ± 0'07	5'81 ± 0'07	1'1 ± 0'1
160°	160° 1'	56 ± 2	2'48 ± 0'07	5'80 ± 0'08	2'1 ± 0'4

$$E^* = 5'78 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$Q = - 3'05 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 3'43 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 52 \pm 7 \text{ milibarns.}$$

$$\Delta I = 3.$$

$$S = 5/2 \text{ ó } 7/2. \text{ Impar.}$$

Dado por LIVINGTONE y BETHE (50) y por GREAGAN (51). Dado por nosotros con anterioridad (2). Acusada por FRYE y WIEDENBECH (49).

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MAXIMO M

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	σ (α) mb/st.
20°	23° 7'	128 ± 4'5	4'18 ± 0'09	6'05 ± 0'09	98'8 ± 6'4
25°		Velado por D _H			
27° 30'	31° 46'	120 ± 3	4'02 ± — 0'06	6'13 ± 0'06	20'9 ± 4'2
30°	34° 38'	117'5 ± 4'5	3'96 ± 0'12	6'15 ± 0'10	15'5 ± 1'8
35°	40° 20'	114 ± 3	3'89 ± 0'06	6'17 ± 0'05	7'1 ± 0'2
40°	45° 56'	113'5 ± 3	3'88 ± 0'06	6'12 ± 0'06	11'2 ± 0'8
45°		Velado por H _D			
50°	57° 8'	101 ± 5'5	3'66 ± 0'07	6'18 ± 0'08	3'1 ± 0'9
60°	68° 3'	96'5 ± 3	3'51 ± 0'06	6'17 ± 0'07	1'4 ± 0'1
80°	88° 53'	90 ± 6	3'36 ± 0'08	6'05 ± 0'08	0'5 ± 0'1
100°	109° 2'	71 ± 3	2'90 ± 0'07	6'07 ± 0'07	0'4 ± 0'1
120°	127° 50'	62'5 ± 2'5	2'69 ± 0'06	6'08 ± 0'07	0'9 ± 0'3
140°	145° 56'	51'5 ± 2	2'37 ± 0'06	6'11 ± 0'08	2'2 ± 0'1
160°	163° 8'	46'5 ± 2	2'20 ± 0'04	6'16 ± 0'06	3'6 ± 0'2

$E^* = 6'12 \pm 0'08$ MeV.

$E_p = 3'11 \pm 0'08$ MeV.

$\Delta l = 0$.

$Q = - 3'39 \pm 0'08$ MeV.

$\Sigma = 121 \pm 19$ milibarns.

$S = 1/2$. Paridad.

No acusado hasta esta investigación.

MÁXIMO L

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	$\sigma(\alpha)$ mb/st.
20°	23° 14'	115 ± 3'5	3'91 ± 0'08	6'30 ± 0'08	69'7 ± 5'8
25°		Velado por H _D			
27° 30'	31° 54'	110 ± 3	3'81 ± 0'06	6'33 ± 0'05	36'6 ± 5'4
30°	34° 49'	106 ± 3	3'70 ± 0'07	6'40 ± 0'06	16'7 ± 2'1
35°	40° 31'	102'5 ± 3	3'64 ± 0'07	6'40 ± 0'06	7'2 ± 0'2
40°	46° 9'	101'5 ± 2'5	3'63 ± 0'05	6'35 ± 0'05	7'9 ± 0'6
45°		Velado por H _D			
50°		Velado por H _D			
60°	68° 22'	86 ± 2	3'26 ± 0'05	6'41 ± 0'06	0'9 ± 0'2
80°	89° 27'	75 ± 1'5	2'98 ± 0'04	6'35 ± 0'04	0'8 ± 0'1
100°	109° 25'	62 ± 2'5	2'67 ± 0'06	6'33 ± 0'07	1'0 ± 0'2
120°	128° 15'	51'5 ± 2	2'40 ± 0'08	6'32 ± 0'11	1'1 ± 0'1
140°	146° 8'	45 ± 1'5	2'17 ± 0'05	6'35 ± 0'06	1'2 ± 0'1
160°	163° 14'	40'5 ± 2	2'01 ± 0'06	6'40 ± 0'08	1'4 ± 0'2

$E^* = 6'36 \pm 0'06$ MeV.

$E_p = 2'89 \pm 0'06$ MeV.

$\Delta l = 0$.

$Q = - 3'63 \pm 0'06$ MeV.

$\Sigma = 105 \pm 14$ milibarns.

$S = 1/2$. Paridad.

Dado por ROTBLAT (47). Acusado por nosotros en una nota anterior (2).

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MÁXIMO K

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	$\sigma (a)$ mb/st.
20°	23° 24'	100'5 ± 4	3'60 ± 0'09	6'59 ± 0'09	86'2 ± 6'5
25°		Velado por D ^H			
27° 30'		Velado por D _H			
30°	35° 3'	91'5 ± 4	3'39 ± 0'10	6'69 ± 0'09	19'0 ± 2'6
35°	40° 44'	91'5 ± 3	3'39 ± 0'07	6'62 ± 0'08	4'9 ± 0'2
40°	46° 26'	98'5 ± 2'5	3'35 ± 0'05	6'62 ± 0'05	3'4 ± 0'9
45°		Velado por H _D			
50°		Velado por H _D			
60°	68° 45'	75 ± 3	3'00 ± 0'08	6'67 ± 0'08	2'4 ± 0'5
80°	89° 50'	65 ± 2'5	2'75 ± 0'05	6'59 ± 0'05	0'7 ± 0'2
100°	109° 59'	51 ± 2	2'35 ± 0'06	6'68 ± 0'06	1'1 ± 0'2
120°	128° 37'	45'5 ± 3	2'18 ± 0'10	6'58 ± 0'14	1'9 ± 0'4
140°	146° 23'	39 ± 2	1'98 ± 0'06	6'59 ± 0'07	2'2 ± 0'2
160°	163° 24'	35 ± 2	1'83 ± 0'06	6'63 ± 0'08	2'9 ± 0'3

$$E^* = 6'63 \pm 0'08 \text{ MeV.}$$

$$Q = - 3'90 \pm 0'08 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 2'64 \pm 0'08 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 126 \pm 21 \text{ milibarns.}$$

No acusado hasta esta investigación.

MÁXIMO J

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	$\sigma(a)$ mb/st.
20°	23° 36'	84'5 ± 3'5	3'24 ± 0'08	6'92 ± 0'08	70'4 ± 6'3
25°	29° 28'	82'5 ± 3	3'18 ± 0'07	6'93 ± 0'07	50'0 ± 3'0
27° 30'		Velado por D_H			
30°	35° 17'	81 ± 5	3'15 ± 0'12	6'92 ± 0'11	36'4 ± 3'5
35°	41° 4'	78'5 ± 2'5	3'09 ± 0'06	6'93 ± 0'06	7'8 ± 0'8
40°	46° 42'	79'5 ± 4	3'12 ± 0'09	6'84 ± 0'09	7'7 ± 0'7
45°	52° 25'	73'5 ± 4	3'03 ± 0'10	6'87 ± 0'10	9'9 ± 0'2
50°		Velado por H_D			
60°	69° 7'	66 ± 2	2'78 ± 0'05	6'89 ± 0'05	4'6 ± 0'2
80°	90° 31'	53 ± 2'5	2'41 ± 0'08	6'95 ± 0'08	2'2 ± 0'2
100°	110° 34'	42'5 ± 2	2'09 ± 0'07	6'97 ± 0'07	2'2 ± 0'2
120°	129° 8'	37 ± 2'5	1'91 ± 0'08	6'90 ± 0'10	4'6 ± 0'7
140°	146° 47'	31'5 ± 3	1'72 ± 0'10	6'91 ± 0'11	8'5 ± 0'2
160°	163° 36'	28 ± 3	1'59 ± 0'12	6'94 ± 0'15	11'2 ± 1'0

$E^* = 6'91 \pm 0'08$ MeV.

$Q = -4'18 \pm 0'08$ MeV.

$E_p = 2'38 \pm 0'08$ MeV.

$\Sigma = 141 \pm 16$ milibarns.

$\Delta l = 0$.

$S = 1/2$. Paridad.

Citado por ROTBLAT (47) y acusado por nosotros con anterioridad (2).

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MÁXIMO I

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	σ (α) mb/st.
20°	23° 49'	73 ± 3	2'96 ± 0'07	7'18 ± 0'07	37'2 ± 2'8
25°	29° 44'	70 ± 3	2'88 ± 0'07	7'21 ± 0'07	28'7 ± 2'8
27° 30'	32° 40'	69 ± 2	2'87 ± 0'05	7'20 ± 0'05	19'4 ± 4'0
30°		Velado por D _H			
35°	41° 34'	62'5 ± 3	2'68 ± 0'05	7'30 ± 0'05	5'6 ± 0'7
40°	47° 10'	65 ± 3	2'77 ± 0'08	7'17 ± 0'08	6'8 ± 2'7
45°	52° 57'	61'5 ± 3	2'67 ± 0'08	7'22 ± 0'08	9'0 ± 0'6
50°	58° 43'	57'5 ± 2	2'54 ± 0'06	7'26 ± 0'06	5'3 ± 1'1
60°		Velado por H _D			
80°	91° 20'	42 ± 3	2'07 ± 0'08	7'30 ± 0'08	2'8 ± 0'2
100°	111° 16'	34'5 ± 2	1'82 ± 0'07	7'27 ± 0'07	2'1 ± 0'7
120°	129° 41'	30'5 ± 2'5	1'68 ± 0'09	7'17 ± 0'11	2'1 ± 0'8
140°	147° 2'	23'5 ± 3	1'42 ± 0'12	7'29 ± 0'12	2'7 ± 0'8
160°	No apreciado por excesiva distancia al «blanco»				

$E^* = 7'23 \pm 0'07$ MeV.

$Q = -4'50 \pm 0'07$ MeV.

$E_p = 2'08 \pm 0'07$ MeV.

$\Sigma = 83 \pm 14$ milibarns.

$\Delta l = 0$.

$S = 1/2$. Paridad.

Citado por primera vez por nosotros en las notas mencionadas (2).

MÁXIMO H

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	σ (α)
20°	24°	63'5 ± 2	2'71 ± 0'05	7'40 ± 0'04	21'9 ± 1'9
25°	29° 58'	64 ± 3	2'72 ± 0'08	7'36 ± 0'08	20'7 ± 1'8
27° 30'	32° 50'	64 ± 2'5	2'72 ± 0'06	7'33 ± 0'05	17'9 ± 2'2
30°		Velado por D _H			
35°	41° 41'	60 ± 2'5	2'61 ± 0'07	7'37 ± 0'06	4'4 ± 0'3
40°	47° 31'	57'5 ± 2	2'55 ± 0'05	7'38 ± 0'05	5'5 ± 1'4
45°	53° 18'	54'5 ± 3	2'46 ± 0'08	7'40 ± 0'07	6'7 ± 0'9
50°	59° 3'	51'5 ± 2	2'37 ± 0'06	7'42 ± 0'05	7'7 ± 0'1
60°		Velado por H _D			
80°		No acusado			
100°	111° 41'	30'5 ± 2	1'68 ± 0'07	7'42 ± 0'07	1'9 ± 0'6
120°	130° 14'	25'0 ± 2'5	1'48 ± 0'09	7'41 ± 0'11	Solapado
140°		Solapado con los máximos próximos			
160°		No apreciado por excesiva distancia al «blanco»			

$$E^* = 7'39 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 1'93 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$\Delta 1 = 1.$$

$$Q = - 4'66 \pm 0'07 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 78 \pm 12 \text{ milibarns.}$$

$$S = 1/2 \text{ ó } 3/2. \text{ Impar.}$$

No acusado hasta esta investigación.

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MAXIMO G

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	σ (a) mb/st.
20°	24° 11'	57 ± 2.5	2.53 ± 0.07	7.57 ± 0.07	47.5 ± 4.1
25°	30° 6'	58 ± 3	2.55 ± 0.09	7.52 ± 0.09	41.4 ± 3.1
27° 30'	33° 7'	56 ± 3	2.50 ± 0.08	7.54 ± 0.07	33.1 ± 2.9
30°		Velado por D _H			
35°	42° 2'	52.5 ± 2.5	2.40 ± 0.07	7.57 ± 0.07	9.2 ± 0.2
40°	47° 57'	49.5 ± 2	2.31 ± 0.06	7.60 ± 0.05	6.8 ± 0.5
45°	53° 45'	47.5 ± 2.5	2.25 ± 0.08	7.60 ± 0.08	5.4 ± 0.8
50°	59° 28'	45.5 ± 2	2.19 ± 0.06	7.60 ± 0.07	5.7 ± 0.5
60°		Velado por H _D			
80°	92° 8'	34 ± 2	1.81 ± 0.05	7.57 ± 0.05	5.4 ± 0.1
100°	112° 21'	25.5 ± 2.5	1.50 ± 0.09	7.63 ± 0.10	6.4 ± 0.2
120°	130° 42'	21.5 ± 3	1.33 ± 0.13	7.59 ± 0.16	Solapado
140°		Solapado con los máximos próximos			
160°		No apreciado por excesiva distancia al «blanco»			

$E^* = 7.58 \pm 0.07$ MeV.

$E_p = 1.76 \pm 0.07$ MeV.

$\Delta l = 1$.

$Q = -4.85 \pm 0.07$ MeV.

$\Sigma = 131 \pm 17$ milibarns.

$S = 1/2$ ó $3/2$. Impar.

Dado por FREIER, FULK, LAMPI y WILLIAM (52) y por ROTBLAT (47).
Citado por nosotros en una nota anterior (2).

MÁXIMO F

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	σ (a) mb/st.
20°	24° 23'	50 \pm 1'5	2'33 \pm 0'04	7'74 \pm 0'03	38'0 \pm 2'8
25°	30° 24'	49'5 \pm 2'5	2'31 \pm 0'07	7'73 \pm 0'07	33'7 \pm 2'6
27° 30'	33° 27'	48 \pm 3	2'26 \pm 0'09	7'75 \pm 0'08	29'7 \pm 4'7
30°		Velado por D _H			
35°	42° 21'	46'5 \pm 2	2'22 \pm 0'05	7'73 \pm 0'04	8'1 \pm 0'8
40°	48° 16'	44'5 \pm 2	2'16 \pm 0'06	7'74 \pm 0'05	12'8 \pm 0'9
45°	54° 11'	42 \pm 2'5	2'04 \pm 0'03	7'77 \pm 0'08	12'6 \pm 1'3
50°	59° 51'	41 \pm 2	2'07 \pm 0'08	7'76 \pm 0'06	10'8 \pm 0'5
60°		Velado por H _D			
80°		Solapado con el máximo E			
100°	112° 50'	22'5 \pm 2	1'38 \pm 0'08	7'77 \pm 0'09	4'4 \pm 1'1
120°		Solapado con los máximos inmediatos			
140°		Solapado con el máximo G			
160°		No apreciado por excesiva distancia al «blanco»			

$E^* = 7'75 \pm 0'06$ MeV.

$E_p = 1'60 \pm 0'06$ MeV.

$\Delta I = 0$.

$Q = - 5'03 \pm 0'06$ MeV.

$\Sigma = 118 \pm 21$ milibarns.

$S = 1/2$. Paridad.

Citado por nosotros en una nota anterior (2). ROTBLAT acusa un nivel de 7'82 MeV, que bien podría tratarse de este mismo o del siguiente.

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MAXIMO E

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	σ (a) mb/st.
20°	24° 39'	45'5 ± 2	2'18 ± 0'07	7'88 ± 0'09	28'7 ± 0'1
25°	30° 36'	45 ± 2	2'17 ± 0'07	7'85 ± 0'08	26'0 ± 1'5
27° 30'	33° 41'	43 ± 3	2'11 ± 0'09	7'89 ± 0'08	24'7 ± 1'1
30°		Velado por D _H			
35°	42° 43'	41 ± 3	2'04 ± 0'10	7'89 ± 0'09	15'0 ± 1'2
40°	48° 44'	38'5 ± 2	1'96 ± 0'07	7'92 ± 0'06	19'5 ± 1'9
45°	54° 37'	37 ± 3	1'90 ± 0'11	7'92 ± 0'07	18'3 ± 2'1
50°	60° 19'	36 ± 1'5	1'88 ± 0'05	7'89 ± 0'05	8'6 ± 1'2
60°		Velado por H _D			
80°	93° 15'	26 ± 2'5	1'52 ± 0'08	7'87 ± 0'08	Solapado
100°	113° 30'	19 ± 2	1'23 ± 0'09	7'93 ± 0'09	5'8 ± 1'7
120°	131° 24'	17'5 ± 3	1'16 ± 0'14	7'80 ± 0'18	Solapado
140°	148° 34'	13'5 ± 1	0'98 ± 0'05	7'86 ± 0'06	Solapado
160°		No apreciado por excesiva distancia al «blanco»			

$$E^* = 7'88 \pm 0'09 \text{ MeV.}$$

$$Q = - 5'15 \pm 0'09 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 1'48 \pm 0'09 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 131 \pm 24 \text{ milibarns.}$$

Citado anteriormente por nosotros (2). Como indicamos en el máximo anterior, puede tratarse del nivel de 7'82 MeV dado por ROTBLAT (47).

MÁXIMO D

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	$\sigma(\alpha)$ mb/st.
20°	24° 49'	40 ± 2'5	2'01 ± 0'08	8'03 ± 0'08	40'3 ± 2'7
25°	30° 53'	40 ± 3	2'01 ± 0'10	8'00 ± 0'09	32'3 ± 2'9
27° 30'	33° 55'	39'5 ± 2	1'99 ± 0'07	8'00 ± 0'04	28'5 ± 4'2
30°		Velado por D _H			
35°	43° 10'	35'5 ± 2	1'86 ± 0'06	8'06 ± 0'06	13'2 ± 0'8
40°	49° 16'	33 ± 3	1'77 ± 0'11	8'09 ± 0'10	16'5 ± 1'0
45°	55° 10'	33 ± 3	1'77 ± 0'11	8'04 ± 0'10	12'8 ± 1'1
50°	60° 45'	32'5 ± 3	1'75 ± 0'10	8'01 ± 0'10	9'1 ± 1'0
60°	72° 3'	30 ± 2	1'67 ± 0'07	7'98 ± 0'08	Velado
80°		Solapado con el máximo E			
100°	114° 8'	16'5 ± 1'5	1'12 ± 0'07	8'06 ± 0'08	4'6 ± 1'0
120°	132°	14'5 ± 2	1'02 ± 0'11	7'97 ± 0'14	Solapado
140°	149° 6'	11 ± 1	0'84 ± 0'06	8'04 ± 0'07	Solapado
160°	No apreciado por excesiva distancia al «blanco»				

$$E^* = 8'02 \pm 0'08 \text{ MeV.}$$

$$Q = - 5'29 \pm 0'08 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 1'35 \pm 0'08 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 128 \pm 22 \text{ milibarns.}$$

$$\Delta I = 0.$$

$$S = 1/2. \text{ Paridad.}$$

Dado por ROTBLAT (47). Citado por nosotros con anterioridad (2).

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MÁXIMO X

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	$\sigma(\alpha)$ mb/st.
20°	25° 6'	34'5 ± 2	1'82 ± 0'07	8'19 ± 0'06	57'7 ± 4'6
25°	31° 15'	34 ± 2	1'81 ± 0'07	8'17 ± 0'07	47'0 ± 2'3
27° 30'	34° 17'	34 ± 2	1'81 ± 0'07	8'15 ± 0'06	39'6 ± 3'8
30°		Velado por D_H			
35°	43° 35'	31 ± 2	1'70 ± 0'07	8'19 ± 0'05	9'3 ± 0'7
40°		No acusado			
45°	55° 31'	29 ± 3	1'63 ± 0'10	8'17 ± 0'09	3'5 ± 0'7
50°	61° 22'	28 ± 2	1'59 ± 0'08	8'16 ± 0'08	7'1 ± 0'6
60°	72° 51'	24'5 ± 1'5	1'47 ± 0'05	8'16 ± 0'03	7'8 ± 2'7
80°	94° 30'	20 ± 1'1	1'27 ± 0'05	8'11 ± 0'05	4'3 ± 1'1
100°	Solapado con el máximo D				
120°	Solapado con el máximo D				
140°	No apreciado por excesiva distancia al «blanco»				
160°	No apreciado por excesiva distancia al «blanco»				

$$E^* = 8'16 \pm 0'06 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 1'22 \pm 0'06 \text{ MeV.}$$

$$\Delta l = 1.$$

$$Q = -5'43 \pm 0'06 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 195 \pm 34 \text{ milibarns.}$$

$$S = 1/2 \text{ ó } 3/2. \text{ Impar.}$$

Citado por FREIER, FULK, LAMPI y WILLIAMS (52). Acusado por nosotros en una nota anterior (2).

MAXIMO C

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	σ (α) mb/st.
20°	25° 29'	29 ± 3'5	1'63 ± 0'13	8'36 ± 0'12	101'4 ± 8'6
25°	31° 36'	29'5 ± 2	1'66 ± 0'07	8'30 ± 0'06	56'9 ± 8'5
27° 30'		Velado por D_H			
30°		Velado por D_H			
35°	44° 20'	25 ± 2	1'48 ± 0'08	8'39 ± 0'07	15'4 ± 2'3
40°	50° 18'	25 ± 2	1'48 ± 0'08	8'35 ± 0'07	14'1 ± 6'8
45°	56° 24'	23'5 ± 2	1'42 ± 0'07	8'36 ± 0'05	16'0 ± 2'3
50°	62° 21'	22'5 ± 2	1'37 ± 0'10	8'36 ± 0'09	12'9 ± 2'1
60°	73° 24'	21 ± 1'5	1'32 ± 0'08	8'26 ± 0'08	14'2 ± 0'1
80°	95° 54'	15 ± 1	1'05 ± 0'05	8'35 ± 0'05	9'7 ± 0'5
100°	116° 13'	10'5 ± 2	0'82 ± 0'11	8'39 ± 0'12	4'5 ± 0'1
120°	133° 49'	9'0 ± 2	0'73 ± 0'11	8'33 ± 0'22	14'0 ± 0'1
140°	No apreciado por excesiva distancia al «blanco»				
160°	No apreciado por excesiva distancia al «blanco»				

$$E^* = 8'34 \pm 0'09 \text{ MeV.}$$

$$Q = - 5'61 \pm 0'09 \text{ MeV.}$$

$$E_p = 1'05 \pm 0'09 \text{ MeV.}$$

$$\Sigma = 253 \pm 43 \text{ milibarns.}$$

Citado por ROTBLAT (47). Acusado por nosotros en una nota anterior (2).

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

MÁXIMO B

θ	α	R μ	e_p MeV	E^* MeV	σ (α) mb/st.
20°	25° 54'	24 ± 2	1'44 ± 0'09	8'51 ± 0'07	91'0 ± 6'0
25°	No apreciado por excesiva distancia al «blanco»				
27° 30'	Velado por D _H				
30°	Velado por D _H				
35°	45° 14'	20 ± 2	1'27 ± 0'09	8'57 ± 0'07	7'3 ± 2'3
40°	51° 15'	20 ± 2'5	1'27 ± 0'09	8'53 ± 0'10	26'9 ± 0'1
45°	57° 23'	19 ± 2	1'23 ± 0'09	8'53 ± 0'08	22'9 ± 3'4
50°	63° 30'	17'5 ± 1'5	11'17 ± 0'06	8'54 ± 0'05	15'6 ± 2'6
60°	75° 5'	16 ± 1'5	1'10 ± 0'07	8'51 ± 0'07	15'5 ± 8'9
80°	97° 29'	11'5 ± 1'5	0'87 ± 0'06	8'54 ± 0'06	7'9 ± 0'1
100°	No apreciado por excesiva distancia al «blanco»				
120°	No apreciado por excesiva distancia al «blanco»				
140°	No apreciado por excesiva distancia al «blanco»				
160°	No apreciado por excesiva distancia al «blanco»				

$E^* = 8'53 \pm 0'07$ MeV.

$Q = - 5'80 \pm 0'07$ MeV.

$E_p = 0'87 \pm 0'07$ MeV.

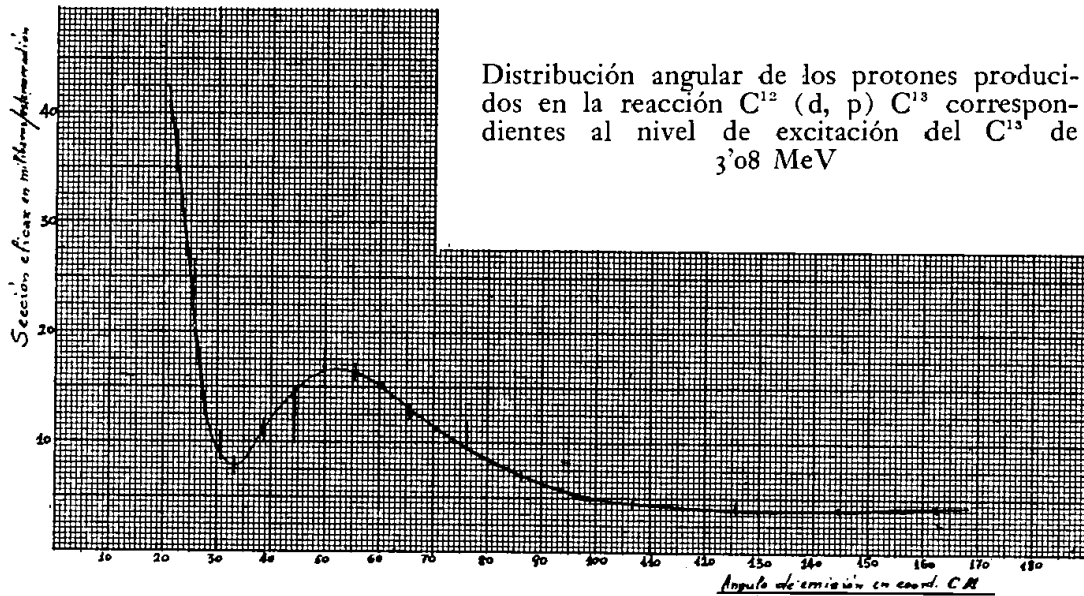
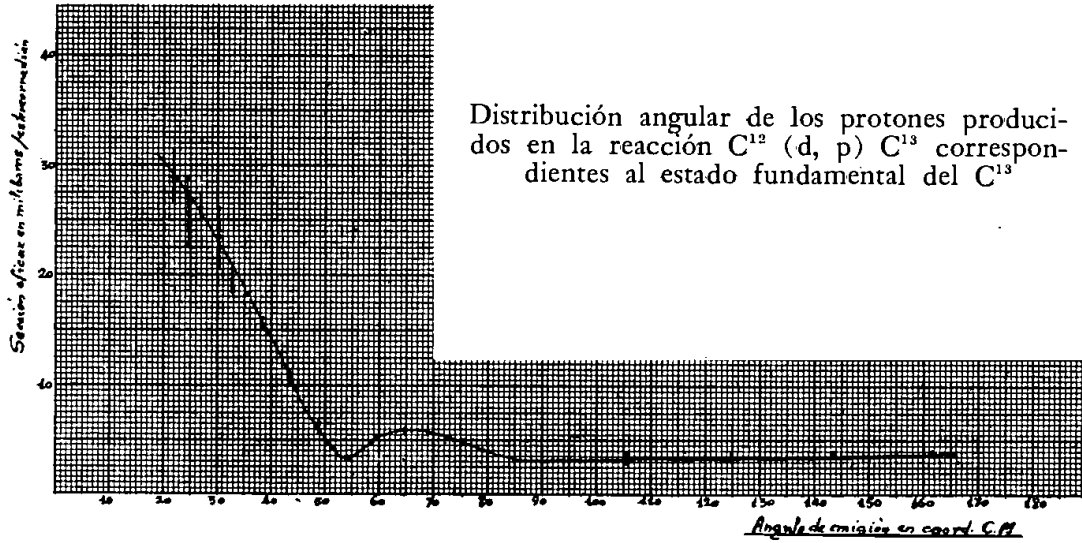
$\Sigma = 240 \pm 42$ milibarns.

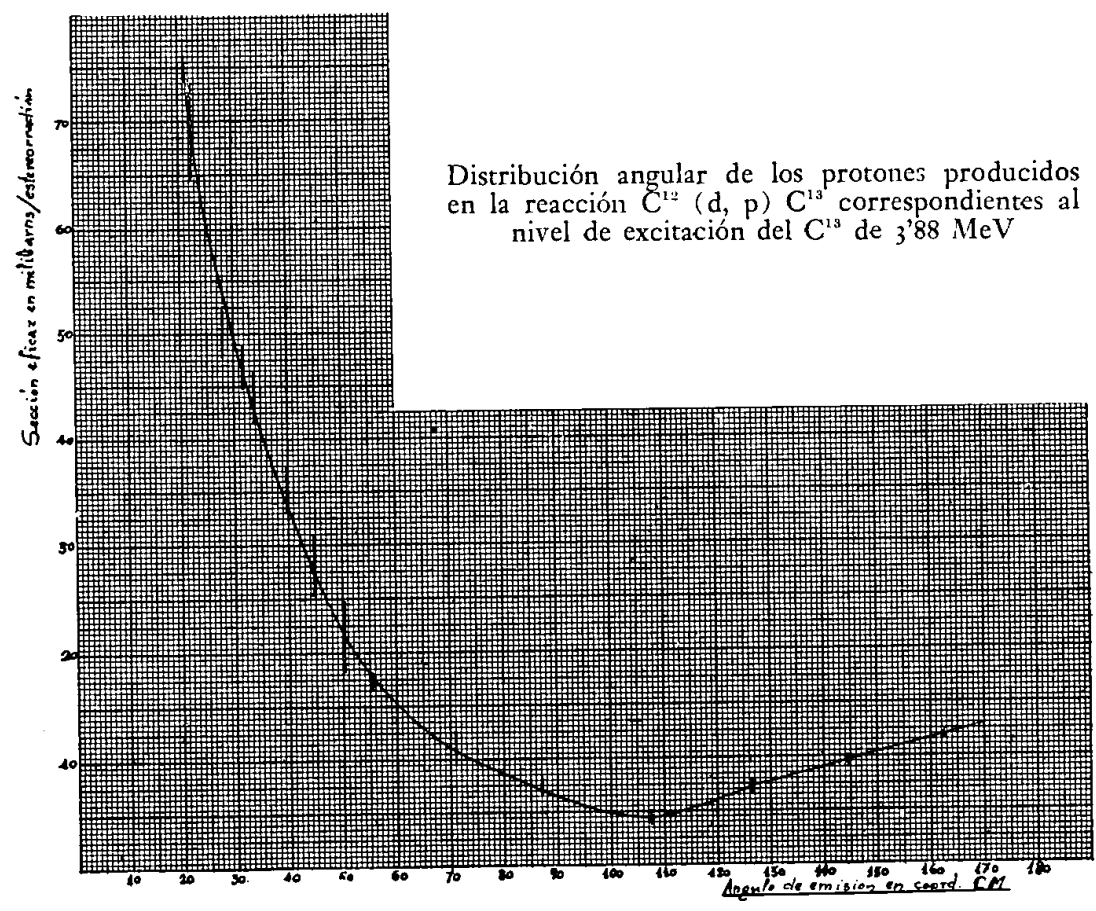
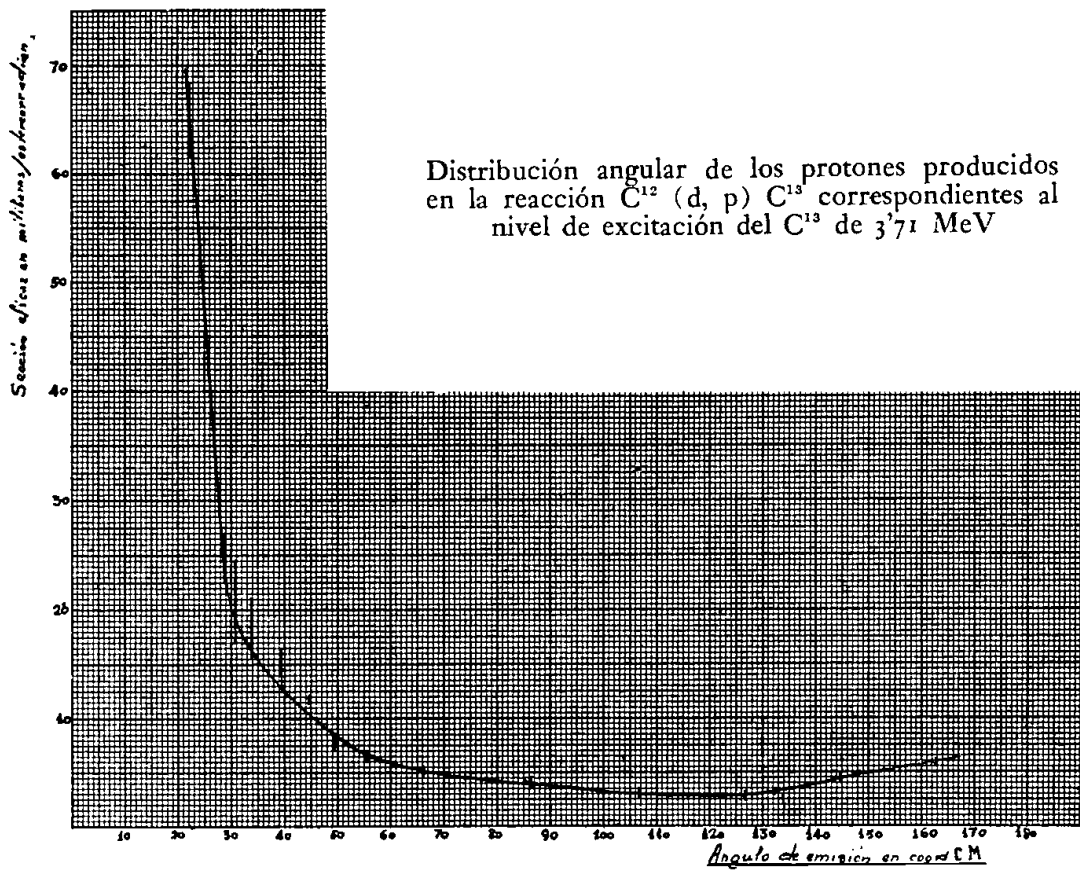
$\Delta l = 0$.

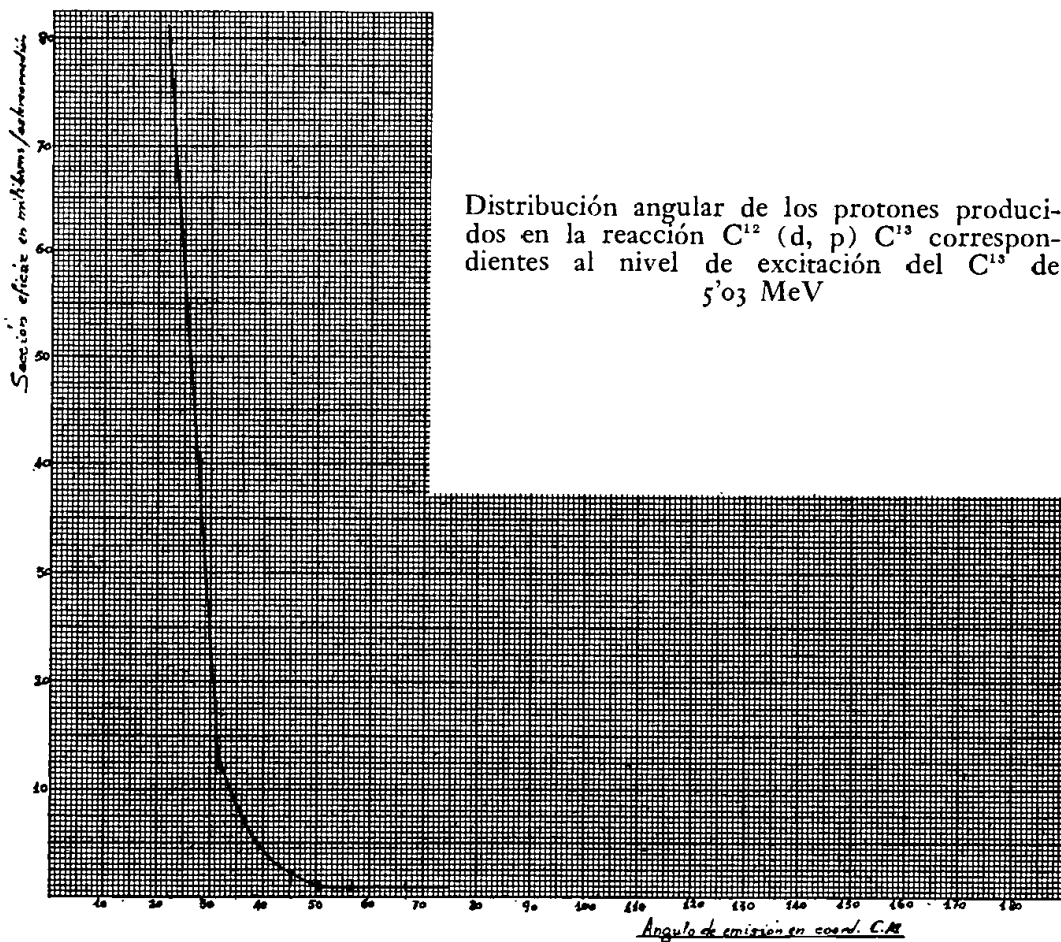
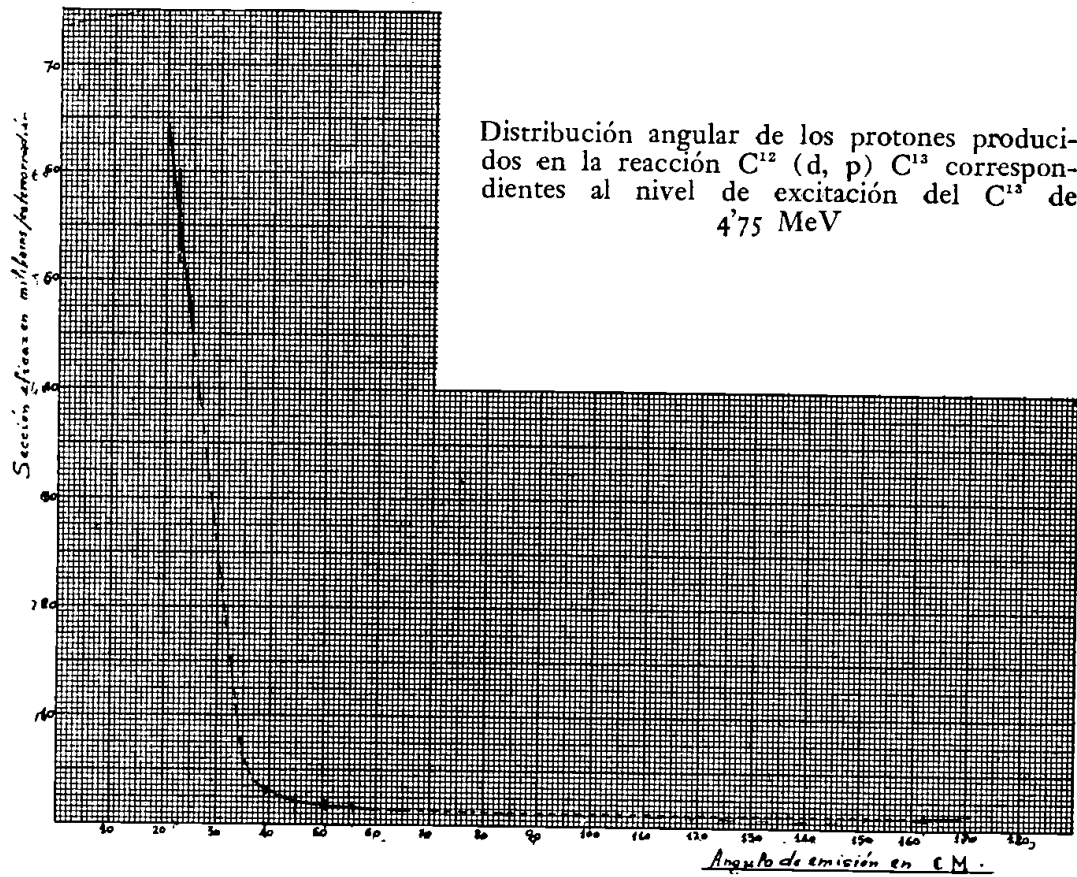
$S = 1/2$. Paridad.

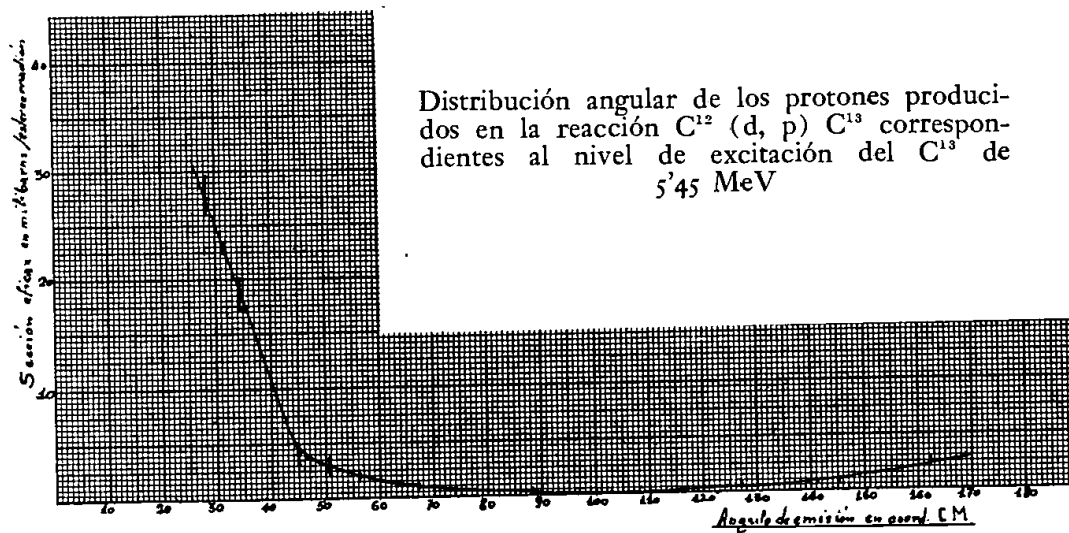
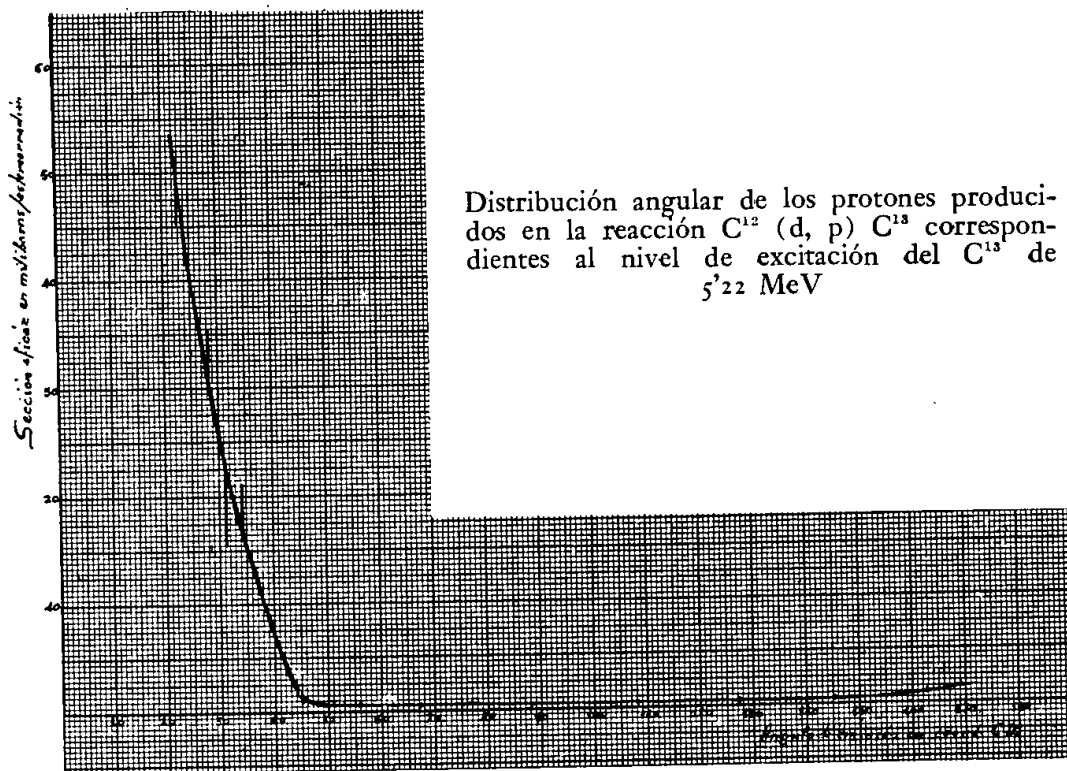
Citado por primera vez por nosotros en una nota anterior (2).

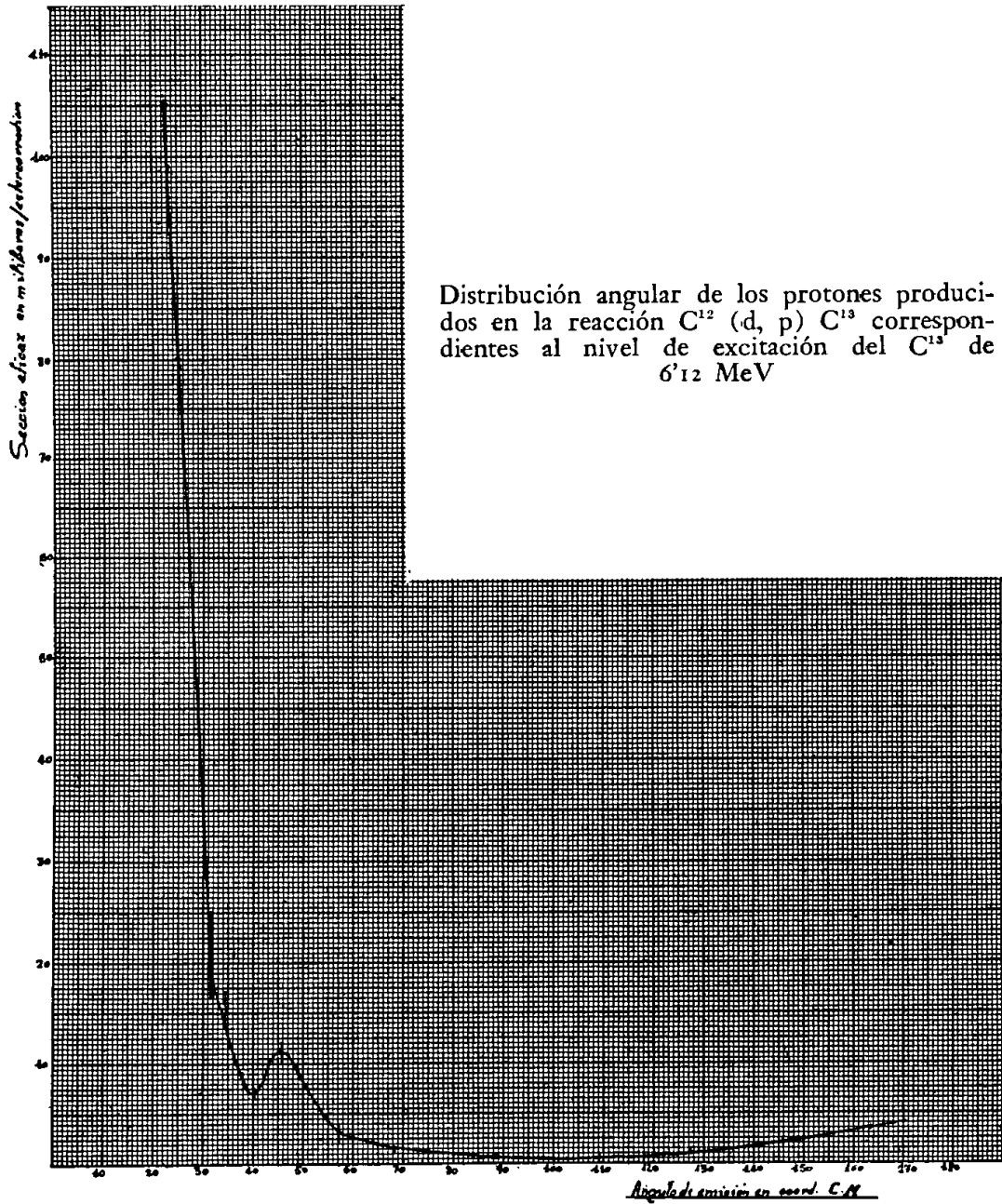
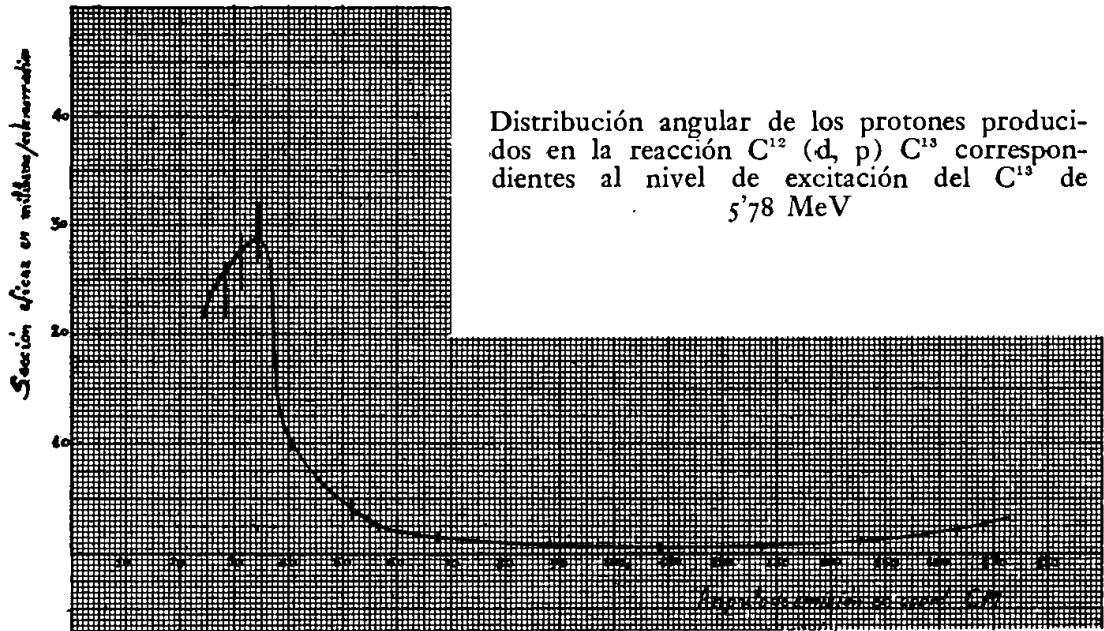
Distribuciones angulares de los protones producidos en la reacción $C^{12}(d, p)C^{13}$, correspondientes a los distintos niveles de excitación del C^{13}

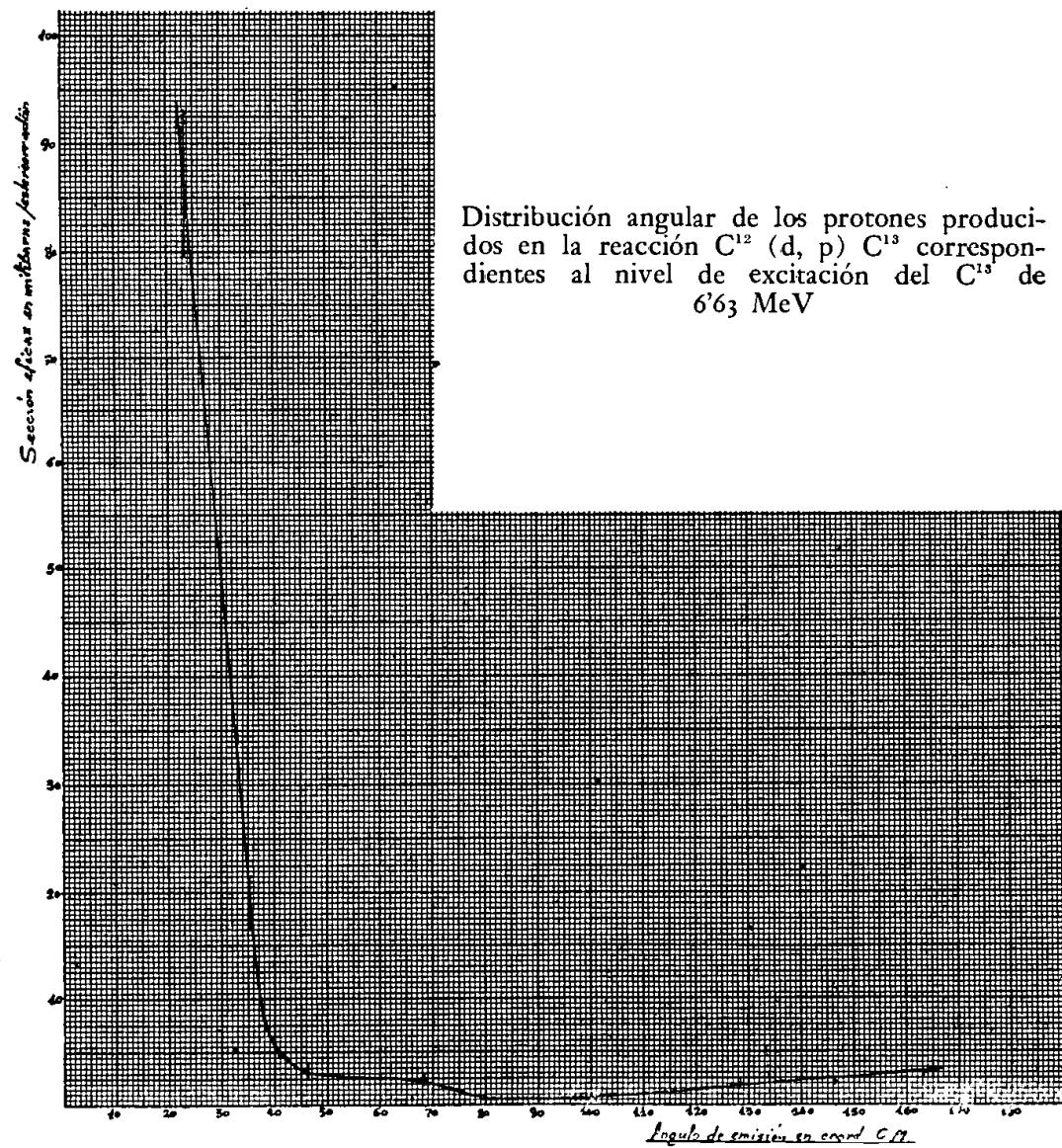
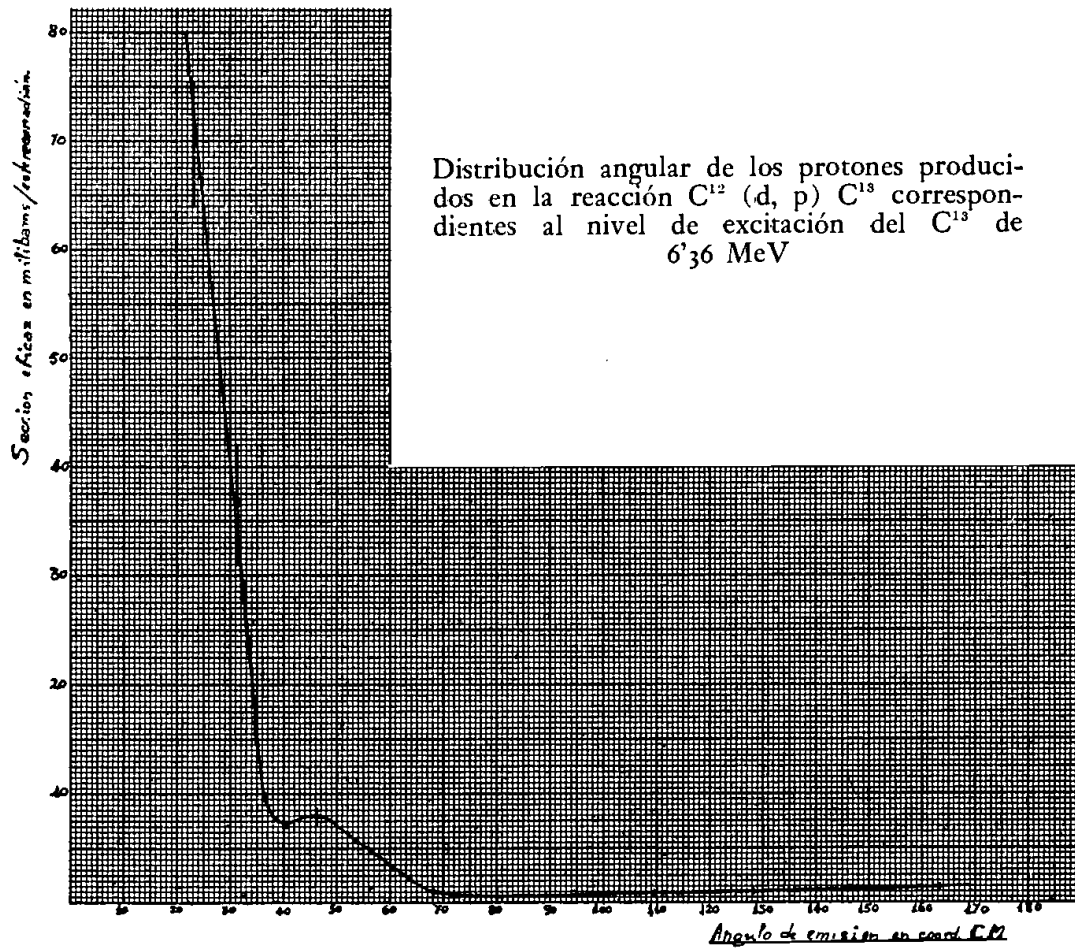


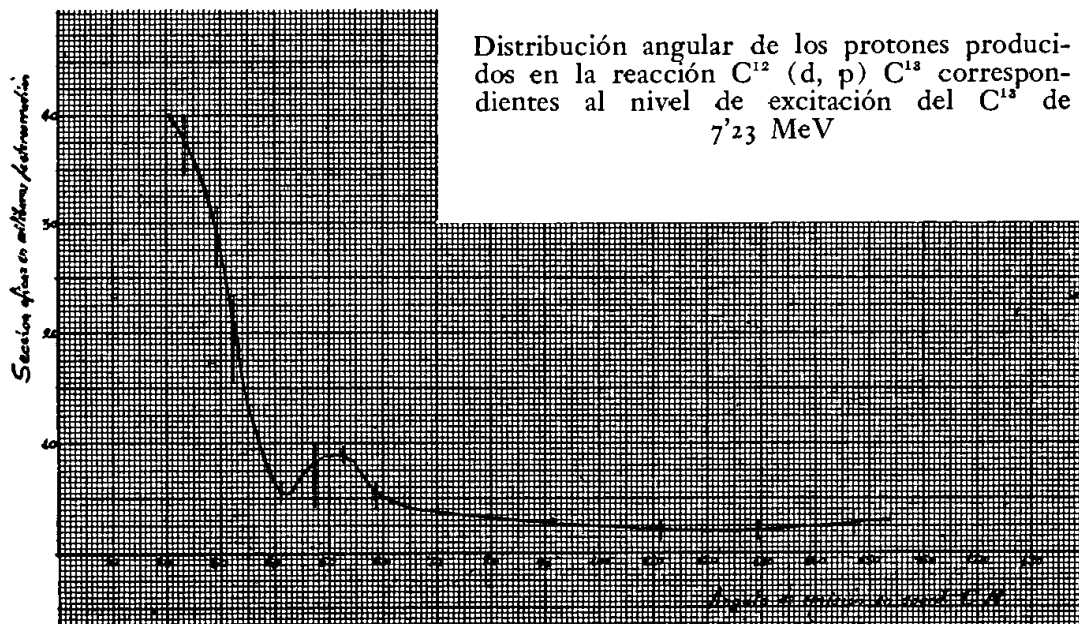
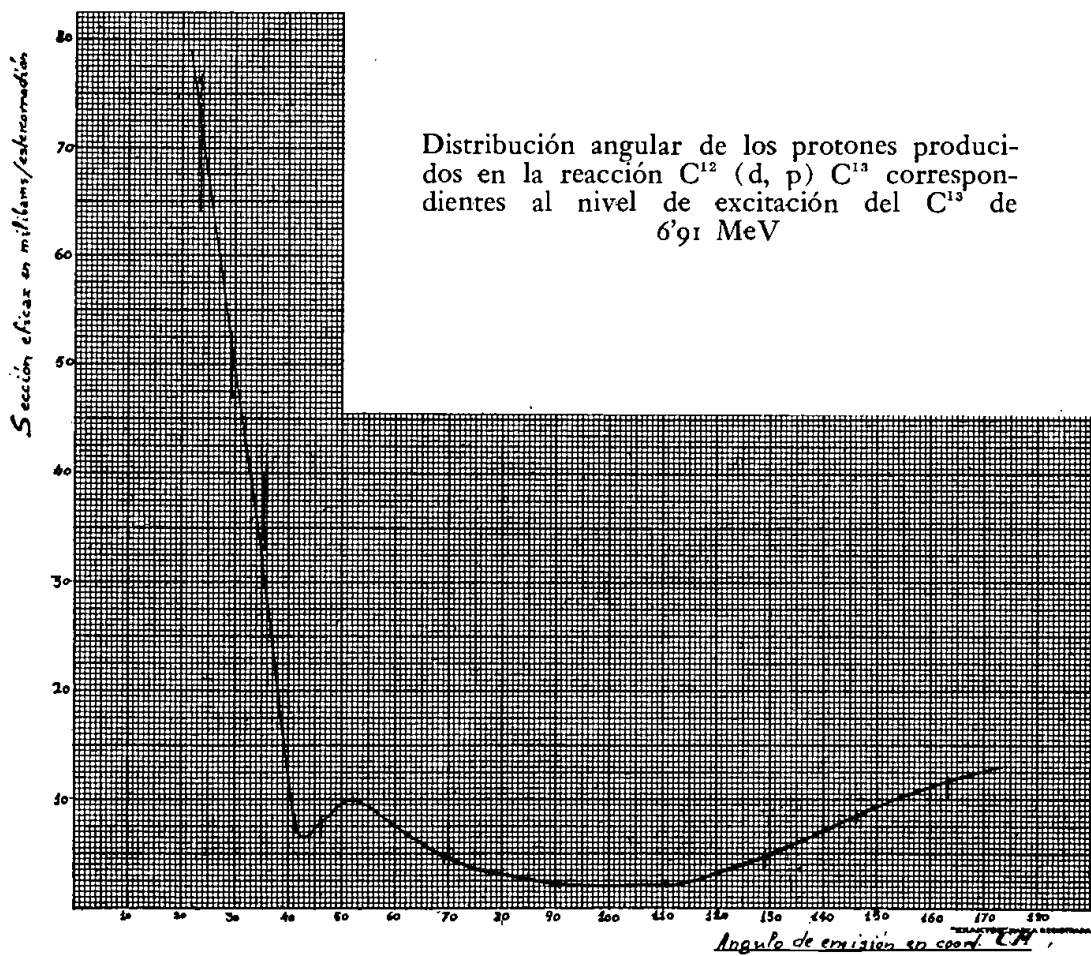


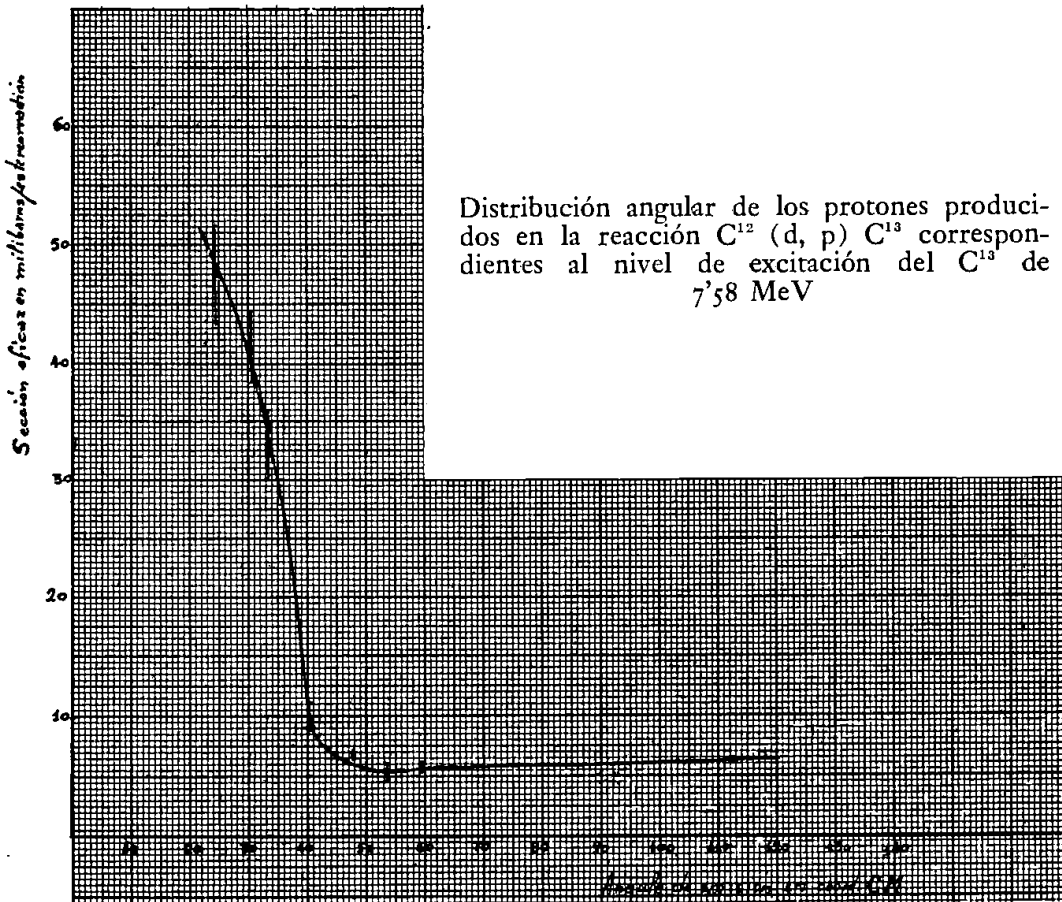
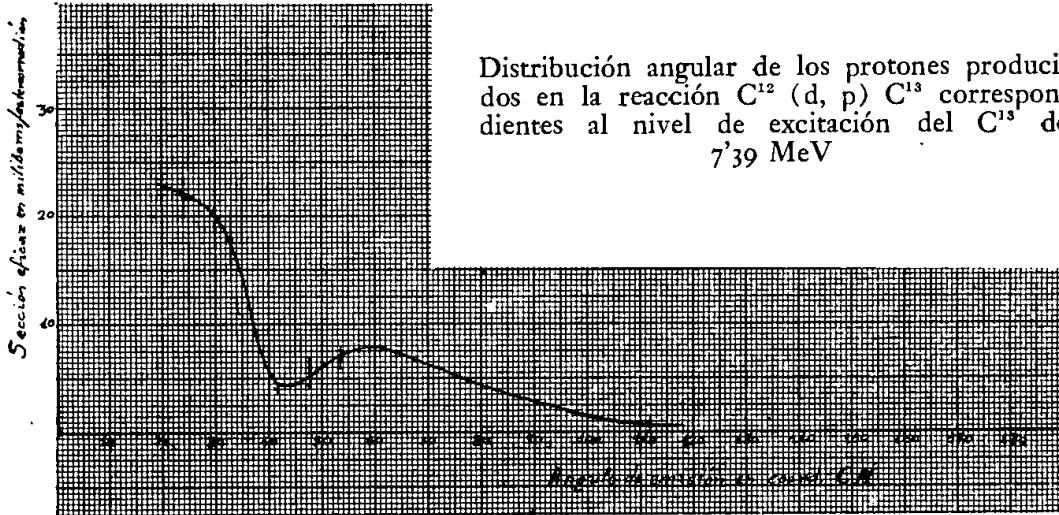


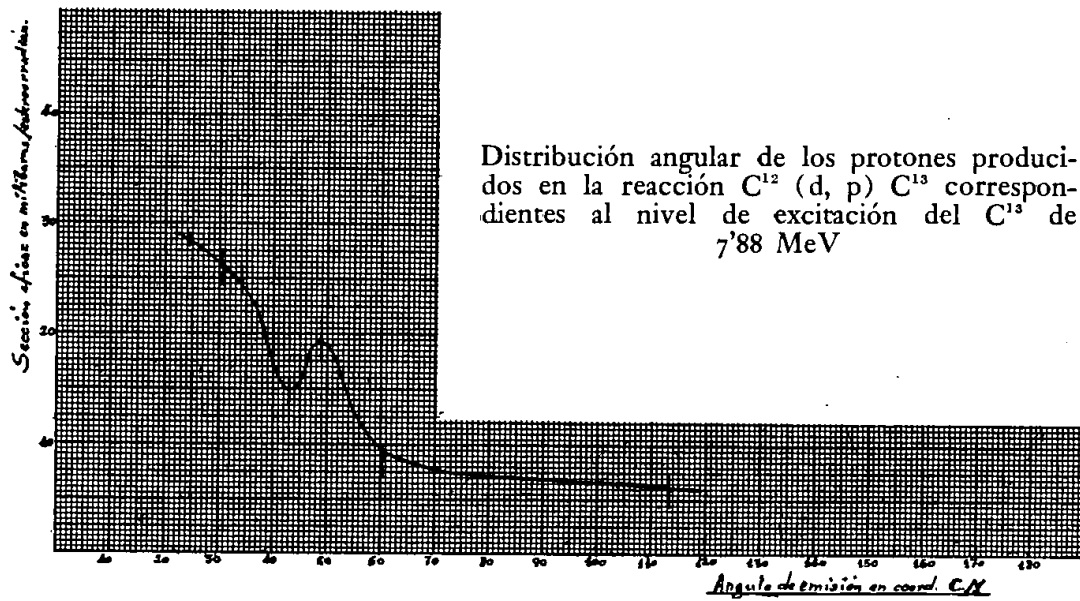
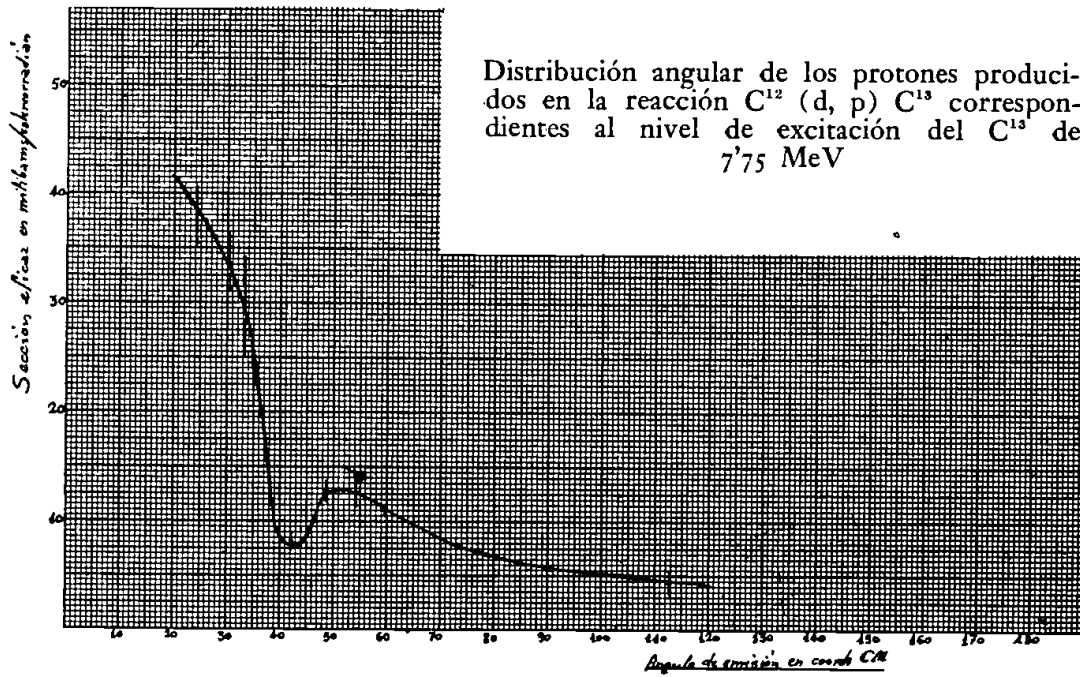


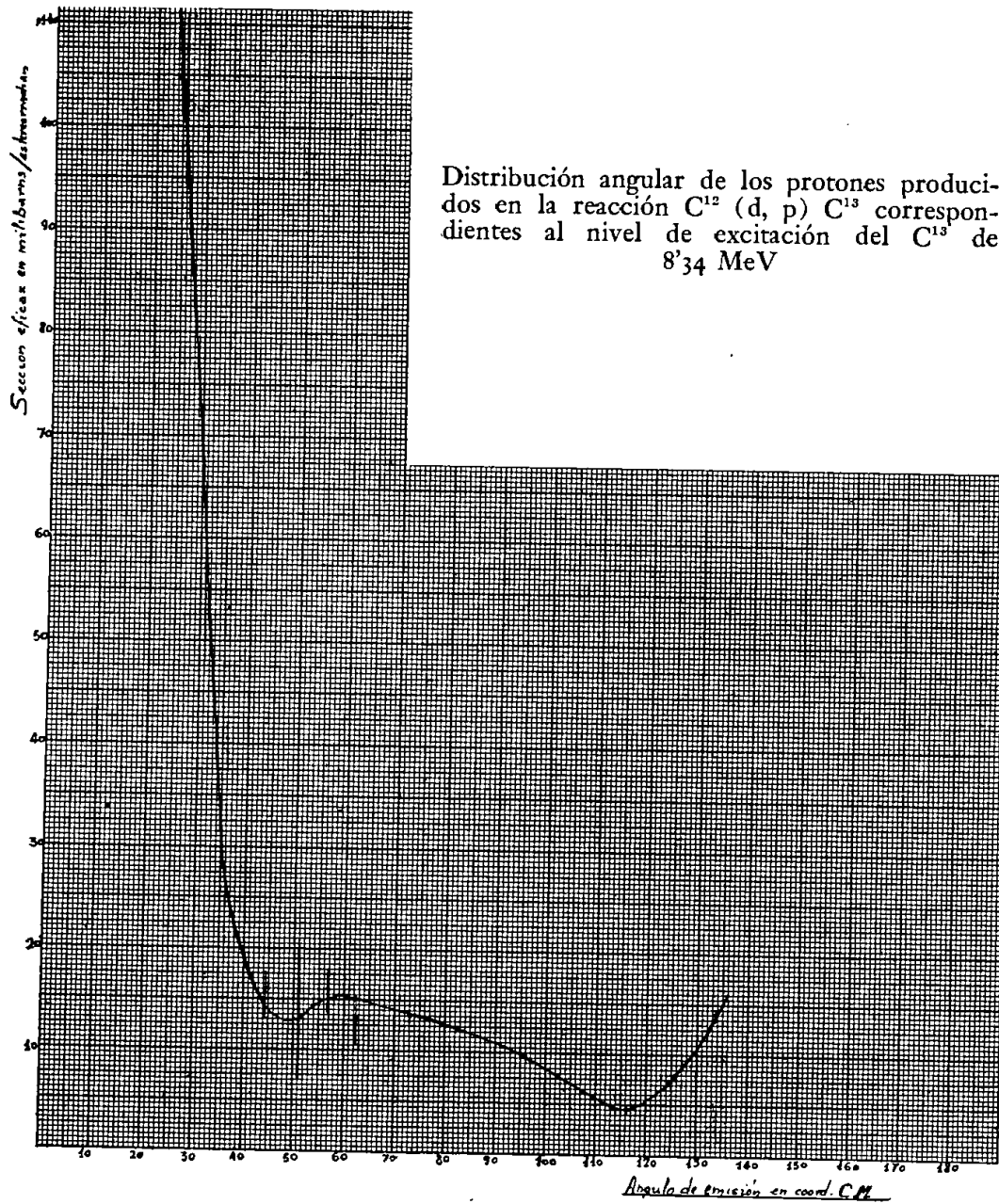


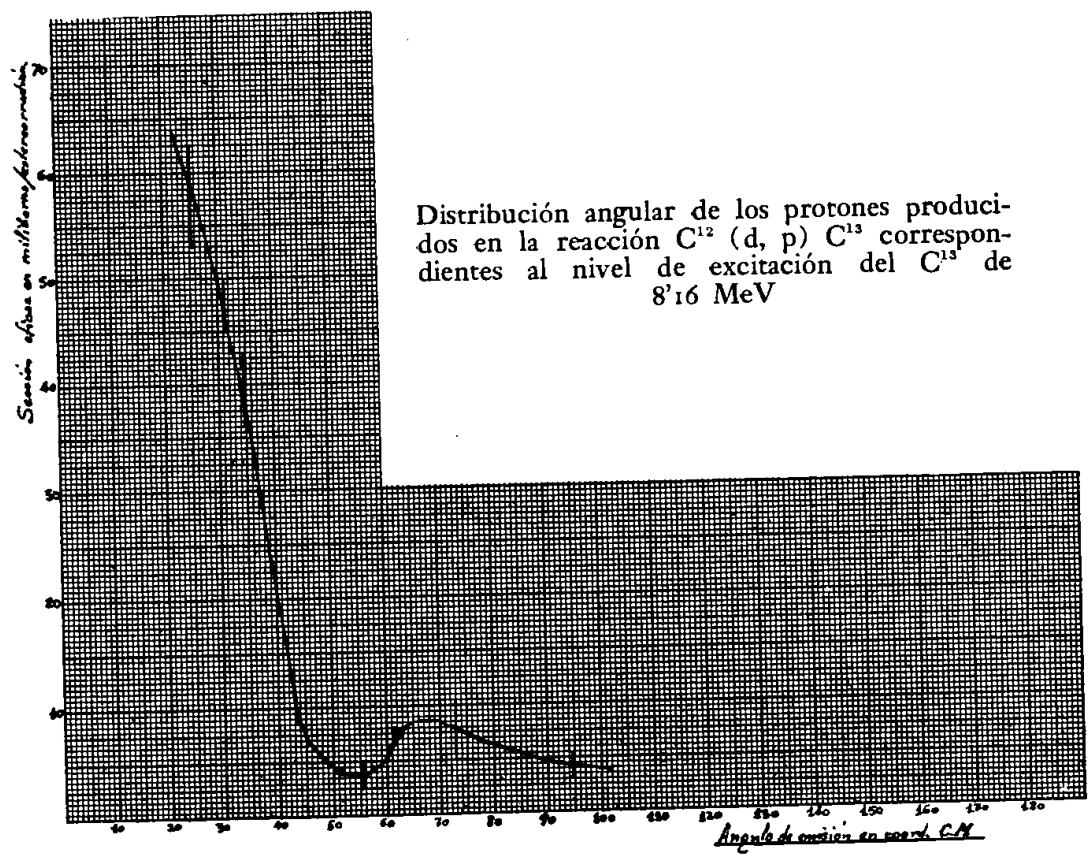
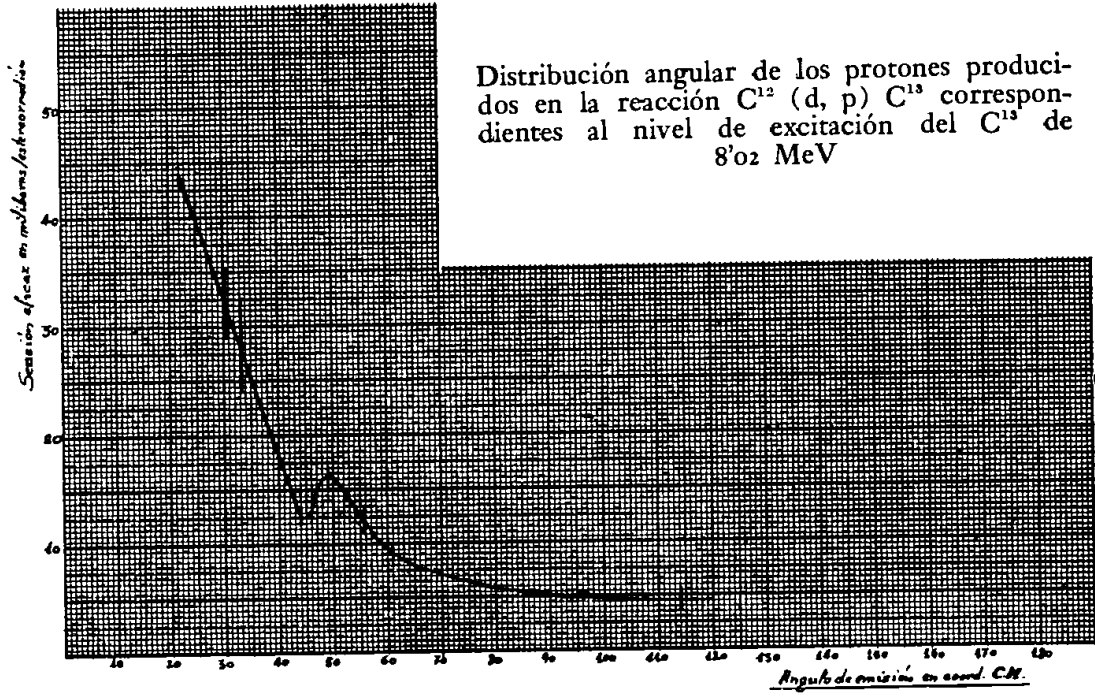


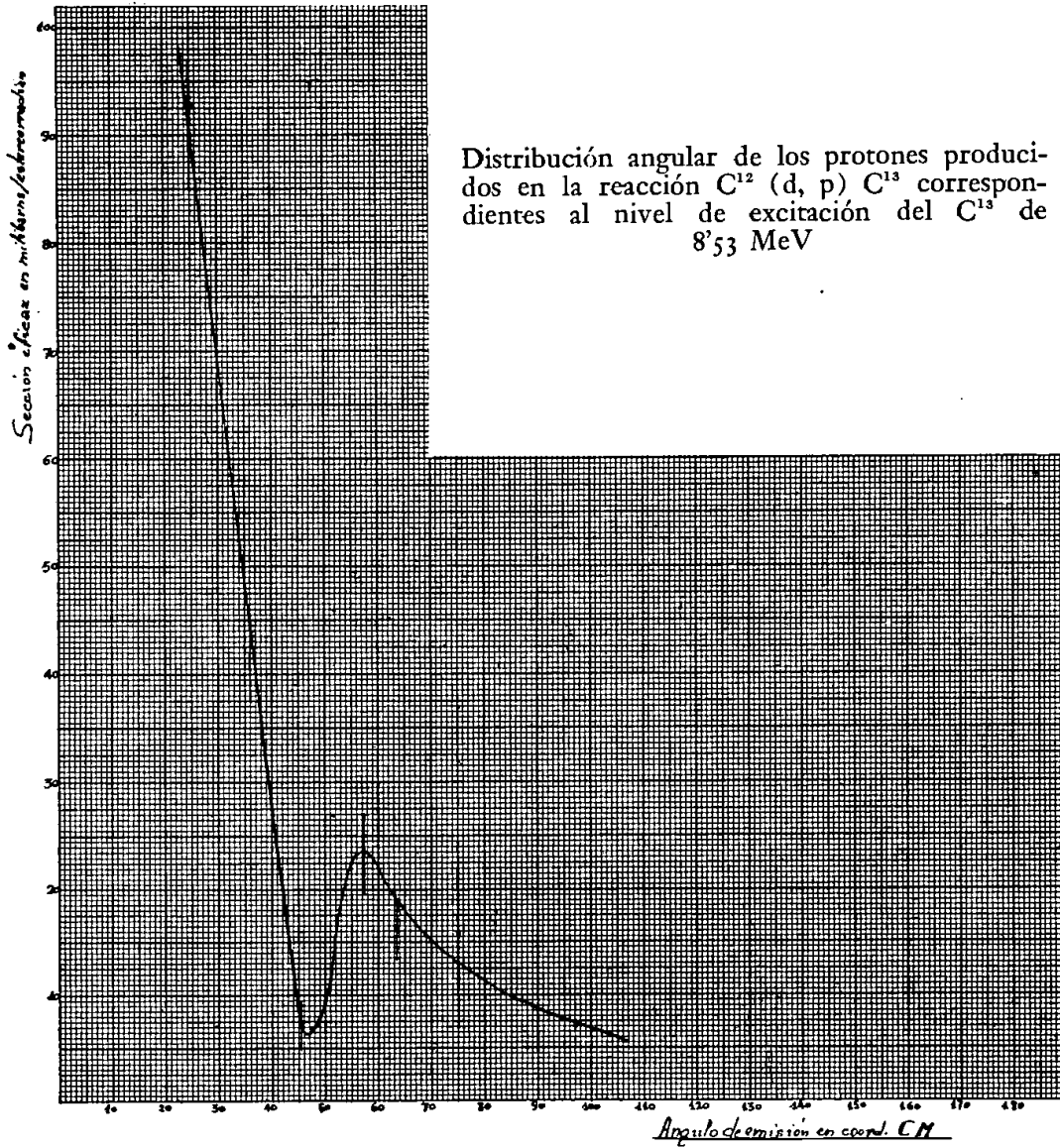












PRECISIÓN Y JUSTIFICACIÓN DEL MÉTODO

Veamos ahora ciertas consideraciones teóricas sobre la precisión del método, empleado en nuestras determinaciones y acerca del valor estadístico de los resultados obtenidos.

En primer lugar deduzcamos el error teórico que se comete en la determinación de los niveles energéticos del C^{13} . Diferenciando la fórmula (XXII), que es la que hemos utilizado al calcularlos, se obtiene:

$$\begin{aligned} \Delta E^* = \Delta Q + \frac{14}{13} \Delta e_p + \frac{11}{13} \Delta E_d + \frac{\sqrt{8}}{13} \sqrt{E_d e_p} \left[\cos \theta + \right. \\ \left. + \left(\frac{\Delta e_p}{2 e_p} + \frac{\Delta E_d}{2 E_d} \right) + \text{sen } \theta \Delta \theta \right] \end{aligned} \quad (\text{LXIII})$$

que, para distintos valores de e_p y de θ , conduce a resultados del orden de 0'10 MeV, que son concordantes con los errores determinados experimentalmente, como puede observarse en las tablas de resultados.

En cuanto a la sección eficaz elemental, determinada por la expresión (LVIII), se tiene, igualmente, que:

$$\Delta \sigma (\alpha) = \sigma \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta K}{K} + \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta N}{N} \right) \quad (\text{LXIV})$$

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

de ella se deduce que el término de mayor influencia en el error de la sección eficaz elemental es el:

$$\sigma \frac{\Delta N}{N} \quad (\text{LXV})$$

dada la elevada fluctuación estadística del número de trazas, correspondientes al mismo nivel energético del C^{13} , acusadas en distintas zonas del mismo ángulo de observación.

Por esta razón hemos realizado medidas de longitudes de trazas en más de una zona, en cada uno de ellos, con el fin de determinar el error de la sección eficaz elemental por diferencia entre su valor medio y sus valores extremos. Obtenemos así una variación muy grande de su error relativo, de unas determinaciones a otras, pero como valor más probable puede darse el de un 10 a un 15 %.

La seguridad de la existencia real de los niveles energéticos determinados para el C^{13} , hay que considerarla bajo un punto de vista esencialmente estadístico, ya que nuestro método se basa en la coincidencia de resultados para muchos ángulos de observación y no en determinaciones aisladas.

Teniendo en cuenta que hemos estudiado 23 niveles energéticos, comprendidos en un intervalo de energías de excitación de 0 a 9 MeV, vamos a calcular la distribución de coincidencias de resultados que se hubiera obtenido, si estos lo fueran debidos al azar, con el fin de probar, estadísticamente, la validez de nuestros resultados.

Dividamos el intervalo de energías de excitación en recintos iguales al error de 0'10 MeV, con lo que disponemos de 90 recintos en los que distribuimos, al azar, los 23 valores de la energía de excitación, en los 14 ángulos de observación en que han sido estudiados todos ellos. Advertimos que en tres de los ángulos de observación ($22^\circ 30'$, 55° y 70°) sólo han sido medidas las trazas más largas, con objeto de disponer de mayor número de datos del estado fundamental, primer nivel excitado y del discutido nivel de 0'8 MeV del C^{13} .

La probabilidad de que, para un ángulo de observación, corresponda uno de los valores de la energía a uno de los recintos considerados será de: $23/90$ y la de que suceda lo contrario, de: $67/90$.

Para otro ángulo de observación distinto, la probabilidad de que coincidan dos valores de la energía en un recinto es:

$$P_2 = \left(\frac{23}{90}\right)^2 \quad (\text{LXVI})$$

la de que quede vacío:

$$P_0 = \left(\frac{67}{90}\right)^2 \quad (\text{LXVII})$$

y la de que dicho recinto quede ocupado una sola vez, después del estudio de este segundo ángulo de observación, es de:

$$P_1 = 2 \left(\frac{23}{90}\right) \left(\frac{67}{90}\right) \quad (\text{LXVIII})$$

ya que hay que considerar que haya sido ocupado en la primera observación: $(23/90) (67/90)$, o en la segunda: $(67/90) (23/90)$.

Con ello, la probabilidad total para un recinto, después de la segunda observación, es:

$$P_2 + P_1 + P_0 \quad (\text{LXIX})$$

o sea:

$$\left(\frac{90}{23}\right)^2 + 2 \left(\frac{23}{90}\right) \left(\frac{67}{90}\right) + \left(\frac{67}{90}\right)^2 = 1 \quad (\text{LXX})$$

Siguiendo el método de inducción se demuestra que la probabilidad de que en uno de los recintos de 0'10 MeV considerados, coincidan c valores de la energía de excitación, después de estudiados los 14 ángulos de observación, se determina por la expresión:

$$P_c = \binom{14}{c} \left(\frac{23}{90}\right)^c \left(\frac{67}{90}\right)^{14-c} \quad (\text{LXXI})$$

DISTRIBUCIONES ANGULARES DE LOS PROTONES

Como existen 90 recintos estadísticamente indiscernibles, multiplicando P_c por 90 tendremos la distribución de coincidencias de los valores de las energías de excitación, que se hubiera alcanzado si fuera debida al azar, y que es la siguiente:

Recintos vacíos	1'4
Con una coincidencia	6'9
» dos coincidencias	15'5
» tres » 	21'3
» cuatro » 	20'1
» cinco » 	13'8
» seis » 	7'1
» siete » 	2'8
» ocho » 	0'8
» nueve » 	0'2
» diez » 	0'1

Para mayor número de coincidencias el cálculo de probabilidades da un resultado prácticamente nulo. Por ello, y dado que en nuestra experiencia han resultado varios recintos ocupados con 11, 12, 13 y 14 valores coincidentes de la energía de excitación del C^{13} , como puede verse en la tabla siguiente, concluimos que la distribución obtenida por nosotros no es debida al azar, sino que tiene su origen en la existencial real de ciertos niveles energéticos de excitación del C^{13} .

FERNANDO SENENT PÉREZ

Nivel de excitación del C ¹³ en MeV	Ángulos de observación en que ha sido estudiado	Número de veces que ha sido acusado	Número de veces que ha sido justificada su ausencia de los histogramas	Número de veces que no ha sido acusado en los histogramas
Est. Fund.	17	17		
0'8	17	7		10
3'08	17	17		
3'71	14	14		
3'88	14	14		
4'75	14	6	8	
5'03	14	8	6	
5'22	14	13	1	
5'45	14	12	2	
5'78	14	13	1	
6'12	14	12	2	
6'36	14	11	3	
6'63	14	10	4	
6'91	14	12	2	
7'23	14	11	3	
7'39	14	9	4	1
7'58	14	10	4	
7'75	14	8	6	
7'88	14	11	3	
8'02	14	11	3	
8'16	14	8	5	1
8'34	14	10	4	
8'53	14	7	7	

CONCLUSIONES

1.^a En esta investigación ha sido confirmada la existencia de los siguientes niveles energéticos de excitación del C^{13} , determinados por diversos investigadores y recopilados por AJZENBERG y LAURITSEN (53), LAURITSEN (47) y HORNYACH y LAURITSEN (46), en una serie de trabajos titulados: «Niveles energéticos de los núcleos ligeros».

Nivel de excitación
del C^{13} determinado
por otros investiga-
dores

Nivel de excitación
del C^{13} determinado
por nosotros

3'08 MeV
3'68 »
3'98 »
4'6 »
5'15 »
5'6 »
5'87 »
6'34 »
6'87 »
7'67 »
7'75 »
8'02 »
8'16 »
8'28 »

3'08 MeV
3'71 »
3'88 »
4'75 »
5'22 »
5'45 »
5'78 »
6'36 »
6'91 »
7'58 »
7'75 »
8'02 »
8'16 »
8'34 »

2.^a Han sido determinados los siguientes niveles, no acusados hasta nuestros estudios, aunque algunos fueron publicados por nosotros en una nota anterior (2): 5'03 MeV, 6'12 MeV, 6'63 MeV, 7'23 MeV, 7'39 MeV, 7'88 MeV y 8'53 MeV.

3.^a No han sido puestos de manifiesto y, por tanto, no se ha podido comprobar la existencia de los niveles superiores a 8'7 MeV, ya que la energía de los deuterones bombardeantes no es suficiente para excitaciones tan elevadas del C^{13} .

4.^a En cuanto al discutido nivel de 0'8 MeV no hemos logrado ponerlo de manifiesto de una forma plenamente satisfactoria. Por ello, concluimos, que o no existe realmente o que sólo puede ser revelado en otras transmutaciones que originen el C^{13} , o en nuestra misma reacción, pero con otras energías de los deuterones bombardeantes.

5.^a Damos la representación gráfica de las varias distribuciones angulares de los protones producidos en la reacción en estudio, correspondientes a los diversos niveles energéticos de excitación del C^{13} .

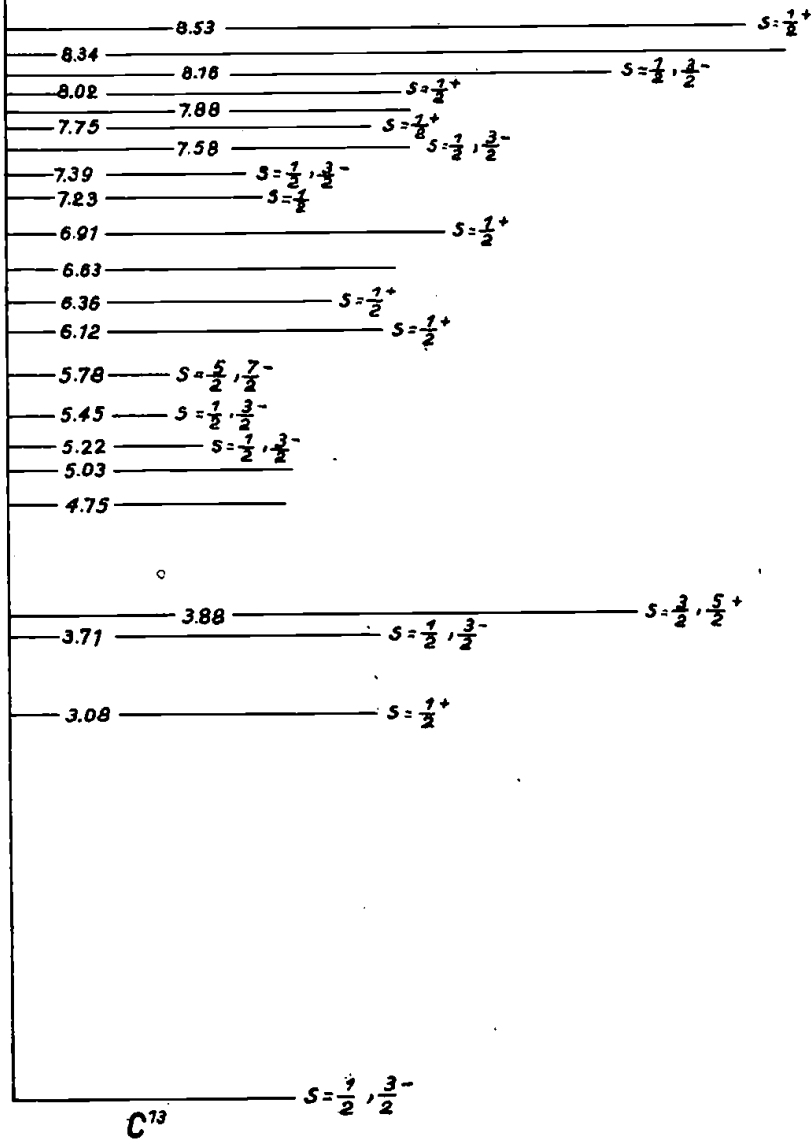
6.^a Hemos determinado los spines y paridades del C^{13} en varios de sus diversos niveles de excitación, por comparación de las distribuciones angulares obtenidas experimentalmente con las teóricas, debidas a BUTLER (4 y 5).

7.^a Hemos calculado el valor de la sección eficaz de la reacción en estudio al dar origen al C^{13} en sus diversos niveles energéticos.

8.^a Presentamos, por último, como resumen de nuestro trabajo, el siguiente gráfico, en el que representamos los distintos niveles energéticos del C^{13} determinados mediante segmentos proporcionales al valor de la sección eficaz de la reacción que lo ha originado. En él indicamos también el valor del spin y la paridad de la función de ondas del núcleo residual excitado.

ESTADOS DE EXCITACION DEL C¹³

MeV.



Posteriormente a la terminación de esta memoria (marzo de 1953), realizamos la determinación de paridades y spines de los diversos niveles de excitación determinados para el núcleo de C^{13} , por comparación de las distribuciones angulares obtenidas experimentalmente con curvas teóricas que nos fueron proporcionadas merced a la amabilidad del Dr. T. N. MARSHAM.

Estas curvas fueron obtenidas durante el verano de 1953 en el Nuclear Physic Research Laboratory de la Universidad de Liverpool, por aplicación del método de BATHIA, HUANG, HUBY y NEWS (54) (aproximación a la teoría de BOHR), tomando para radio del núcleo de C^{12} el valor de 5×10^{-13} cm, que fue el preciso para obtener buena concordancia con la distribución angular del estado fundamental del C^{13} determinada por HOLT y MARSHAM.

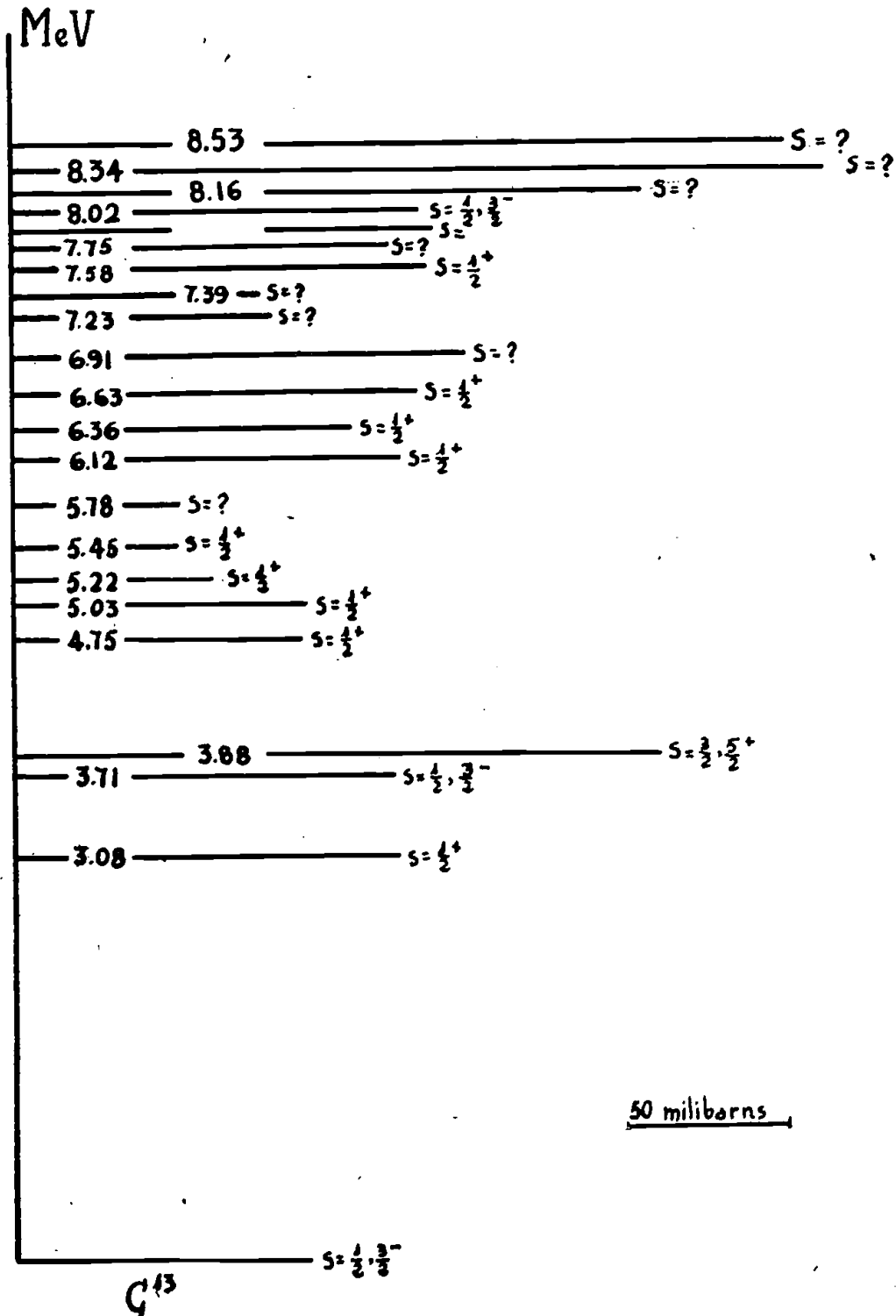
Con estas curvas teóricas, construidas para valores negativos de Q , la determinación de l no puede llevarse a cabo de una forma totalmente definitiva por su comparación con las distribuciones experimentales, ya que por tratarse de un método aproximado se habían encontrado, en otras determinaciones anteriores, notables discrepancias entre ambas distribuciones angulares, teórica y experimental, sobre todo para altos niveles de excitación.

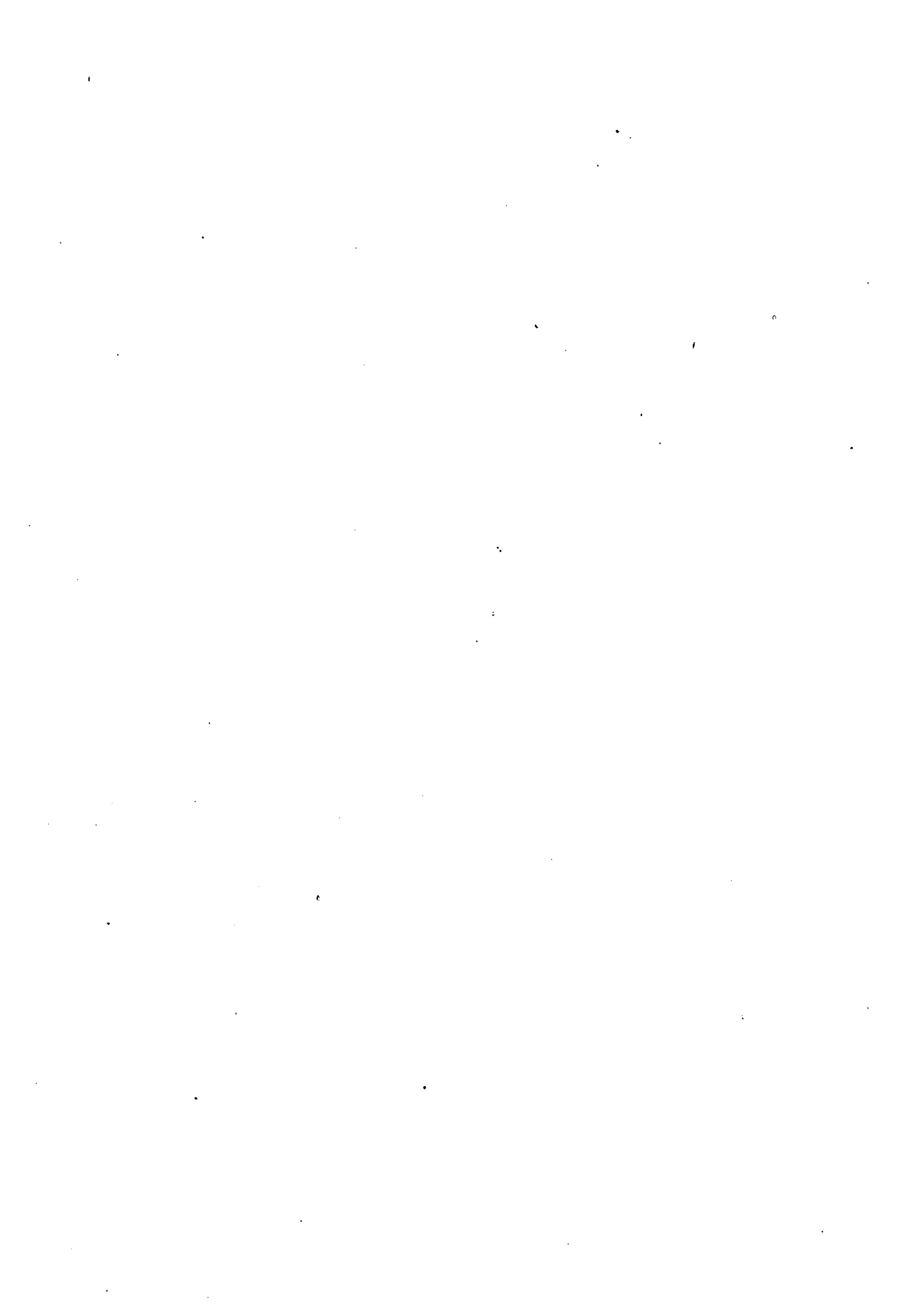
Sin embargo, nuestros resultados obtenidos con su uso, tienen una mayor seguridad que los determinados con las curvas teóricas de BUTLER, ya que, aun siendo más imprecisas, resultan más satisfactorias por haber sido calculadas expresamente para nuestra misma reacción nuclear y para idénticos valores de Q . Además, las curvas de BUTLER se construyeron para valores positivos de Q , y nuestros niveles de excitación del C^{13} (salvo el estado fundamental y el primer nivel excitado) aparecen todos con valores de Q negativos.

Por todo ello, nuestros recientes resultados sobre dichas paridades y spines son los que presentamos en el siguiente gráfico, análogo al incluido en el cuerpo de la memoria.

La discusión de estos últimos resultados ha sido publicada en los *Anales de la Real Sociedad Española de Física y Química*, tomo L (A), pág. 55, en donde comunicamos nuestro actual estado de opinión sobre los niveles de excitación del C^{13} de energía superior a la del primer nivel de 3'09 MeV.

Estados de excitación del C^{13}





BIBLIOGRAFÍA

- (1) CATALÁ y SENENT: An. Real Sdad. Fís. y Quím. 47 A, 225 (1951).
- (2) CATALÁ, SENENT y AGUILAR: An. Real Sdad. Fís. y Quím. 48 A, 73 (1952).
- (3) CATALÁ, SENENT y CASANOVA: An. Real Sdad. Fís. y Quím. Pendiente de publicación.
- (4) BUTLER: Phys. Rev. 80, 1095 (1950).
- (5) BUTLER: Proc. Roy. Soc. 208 A, 559 (1951).
- (6) OPPENHEIMER y PHILLIPS: Phys. Rev. 48, 500 (1935).
- (7) ROTBLAT: Nature, 169, 1027 (1951).
- (8) KOUDIJS, ENDT, VAN DER HART y PALMER: Physica. 18 A, 415 (1952).
- (9) POWELL: Proc. Roy. Soc. 181, 344 (1943).
- (10) SMYTH: «Atomic Energy for Mil. Purposes». Prin. Univ. Press (1945).
- (11) POWELL y OCCHIALINI: Jour. Sci. Inst. 23, 102 (1946).
- (12) CATALÁ: «La técnica fotográfica en Física Nuclear y Radiación Cósmica». Lección Inaugural del Curso 1951-52 de la Universidad de Valencia: An. Univ. Valencia. 25, cuaderno I (1951-52).
- (13) BERRIMAN: Nature. 161, 432 (1948).
- (14) POWELL y OCCHIALINI: «Nuclear Phys. in Photographs». Oxford (1947).
- (15) YAGODA: «Radiative Measurements with Nuclear Emulsions». J. Wiley New York, 1949.
- (16) BURROWS, POWELL y ROTBLAT: Proc. Roy. Soc. 209 A, 461 (1951).
- (17) CHADWICH, MAY, PICKAVANCE y POWELL: Proc. Roy. Soc. 193 A, 1 (1944).
- (18) BURROWS, GIBSON y ROTBLAT: Proc. Roy. Soc. 209 A, 489 (1951).
- (19) DILWORTH, OCCHIALINI y VERMAESEN: Bull. Cent. Phy. Nuc. Univ. Libre Bruxelles n.º 13 A, febrero 1950.
- (20) COSYNS y VAN DER HAEGHE: Bull. Cent. Phy. Nuc. Univ. Libre Bruxelles n.º 15, 2.ª edición; abril 1951.
- (21) CÜER: Cont. Rend. 224, 41 (1947).
- (22) CATALÁ, SENENT y AGUILAR: An. Real Sdad. Fís. y Quím. 48 A, 209 (1952).
- (23) LIVINGSTONE y BETHE: Rev. Mod. Phys. 9, 263 (1937).
- (24) LATTES, FOWLER y CÜER: Proc. Phys. Soc. 59, 883 (1947).
- (25) GIBSON, PAYNE y CATALÁ: An. Real Sdad. Fís. y Quím. 47 A, 151 (1951).
- (26) ROTBLAT: Nature. 165, 387 (1950).
- (27) GIBSON y CATALÁ: An. Real Sdad. Fís. y Quím. 47 A, 143 (1951).

FERNANDO SENENT PÉREZ

- (28) GIBSON y CATALÁ: *Nature*. 167, 551 (1951).
- (29) BRADNER, SMITH, BARKAS y BISHOP: *Phys. Rev.* 77, 462 (1950).
- (30) EL BEDEWI: *Proc. Phys. Soc.* 64 A, 1079 (1951).
- (31) LATTES, OCCHIALINI y POWELL: *Proc. Phys. Soc.* 61, 173 (1948).
- (32) CATALÁ, AGUILAR y BUSQUETS: *An. Real Sdad. Fís. y Quím.* 48 A, 326 (1952).
- (33) BRAGG y KLEEMAN: *Phil. Mag.* 10, 318 (1905).
- (34) BETHE y BACHER: *Rev. Mod. Phys.* 8, 82 (1936).
- (35) SMITH: *Phys. Rev.* 71, 32 (1947).
- (36) YAGODA: *Loc. cit.*, pág. 262.
- (37) TOLLESTRUP, FOWLER y LAURITSEN: *Phys. Rev.* 78, 372 (1952).
- (38) BUECHNER y STRAIT: *Phys. Rev.* 76, 1543 (1943).
- (39) MERHANT: *Phys. Zeit.* 41, 528 (1940).
- (40) BOYER: *Phys. Rev.* 78, 345 (1950).
- (41) BERLMAMM: *Phys. Rev.* 79, 411 (1950).
- (42) ROY: *Phys. Rev.* 75, 1775 (1949).
- (43) HEYDENBURG e INGLIS: *Phys. Rev.* 75, 1147 (1949).
- (44) GIBSON y CATALÁ: *An. Real Sdad. Fís. y Quím.* 46 A, 307 (1950).
- (45) GIBSON: Comunicación personal.
- (46) HORNYACH y LAURITSEN: *Rev. Mod. Phys.* 22, 291 (1950).
- (47) LAURITSEN: «Energy Levels of light Nuclei». *Annual Rev. of Nuc. Science*, 1, 67 (1952).
- (48) ROTBLAT: *Phys. Rev.* 87, 205 (1952).
- (49) FRYE y WIEDENBERG: *Phys. Rev.* 82, 960 (1951).
- (50) LIVINGSTONE y BETHE: *Rev. Mod. Phys.* 9, 245 (1937).
- (51) GREAGAN: *Phys. Rev.* 76, 1769 (1949).
- (52) FREIER, FULK, LAMPI y WILLIAMS: *Phys. Rev.* 78, 508 (1950).
- (53) AJZENBERG y LAURITSEN: *Rev. Mod. Phys.* 24, 321 (1952).
- (54) BATHIA, HUANG, HUBY y NEWS: *Phil. Mag.*, 43, 485 (1952).

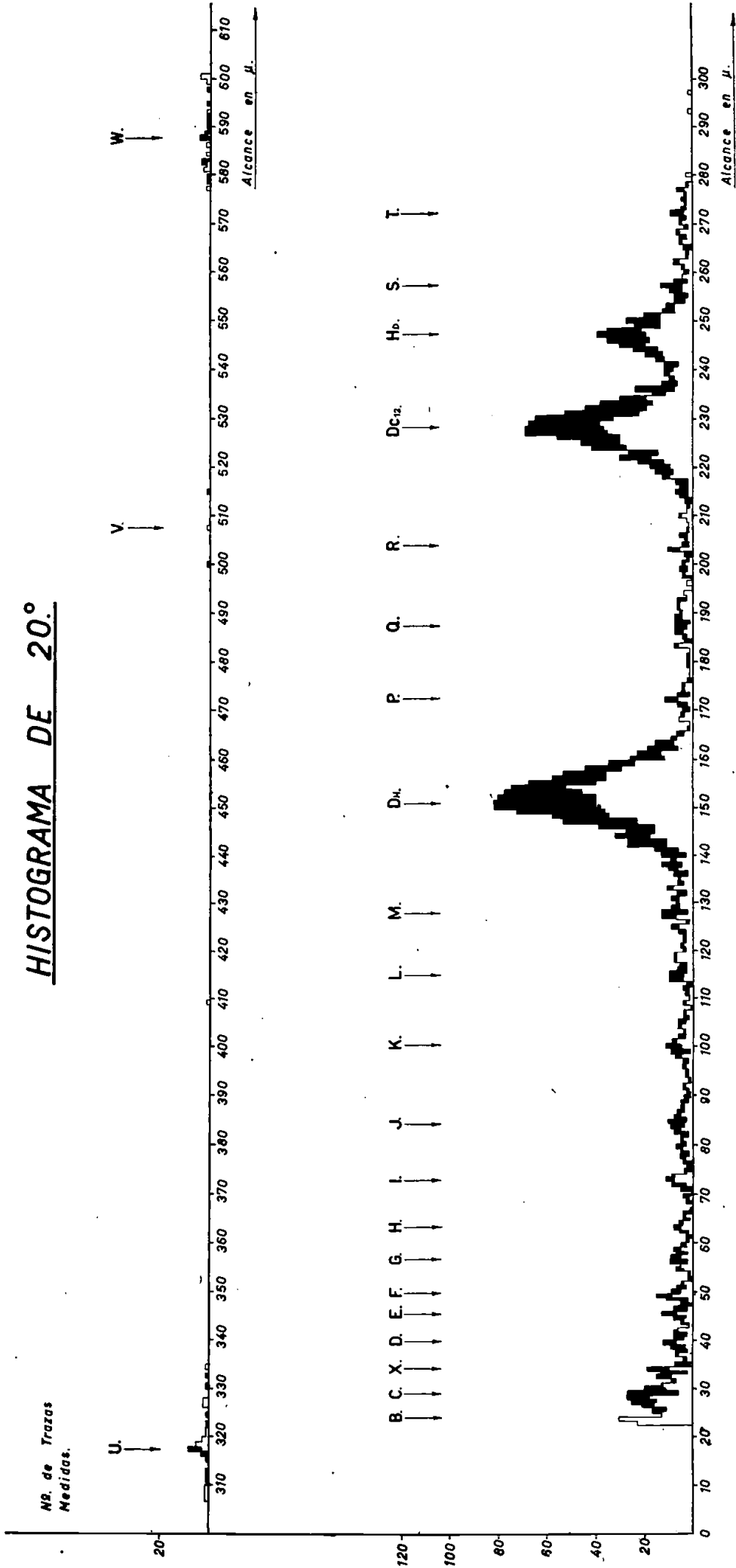
I N D I C E

	<i>Págs.</i>
INTRODUCCIÓN	7
MÉTODO FOTOGRÁFICO	11
OBTENCIÓN DE LAS PLACAS	16
Colimación del haz de deuterones	17
Cámara de difusión	18
Colocación de las placas	18
Técnica de la exposición	19
Cámara de ionización	19
Revelado de las placas	20
OBSERVACIÓN DE LAS PLACAS	22
Construcción del plano de líneas de ángulo constante y de distancia constante	22
Centrado de las placas en el microscopio	26
Observación de la zona elegida. Barrido y construcción del histograma ...	26
Determinación de la energía de los productos de la reacción. Relaciones alcance-energía	29
ANÁLISIS DE LA REACCIÓN	32
Sistemas de coordenadas	34
Determinación de los niveles de excitación del C^{13}	35
Determinación de los máximos de los Histogramas pertenecientes a los $D_{C^{12}}$	41
Determinación de los máximos de los histogramas pertenecientes a los D_H	43
Determinación de los máximos de los histogramas pertenecientes a los H_D	44
Determinación de la sección eficaz elemental de la reacción correspondiente a cada nivel de excitación del núcleo residual, para los distintos ángulos de emisión	45

	<u>Págs.</u>
Determinación de la sección eficaz de la reacción correspondiente a cada nivel de excitación del núcleo de C^{13}	50
Determinación del spín y de la paridad de la función de ondas del núcleo residual, en sus diversos niveles energéticos	51
RESULTADOS	52
Distribuciones angulares de los protones producidos en la reacción $C^{12} (d, p) C^{13}$ correspondientes a los distintos niveles de excitación del C^{13}	78
PRECISIÓN Y JUSTIFICACIÓN DEL MÉTODO	90
CONCLUSIONES	95
BIBLIOGRAFÍA	101
ÍNDICE	103
APÉNDICE: Histogramas de observación	105

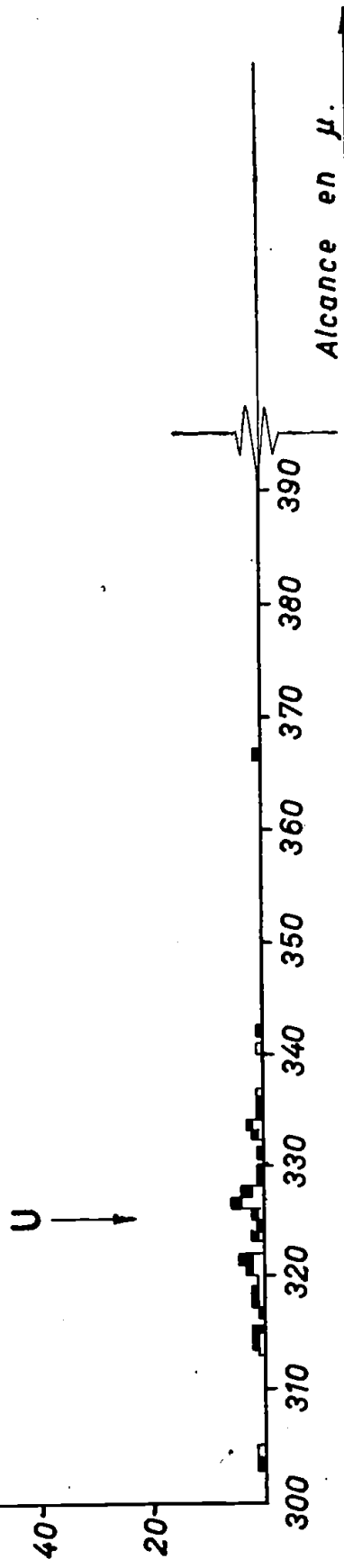
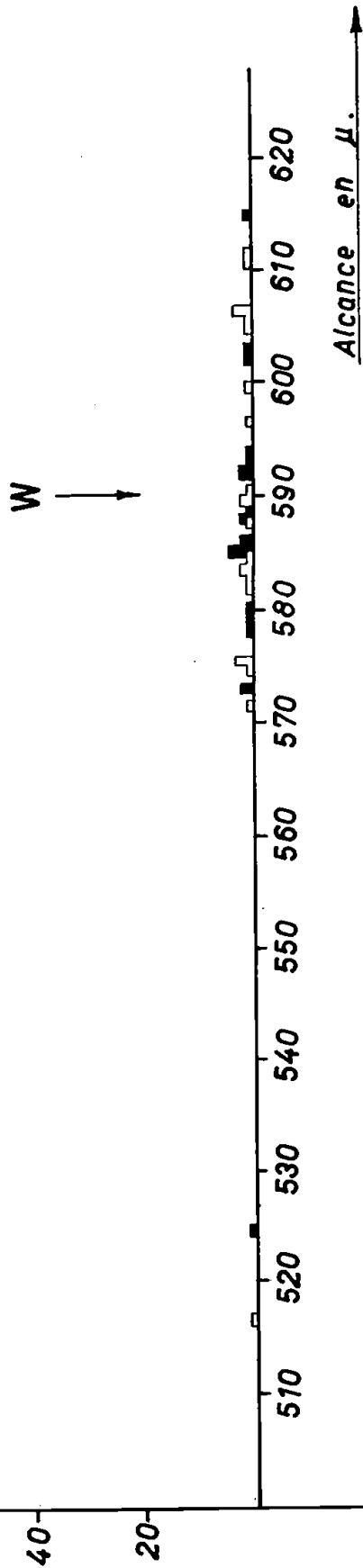
HISTOGRAMAS DE OBSERVACIÓN

HISTOGRAMA DE 20°

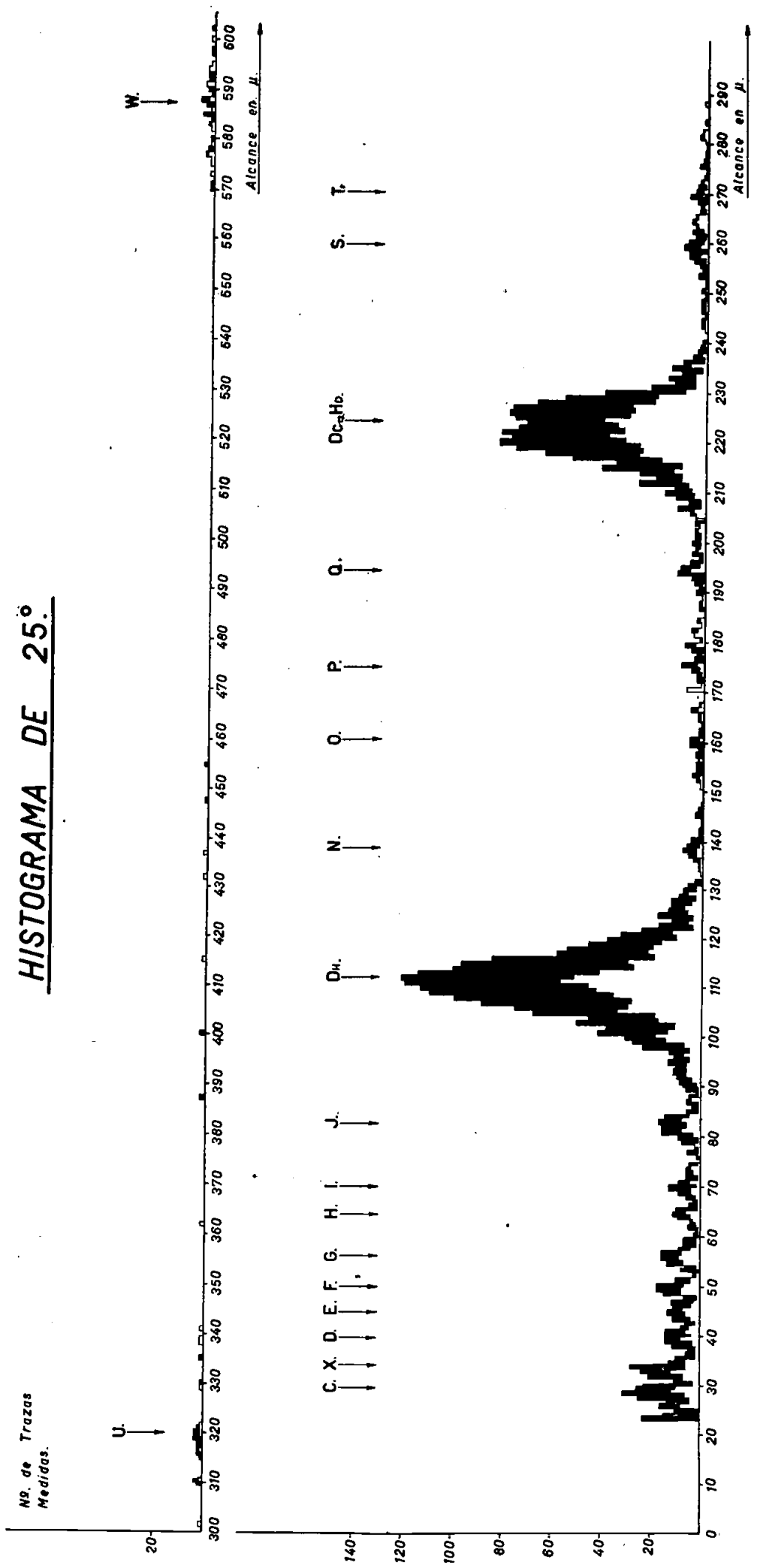


HISTOGRAMA DE 22° 30'

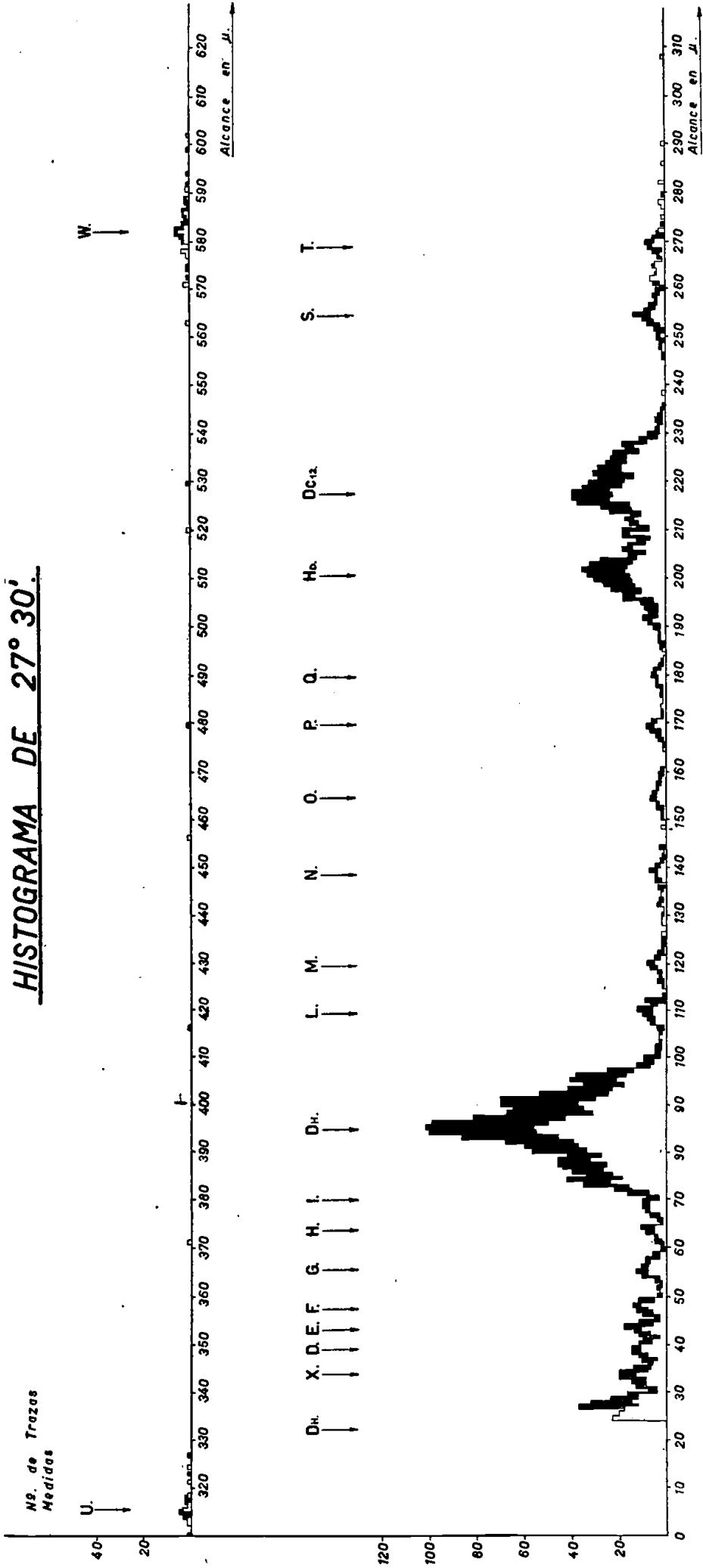
Nº. de Trazas
Medidas.



HISTOGRAMA DE 25°



HISTOGRAMA DE 27° 30'

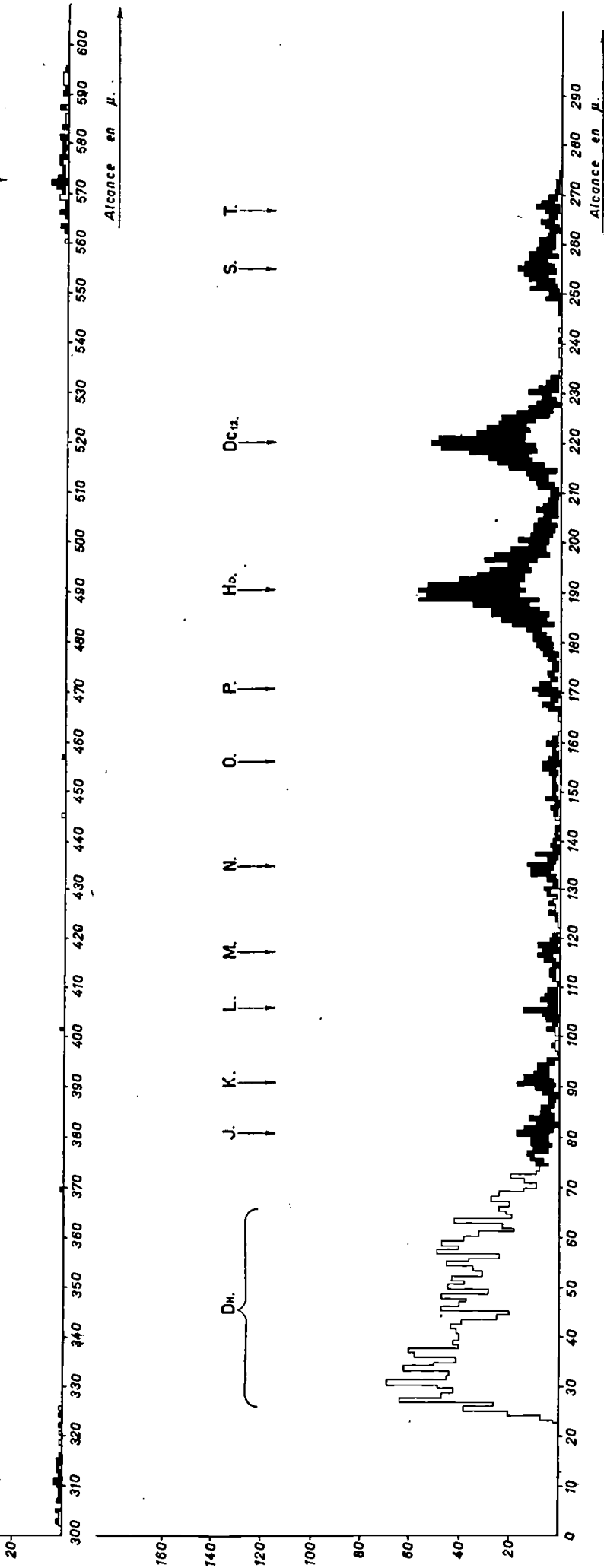


Nº. de Trazas
Medidas.

HISTOGRAMA DE 30°

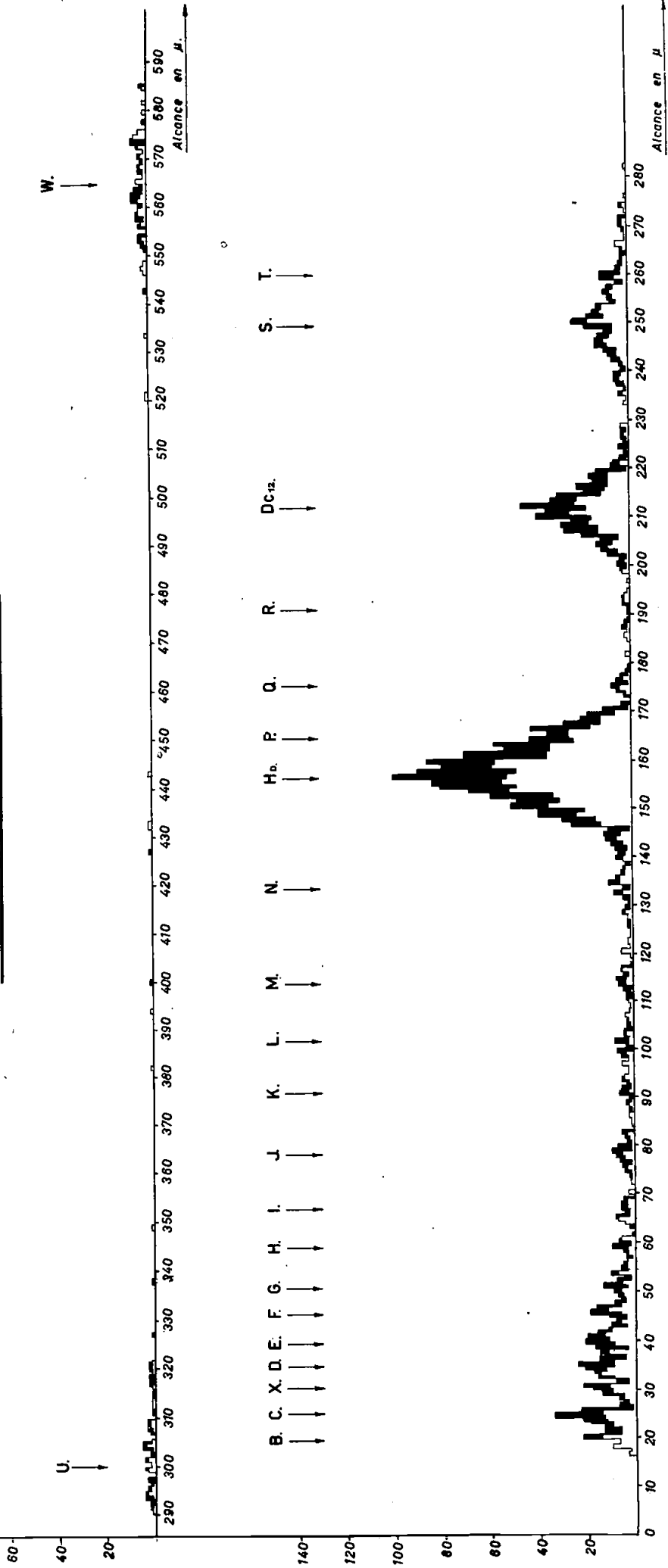
U. ↑

W. ↑

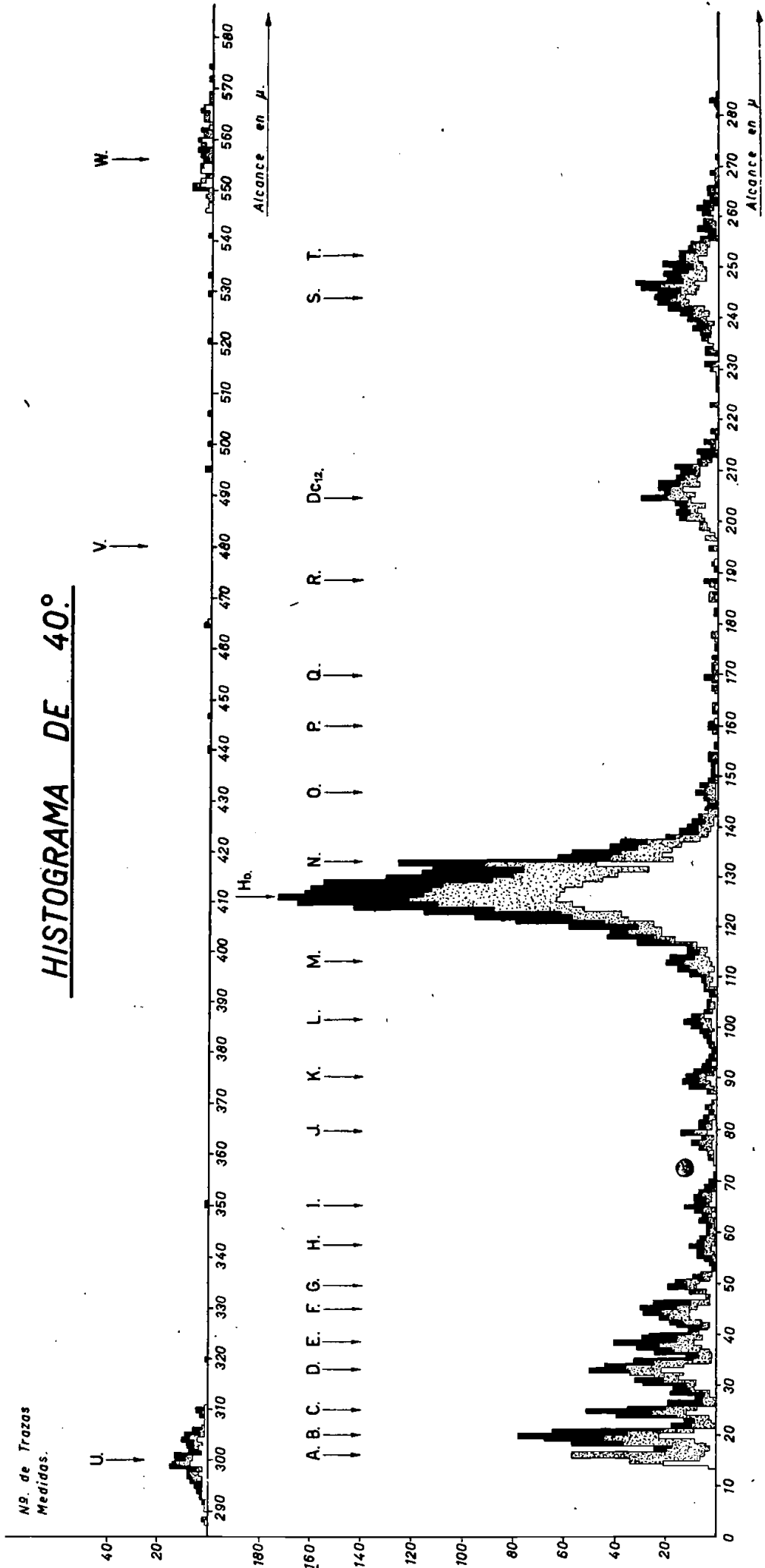


HISTOGRAMA DE 35°

Nº. de Trazos
Medidas.

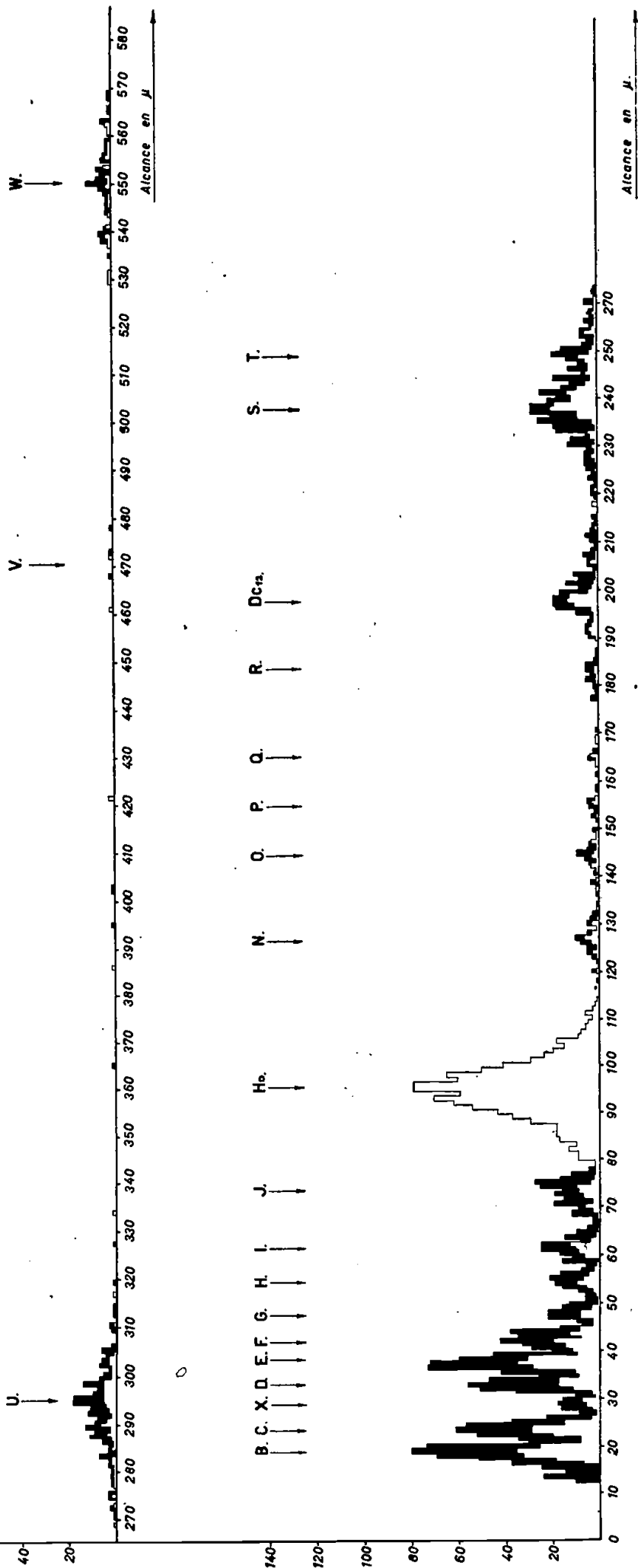


HISTOGRAMA DE 40°

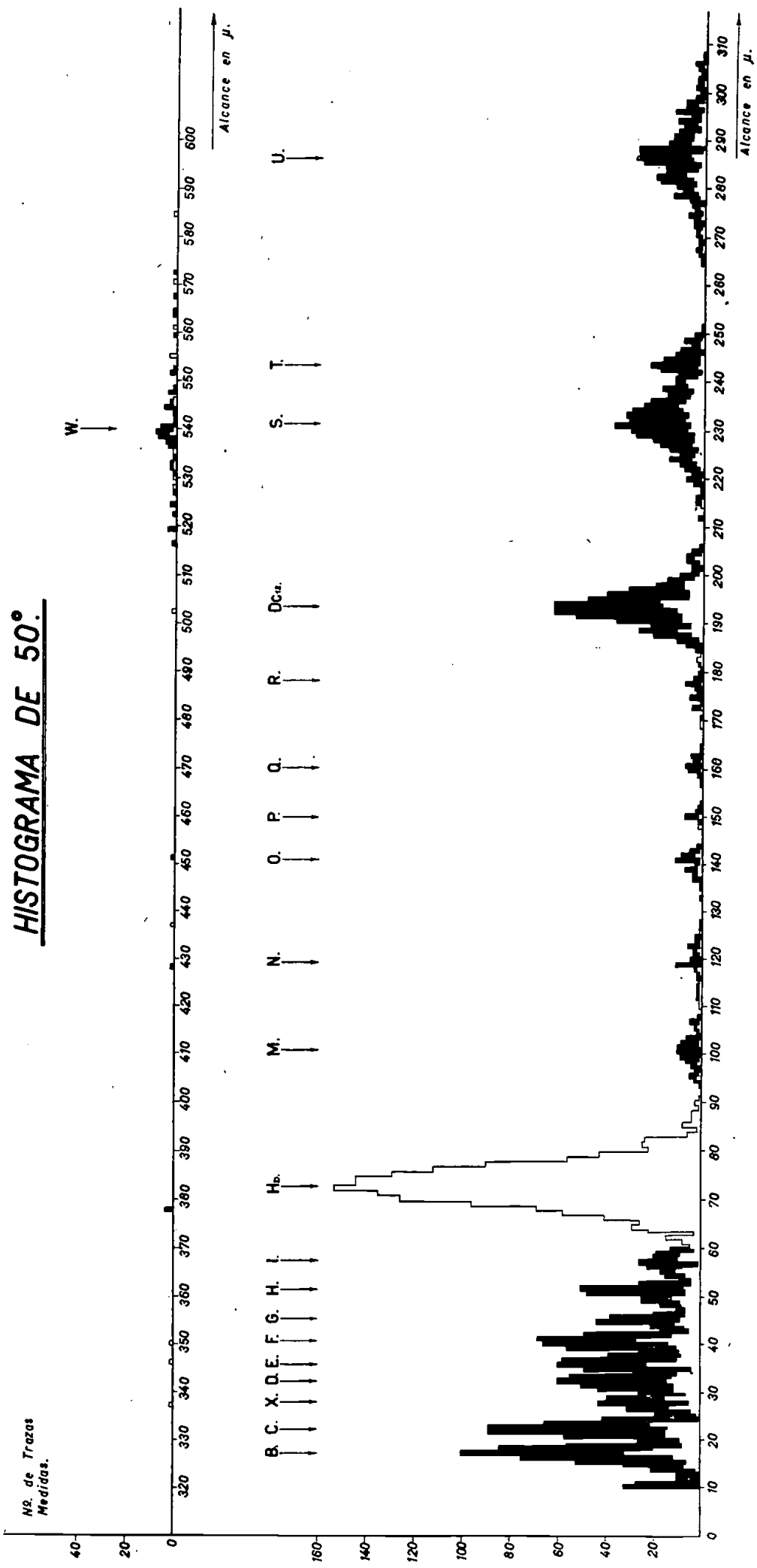


Nº. de Trazas
Medidas.

HISTOGRAMA DE 45°

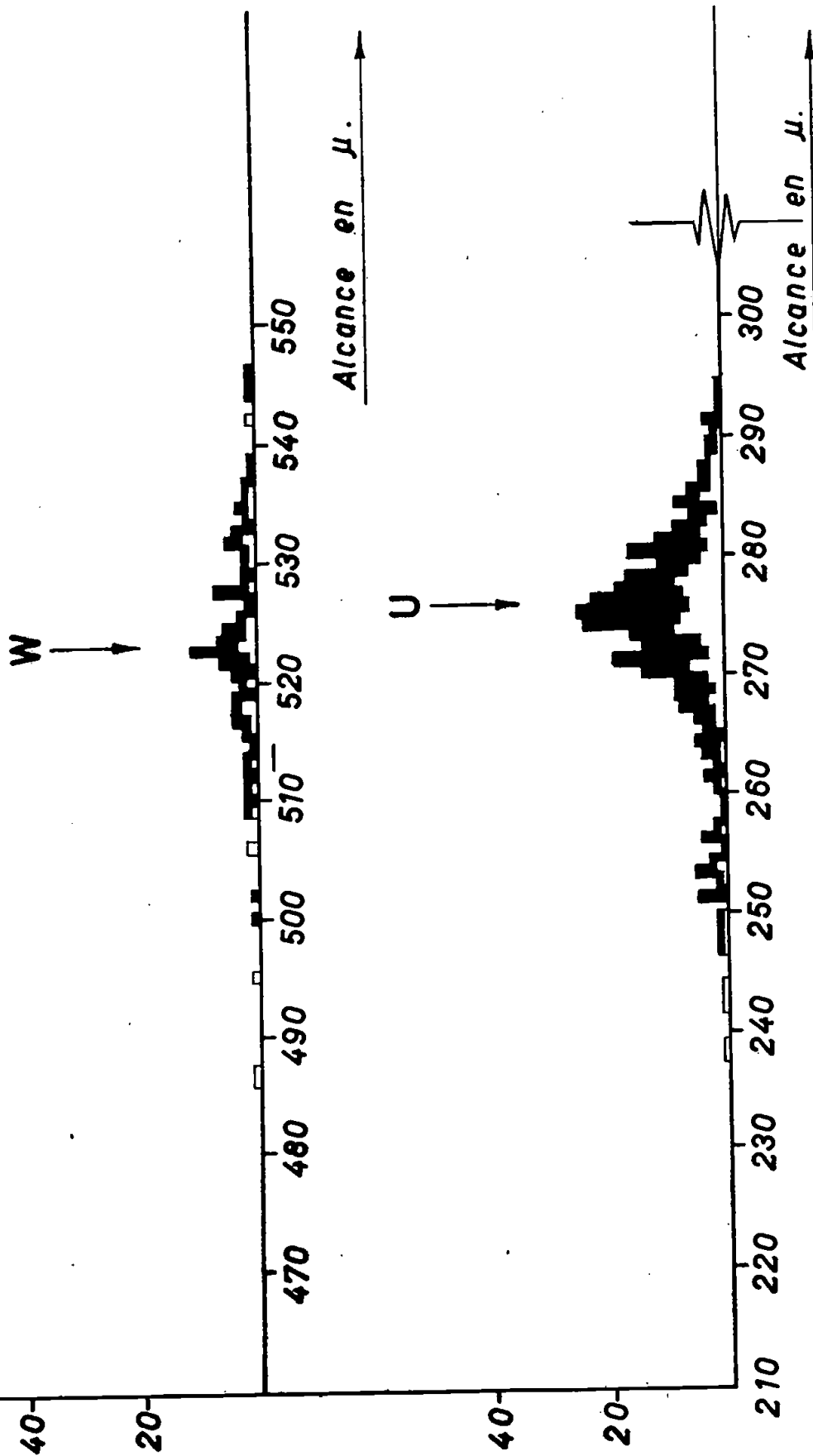


HISTOGRAMA DE 50°



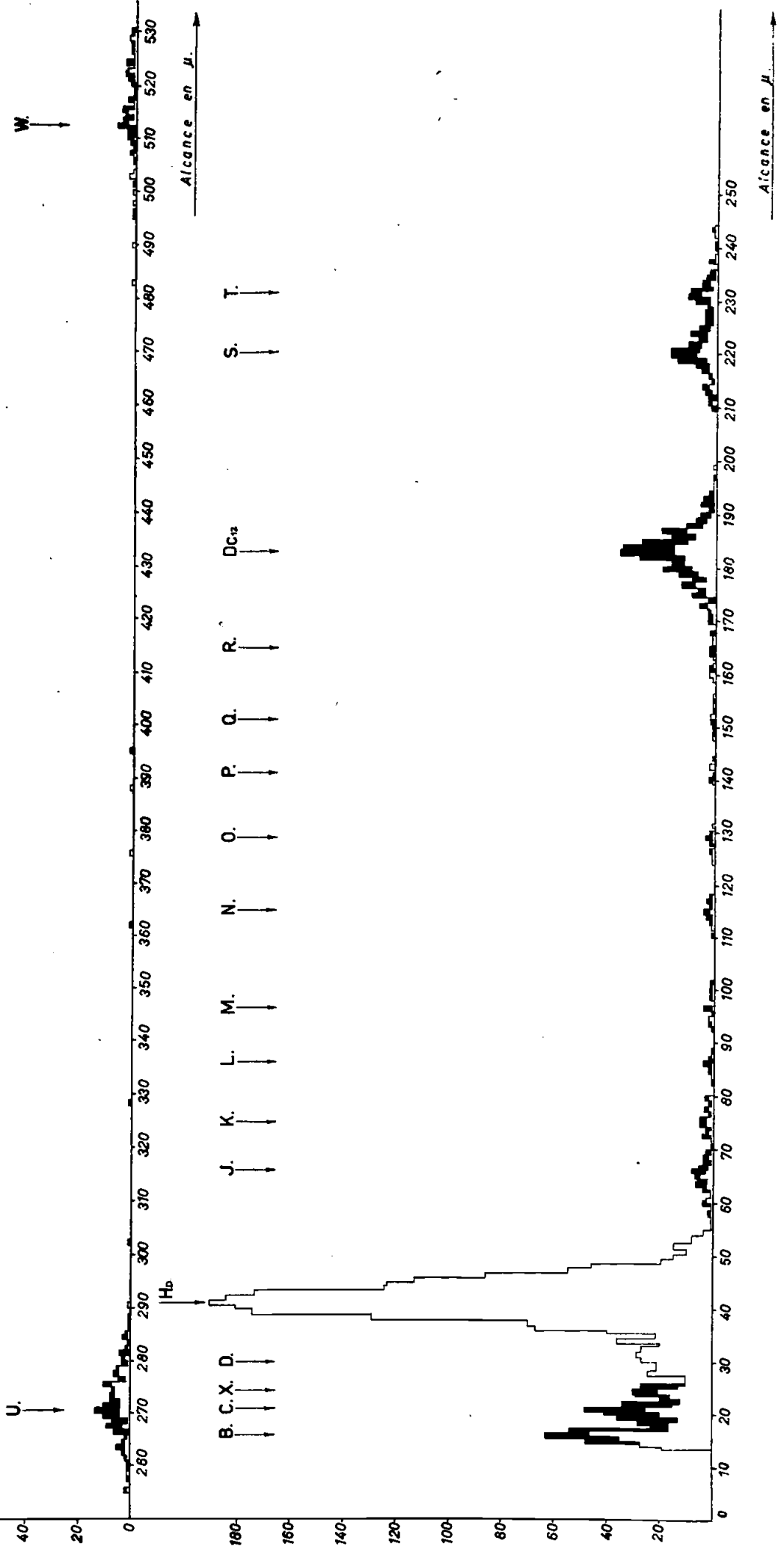
HISTOGRAMA DE 55°

Nº. de Trazas
Medidas.



Nº. de Trazas
Medidas.

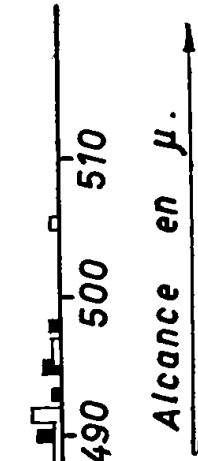
HISTOGRAMA DE 60°



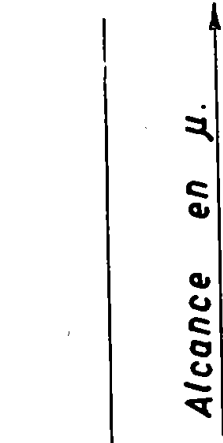
HISTOGRAMA DE 70°

No. de Trazas
Medidas.

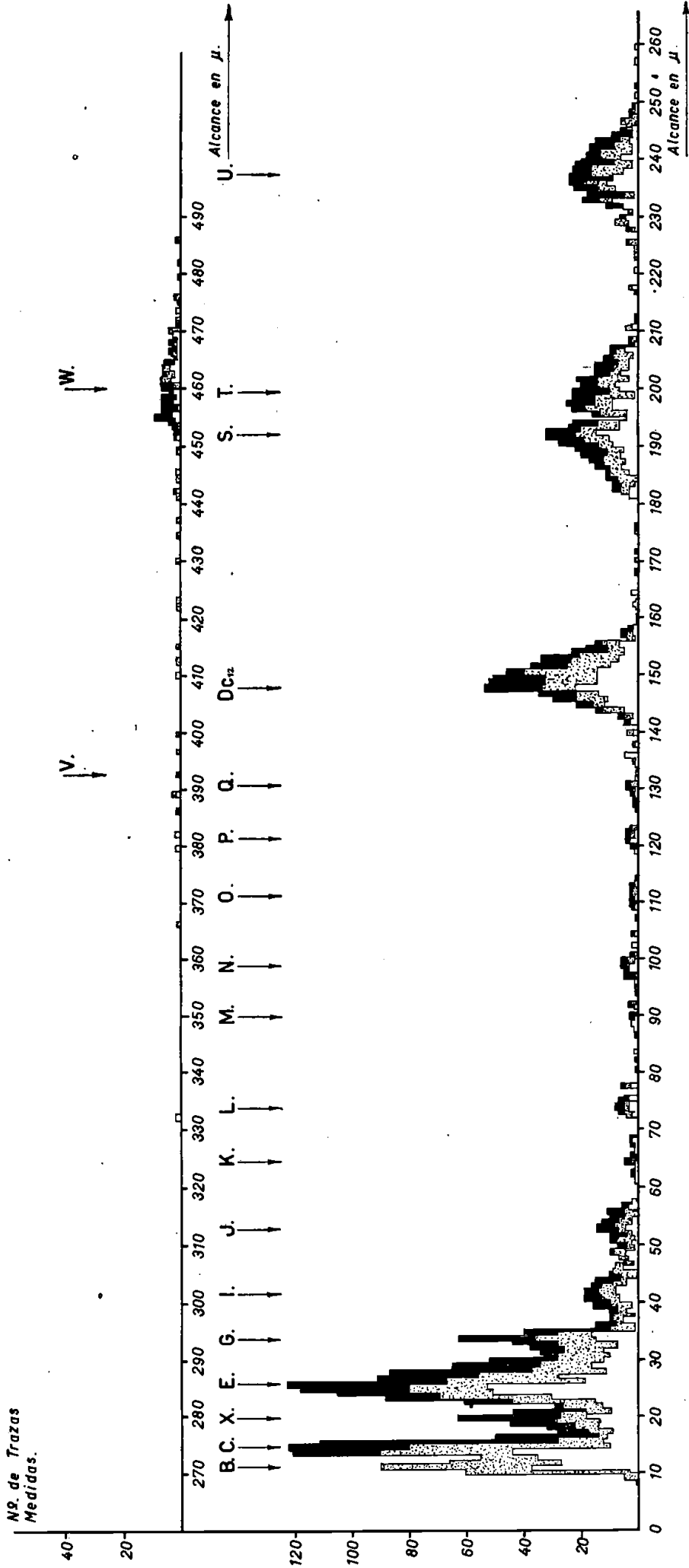
W →



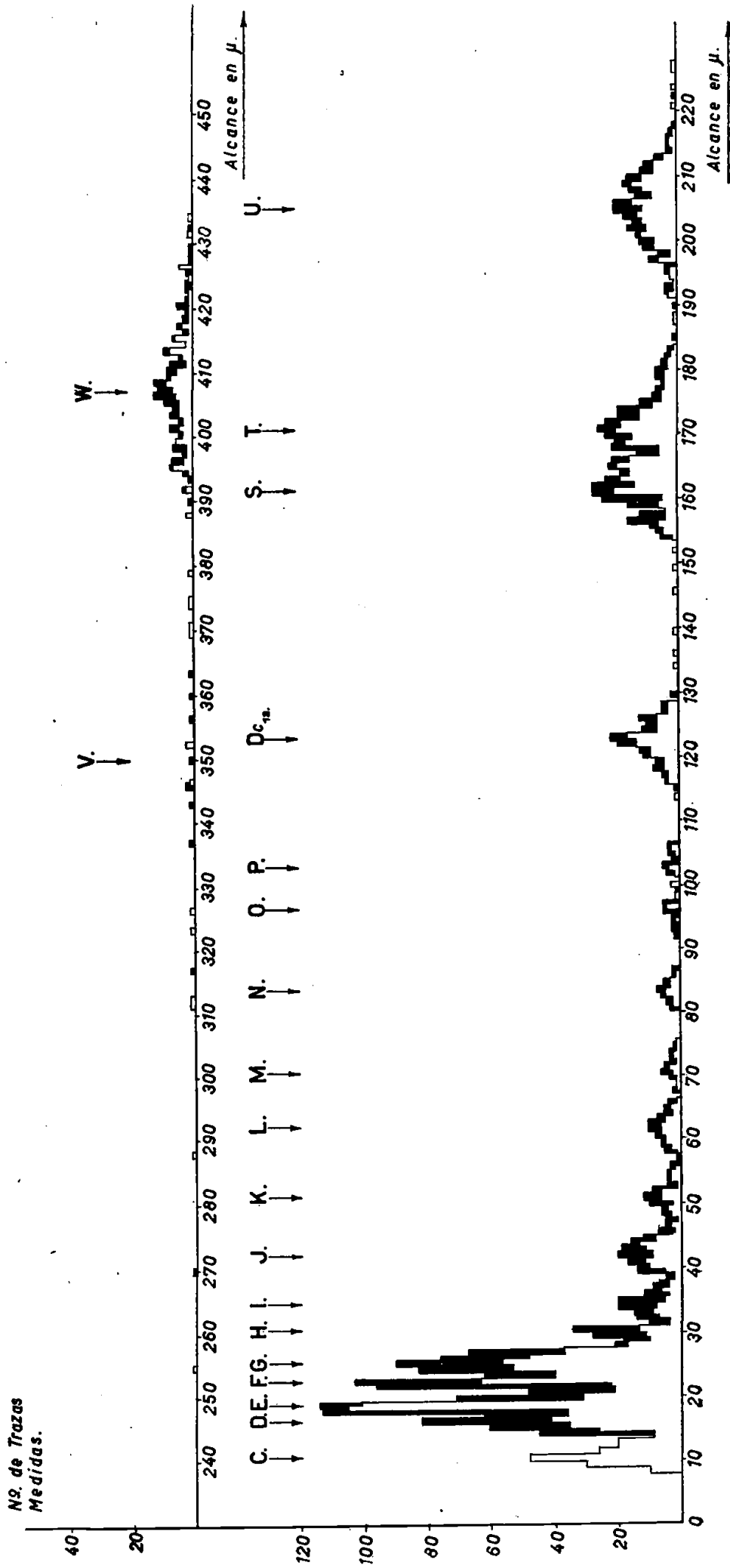
U →



HISTOGRAMA DE 80°

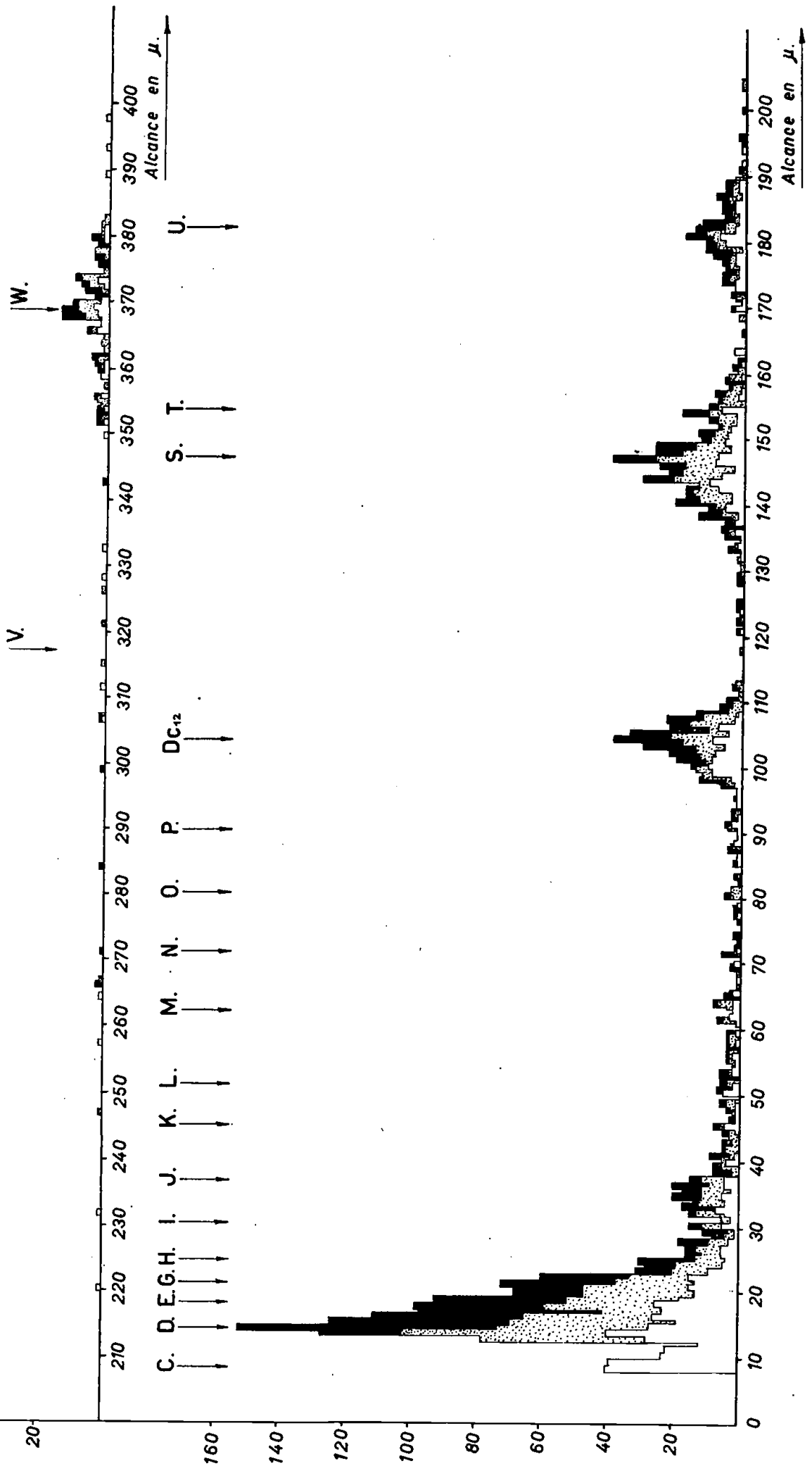


HISTOGRAMA DE 100°

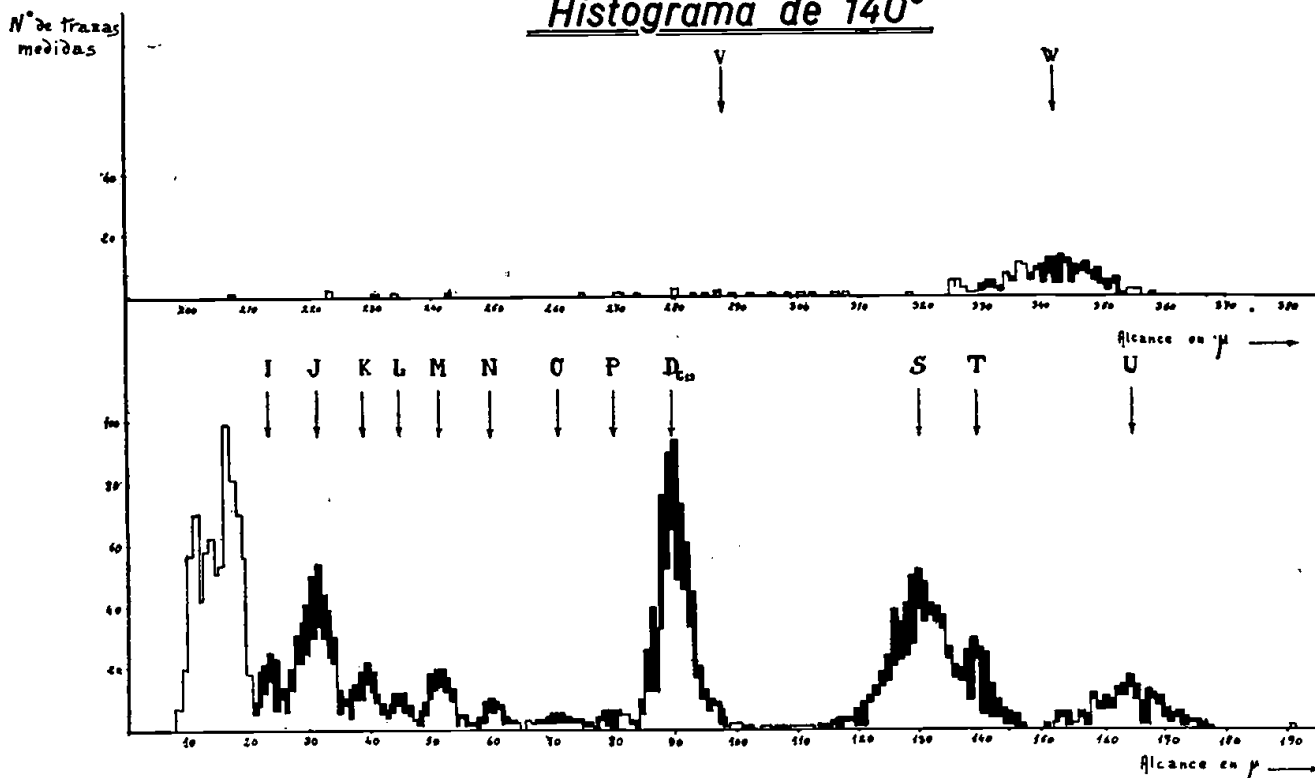


HISTOGRAMA DE 120°

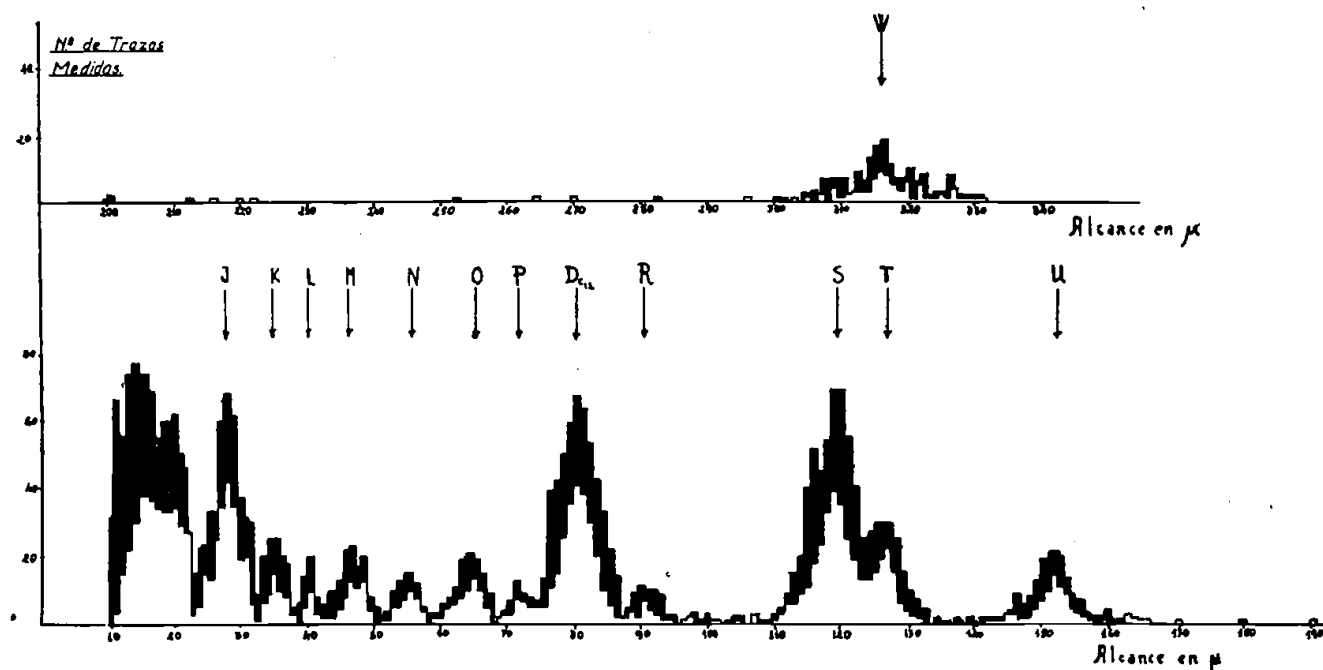
Nº. de Trazas
Medidas.



Histograma de 140°



Histograma de 160°



IMPRESO EN
VALENCIA .
POR LA
TIPOGRAFÍA MODERNA
(10 JUNIO 1955)