

Tesis de Posgrado

Medición de neutrones rápidos con placas nucleares

Waloschek, Pedro Juan

1954

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físico-matemáticas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Waloschek, Pedro Juan. (1954). Medición de neutrones rápidos con placas nucleares. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_0853_Waloschek.pdf

Cita tipo Chicago:

Waloschek, Pedro Juan. "Medición de neutrones rápidos con placas nucleares". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1954.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_0853_Waloschek.pdf

1-19-3

Medición de neutrones rápidos con placas nucleares.

Por Pedro J. Waloschek

Resumen

Se describe dos métodos para determinación de espectros de neutrones, incluyendo el cálculo completo de las correcciones por escape, y dos métodos para determinar intensidades totales por recuento de protones.

Fueron medidos los espectros de neutrones (de 5 a 15 MeV) de la reacción $\text{Li}^7(\alpha, n)\text{Be}^8$ producida en el acelerador en cascadas (IMV) de la C.N.E.A.- Se determinó así mismo la distribución angular de la intensidad total de neutrones rápidos (1 a 15 MeV) alrededor del blanco (0 - 150°).

Los resultados del cálculo del Q de la reacción para los espectros medidos evidencian la existencia de los niveles de excitación del Be^8 : 2,8; 4,2 y 5 y el nivel 3,4 MeV todavía no resuelto antes en experiencias similares.

Mullin

P. J. Waloschek

Rev. de Fis. 853

418

UNIVERSIDAD NACIONAL DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Medición de neutrones rápidos con placas nucleares

T e s i s

de

Pedro J. Waloschek

TESIS: 853

Buenos Aires

Diciembre de 1954

M. S. M.

P. Waloschek

853

Agradecimientos.

Este trabajo fué realizado en los Laboratorios de la Comisión Nacional de la Energía Atómica, a cuyas autoridades, Cap.de N.D.Pedro E.Iraolagoitia, Prof.Otto O.Gamba, Cap.D.Manuel Beninson e Ing.Ernesto E.Galloni agradezco las facilidades que en todo momento se me brindaron.

También agradezco la ayuda que me fué prestada por mi padrino de tesis, el Dr.José A. Balseiro y mis compañeros de estudio y trabajo, Srta.Lic.Sma V.Perez Ferreira y Dr.Juan G. Roederer. Las mediciones microscópicas fueron realizadas con extraordinario celo por las Srtas.Alicia Diaz Romero y Susana Cordeyro.

El Dr.F.A.Heijn fué quien nos indicó las interesantes posibilidades que presenta la medición de neutrones rápidos con placas nucleares, y durante su estadía en Buenos Aires (1953) se realizaron las primeras exposiciones en el acelerador en cascadas. Desde entonces se realizaron diversos experimentos en el mismo acelerador, en especial los que se detallan en este trabajo, para todos los cuales se ha contado con la eficaz ayuda del personal del Laboratorio de Alta Tensión y en especial del Sr.Lic.Walter Scheuer. Colaboran también en las exposiciones los Sres.Lic.O.Santocchi y J.Manzano.

Pedro J.Waloschek

Medición de neutrones rápidos con placas nucleares

Resumen. Se describe dos métodos para la determinación de espectros de neutrones. Incluyen el cálculo completo de las correcciones por escape, y dos métodos para determinar intensidades totales por recuento de protones.

Fueron medidos los espectros de neutrones (1 eV a 10⁶ eV) de la reacción $\text{Li}^7(d,n)\text{Be}^8$ producida en el acelerador en cascadas (1.5V) de la C. S. N. - Se determinó asimismo la distribución angular de la intensidad total de neutrones rápidos (1 a 10⁶ eV) alrededor del blanco (0 - 135°).

Los resultados del cálculo del χ de la reacción para los espectros medidos evidencian la existencia de los niveles de excitación del Be^8 : 2,8; 4,2 y 5 y el nivel 3,4 eV todavía no resuelto antes en experiencias similares.

Sumario.

- I. Introducción: 1. Detección de neutrones rápidos.- 2. Uso de placas nucleares.- 3. Determinación de espectros.- 4. Determinación de intensidades totales.- 5. Neutrones de la reacción $\text{Li}(d,n)\text{Be}$.-
- II. Determinación de espectros. Método gráfico. 1. El método gráfico.- 2. Selección de las trazas.- 3. Determinación de E_n .- 4. Eficiencia.- 5. Corrección por salida.- 6. Errores.
- III. Determinación de espectros. Método de alta resolución. 1. Método de alta resolución.- 2. Selección de las trazas.- 3. Mediciones.- 4. Cálculo de E_n .- 5. Cálculo de la corrección.-
- IV. Medición de intensidades totales. Placa como radiador y detector. 1. Descripción.- 2. Criterio de selección.- 3. Eficiencia.-
- V. Medición de intensidades totales. Método placa parafina. 1. Descripción y detalles experimentales.- 2. Eficiencia.-
- VI. Mediciones en el acelerador en cascadas. 1. Exposición de las placas para espectros.- 2. Espectro a 0° y a 90° .- 3. Exposición para la distribución angular.-
- VII. Conclusiones. 1. Los niveles de excitación del Be^8 .- 2. La distribución angular.- 3. Los métodos usados.-

Apendices: I. Presentación de histogramas.- II. Alcance lateral de protones.- III. Cálculo de las tablas I.- IV. Detalles para el método de alta resolución.-

Bibliografía.-

MEDICION DE NEUTRONES RAPIDOS CON PLACAS NUCLEARES.

I. Introducci3n

1. Detecci3n de neutrones r1pidos. La detecci3n de neutrones r1pido

s, de energ1a comprendida entre 1 y 15 MeV, se realiza convenientemente por medio de los protones de retroceso que los mismos producen por choque en sustancias que contienen hidr3geno; (v3ase p.ej. Segr3, ¹). La observaci3n de estos protones se puede efectuar mediante detectores usuales, como ser: contadores Geiger, escintiladores, c1maras de niebla, placas nucleares, etc, y si el dispositivo usado permite medir el 1ngulo θ de emergencia de los mismos y su energ1a E_p (Fig.1), se puede calcular el n1mero de neutrones incidentes (N) y su energ1a E_n mediante las f3rmulas:

$$(1) dP = N_{(E)} \cdot \bar{\sigma}_{(E)} \cdot A \cdot V \cdot \frac{\cos \theta}{\pi} \cdot d\Omega \cdot \Delta E$$

$$(2) E_p = E_n \cdot \cos^2 \theta$$

donde dP es el n1mero de protones emitidos por los neutrones del intervalo ΔE de energ1a y en un 1ngulo s3lido elemental $d\Omega$. V es el

vol1men del blanco y A el nk contenido de hidr3geno del mismo. $\bar{\sigma}_{(E)}$ es la secci3n eficaz de colisi3n neutr3n-prot3n.

Si como detector se usan contadores, debe tomarse precauciones muy especiales, ya que en las cercan1as de las fuentes de neutrones usuales (aceleradores), la intensidad de radiaci3n γ y β es muy grande. A1n m1s delicada es el uso de c1maras Wilson o de difusi3n, por los mismos motivos, si bien 3stas permiten la observaci3n total de las trayectorias de protones, si el gas de la c1mara contiene hidr3geno y sirve de blanco.-

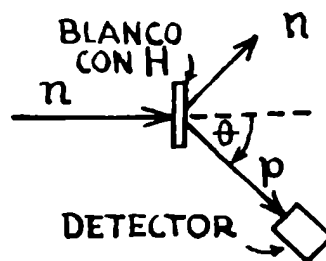


Fig. 1

2. Uso de placas nucleares. Esta misma ventaja puede ser obtenida con una emulsión nuclear colocada rasante en el haz de neutrones. La identificación de los protones se realiza luego fácilmente y en general, con un revelado conveniente se puede mantener el "fondo" ocasionado por β y γ dentro de límites razonables. Otras ventajas, como p.ej. la posibilidad de medir simultáneamente en varios puntos, el costo reducido, los tiempos de exposición cortos (economía de acelerador) y la exactitud de las medidas han dado a la placa nuclear un lugar preponderante en esta clase de mediciones, sea como detector, en lugar de contadores, detrás de un blanco con hidrógeno, sea como radiador y detector simultáneo, aprovechando el contenido de hidrógeno de la emulsión (Fig.2).

La desventaja que debe señalarse es la lentitud y laboriosidad de las mediciones microscópicas y cálculos, que hacen



Fig. 2

muy deseable la sustitución de este método por otros con registro electrónico.

La técnica de placas nucleares necesaria para estas mediciones está tratada ampliamente en libros y artículos de revisión, como Occhialini y Powell (1947)², Yagoda (1949)³, y en especial el artículo de Retblat (1950)⁴.-

3. Determinación de espectros. Con cualquiera de los métodos citados en los párrafos anteriores se determina E_n de la ec.(2) para un conjunto de datos suficientemente grande, y el número de datos observados en cada intervalo de energía ΔE_n es justamente la integral de la ec.(1) sobre el ángulo sólido en el que

se mide, eventualmente afectado por correcciones.

El cálculo de las E_n se deberá realizar con rapidez suficiente, teniendo en cuenta que para un espectro se necesitan varios miles de datos. Estos se pasan convenientemente a un histograma (P en función de E_n), usando el ΔE_n más pequeño que el método experimental provea (p.ej. 0,1 MeV). Como en general la dispersión en E_n es superior, se los debe agrupar en intervalos mayores (p.ej. 0,3 MeV). En los espectros que se da en este trabajo se ha convenido en realizar esta "agrupación" en la forma dada en el Apéndice I.

Los datos del espectro P deben ser tabulados para la corrección obtenida de integrar la ec (1) y para tener en cuenta la variación de la sección eficaz de colisión n-p con la energía. En el caso de cámaras Wilson y placas nucleares se debe tener en cuenta la pérdida de datos por escape del volumen sensible.

Para placas nucleares queda así el siguiente proceso de medición

- (a) selección de las tasas a medir,
- (b) medición de alcance y ángulo de protones,
- (c) cálculo de E_n (nomogramas, tablas o máquinas electrónicas),
- (d) construcción del espectro P y tabulación del mismo,
- (e) corrección por eficiencia y escape y
- (f) corrección por sección eficaz.

Para la realización práctica todos estos pasos deben ser estudiados y preparados minuciosamente con el fin de obtener una velocidad de trabajo razonable (p.ej. menos de un mes para la confección de un espectro).

El estudio de dos métodos que resultaron utilizables constituye el contenido esencial de los capítulos II. y III. de este trabajo.

Métodos para estas determinaciones fueron descritos por C.F. Powell⁵ y en especial por Richards⁶ cuyas indicaciones siguieron la mayoría de los trabajos posteriores. Una recopilación de más de 60 citas de estas publicaciones fué realizada por Rosen (1953)⁷ quien asimismo indica uno de los métodos utilizados en el laboratorio de Los Angeles (California). Allred y Armstrong (1953)⁸ describen con todo detalle un método de baja resolución usado en el mismo laboratorio. Se indica en el mismo trabajo un método de alta resolución sin dar detalles como p. ej. cálculo del escape.-

4. Determinación de intensidades totales. Estas mediciones son más rápidas y sencillas y en general se reducen a un recuento de los protones emitidos por un blanco de contenido de hidrógeno conocido. Un detector de protones colocado detrás de un bloque de parafina es un instrumento eficaz y sencillo (Fig.3).

Se ensayó para este fin un contador G-M de ventana delgada, con un registrador automático, pero no fué utilizable debido a la intensa radiación β y γ cerca de la fuente de neutrones.

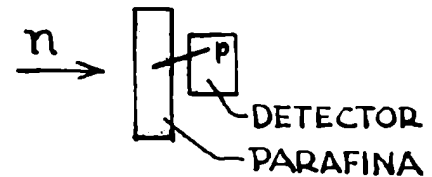


Fig. 3

El mismo dispositivo, usando una placa nuclear como detector resultó muy útil y permitió medir simultáneamente la intensidad de la fuente de neutrones en varias direcciones.

Las placas expuestas en forma rasante, como para la determinación del espectro, son también útiles para la medición de intensidades totales, si sobre ellas se recuenta el número de protones en determinadas condiciones geométricas. Esto es más

laborioso que mediante el bloque de parafina, pero los datos obtenidos son más exactos y dan valores absolutos mejores, por cuanto el contenido en hidrógeno ~~en~~ y el alcance de los protones en la emulsión es bien conocido, no así en la parafina que en este caso fué utilizada.

A estos dos métodos están dedicados los capítulos IV. y V..-

5. Neutrones de la reacción $\text{Li}(d,n)\text{Be}$. El bombardeo de litio con deuterio en aceleradores es uno de los medios más usados para obtener neutrones, con un espectro que se extiende hasta los 15 MeV. La energía de estos neutrones fué determinada ya por Richards en 1942 ⁶, y Green y Gibson (1949) ⁹ mejoraron la medición; fué observado también el espectro producido con Li^6 y Li^7 por separado ¹⁰. Grane et. al. (1952) ¹¹ midieron el espectro en siete ángulos diferentes respecto de la dirección de los deuterones, obteniendo así también la distribución angular. Los valores de la energía de los picos del espectro, obtenidos por ~~por~~ diferentes autores (salvo Richards, cuya resolución fué pobre), coinciden esencialmente y dieron una buena información sobre los niveles de excitación del Be^8 y Be^7 . En cambio, la intensidad de los picos hallados acusa diferencias debidas a diversos factores especialmente la dependencia de las medidas de la geometría del blanco de Li y de los criterios de selección de trazas usados.

En el cap. VI. se dá los resultados obtenidos en la medición de dos espectros (0° y 90°) y la distribución angular correspondiente a la geometría usada en el acelerador en cascadas de la C.N.E.A. La discusión correspondiente se ^{da} en el cap. VII..-

II. Determinación de espectros; Método gráfico*).

1. El método gráfico. En este método se ha evitado la parte engorrosa del cálculo de la energía E_n por medio de gráficos sobre los que se proyectan directamente las trazas de los protones de retroceso. Esto implica medir sólo trazas casi paralelas a la placa.

El método resultó sumamente rápido y la resolución muy buena pero excesivamente cansador para ser realizado en forma continua: debe trabajarse en cuarto oscuro y pasar para cada protón de visión binocular a proyección..-

2. Selección de las trazas. La selección se realiza con un microscopio binocular especialmente preparado para permitir luego la proyección de cada traza. El criterio usado es el siguiente

- el ángulo ϕ que forma cada traza con el plano de la placa debe ser menor que $5^\circ 43'$ ($\text{tg } \phi$ menor que 0,10),
- el ángulo θ de la proyección de la traza sobre el plano de la placa con la dirección de incidencia (x) debe ser $< 45^\circ$.

3. Determinación de E_n . Cada traza que cumpla estas condiciones es proyectada sobre un papel a partir de un centro fijo; se marca el extremo de la traza, lo que equivale a medir θ y la proyección L de la traza sobre el plano de la emulsión. Para ángulos ϕ menores que $5^\circ 43'$, L es igual al alcance del protón R dentro del 1% en que se efectúa la medición, y θ se identifica con el θ de la fórmula (2).

Como la relación alcance-energía de los protones en emulsión del tipo de la usada en estos experimentos (Ilford C2 y G5) es:

$$(3) \quad R_{(E)} = \alpha \cdot E^b$$

* Se aplica a placas expuestas como indica Fig.2; (Rad.-Det.)

donde a y b son constantes, resulta con la (2):

$$(4) \quad R = a \cdot E_n^b \cdot \cos^{2b} \theta = R_{(E)} \cdot \cos^{2b} \theta$$

De la (4) se deduce que los finales de las trazas de protones provenientes de neutrones de una determinada energía, se encuentran sobre curvas $\cos^{2b} \theta$.cte . Estas curvas fueron dibujadas para energías entre 1 y 15 MeV y de acuerdo al aumento del microscopio de proyección usado (Fig.4). Las hojas con los finales de protones marcados se superponen ahora a uno de estos diagramas en el que se lee directamente E_n para cada punto.

Con estos valores se construye y tabula el espectro P y se agrupa p.ej. de acuerdo a la convención del Ap. I.-

4. Eficiencia. Los valores de $P(\Omega)$ corresponden a la integral de la ec.(1) sobre el ángulo sólido de selección, cuyo diferencial vale con suficiente aproximación

$$(5) \quad d\Omega = 2 \cdot k \cdot d\theta$$

donde k es la tg β máxima (0,10). De (1) y (5) resulta

$$(6) \quad P = A \cdot V \cdot N \cdot G \cdot \Delta E \cdot 2k \cdot \frac{1}{\pi} \int_{-45^\circ}^{+45^\circ} \cos^2 \theta \cdot d\theta$$

o sea

$$(7) \quad P = 0,0901 \cdot A \cdot V \cdot N \cdot G \cdot \Delta E$$

5. Corrección por salida.

Para tener en cuenta las trazas que no se pueden medir, porque sus finales están fuera de la emulsión, se debe

calcular la corrección correspondiente. Esta será tanto mayor cuanto más largas sean las trazas y cuanto más delgada sea la emulsión usada.

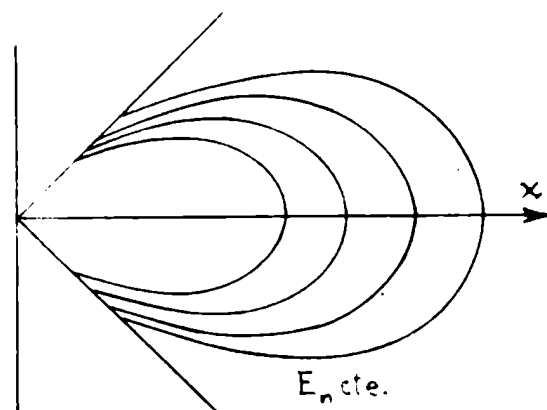


Fig.4

De los protones originados a una distancia z , menor que $k.R$, del borde de la emulsión, y en una dirección fija, se cuenta sólo una fracción que con suficiente aproximación vale $\frac{k.R + z}{2.k.R}$. En estas zonas, de espesor $k.R$ se cuenta en total una fracción

$$(8) \quad 2 \cdot \int_0^{k.R} \frac{k.R + z}{2.k.R} \cdot dz = \frac{3}{2} \cdot k.R$$

de los protones, mientras que en el resto de la emulsión se cuenta un número proporcional a $h - 2.k.R$ (h es el espesor de emulsión). Queda finalmente el factor

$$(9) \quad F = 1 - \frac{k.R}{2.h}$$

que debe tenerse en cuenta al integrar la (1), ya que R es función de θ . En lugar de la (6) queda ahora

$$(10) \quad P = A.V.N.G.\Delta E.\frac{2k}{\pi} \left[\int_{-45^\circ}^{+45^\circ} \cos \theta \cdot d\theta - R_{(E)} \cdot \frac{k}{2h} \cdot \int_{-45^\circ}^{+45^\circ} \cos^{2b+1} \theta \cdot d\theta \right].$$

Realizando las integraciones (la 2a numéricamente) y con $k=0,1$ queda

$$(11) \quad P_{(E)} = A.N.G.\Delta E.0,0901 \left[1 - 0,0375 \cdot \frac{R_{(E)}}{h} \right],$$

de la que se obtiene $N_{(E)}$ numéricamente (punto por punto).-

$R_{(E)}$ para la (11) se toma convenientemente de las tablas publicadas por la A.E.C. (U.S.A.)⁸.

Los razonamientos anteriores valen sólo si $2.k.R$ es menor que el espesor de emulsión, lo que significa que para energías del orden de 15 MeV debe usarse preferentemente emulsiones de más de 220 micrones. Las placas generalmente usadas son de 400.

6. Errores. La más importante fuente de error está en la medición del ángulo de profundidad, necesaria para la selección de las trazas. Este error es mayor para las trazas más y es prohibitivo para energías menores que 1 Mev. Su cota es generalmente superior al 10% y afecta las ordenadas del espectro, sin influir mayormente en los valores de la energía.

Para los valores absolutos de las ordenadas es importante considerar cuidadosamente el contenido de humedad de la emulsión para el cálculo de A. La sección eficaz de colisión n-p y el alcance de protones en emulsión pueden considerarse dados al 5%. Protones provenientes de otras reacciones en la emulsión pueden producir un fondo en la parte baja del espectro de hasta un 10% .

Los valores de la energía están afectados por el straggling (dispersión) del alcance y por las desviaciones laterales (scattering) que hace insegura la medición del ángulo. El scattering especialmente hace necesario "enderizar" las trazas y colocarlas sobre una tangente trazada desde el origen. La medición microscópica no introduce errores experimentales comparables a los anteriores.-

III. Determinación de espectros; Método de alta resolución.*)

1. Método de alta resolución. Este método de determinación de espectros es considerablemente más lento que el anterior, pero las mediciones pueden ser realizadas en forma continua por microscopistas convenientemente instruídas.

El poder separador es algo superior que en el método gráfico y las ordenadas de los espectros están dadas con mayor precisión. Las mediciones se realizan íntegramente con microscopio binocular y los cálculos con nomogramas.-

2. Selección de las trazas. Las trazas de los protones a medir se eligen de modo que su proyección según la dirección de incidencia de los neutrones x sea mayor que un valor constante R_0 , y que su ángulo con la misma dirección (θ) sea menor que 45° . Este último criterio se aplica en parte durante la revisión microscópica y se completa una vez efectuados los cálculos. De este modo se seleccionan las trazas correspondientes a energías mayores que $E_0 = (R_0/a)^{1/b}$.

3. Mediciones. Para cada protón seleccionado se mide (Fig.5):

- el ángulo que forman los primeros 100 micrones (aprox. 100 div. de escala, para el aumento usado)

de la proyección de la traza sobre el plano de la placa con la dirección x , (α)

- el ángulo ϕ que forma la traza con el plano de la placa, por medio de la diferencia de profundidad Δz entre el principio

*)Para placas expuestas según Fig.2.

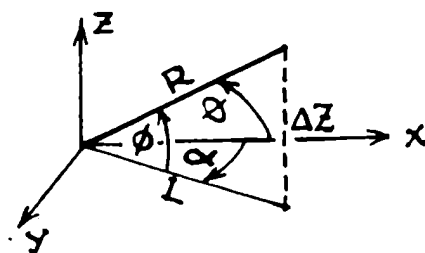


Fig.5

y el punto a 100 divisiones, y
 - la longitud L de la proyección de la traza sobre el plano de la placa.

La detrmínación y anotación de estos datos se realiza a razón de aproximadamente 10 protones por hora y persona, usando un microscopio binocular (Ortholux) con objetivo de inmersión 100:1 y oculares 10x . La medición de L se efectúa con la escala del ocular, siguiendo la traza.-

4. Cálculo de E_n . Con los datos medidos se calcula la energía del neutrón responsable de cada colisión mediante las fórmulas

$$\begin{aligned}
 (3) \quad R &= \alpha \cdot E_p^b \\
 (2) \quad E_p &= E_n \cdot \cos^2 \theta \\
 (12) \quad \cos \theta &= \cos \alpha \cdot \cos \phi
 \end{aligned}$$

de las que resulta

$$(13) \quad \alpha \cdot E_n^b \equiv R_{(E)} = L / \cos^{2b+1} \phi \cdot \cos^{2b} \alpha$$

Los términos $\cos^{2b+1} \phi$ y $\cos^{2b} \alpha$ se obtienen a partir de Δz y α (en grados), respectivamente, mediante un nomograma que simultáneamente da el valor del ángulo θ .(Fig.6). Este nomograma debe ser construido especialmente para cada placa, dado el diferente factor de encogimiento de las mismas, que modifica la escala en que se mide Δz .

Los valores de E_n en función de $R_{(E)}$ se sacan de un gráfico o mejor, de las tablas a 0,1 MeV ~~et~~ ya citadas ⁸, que corresponden a los datos de Lattes et. al.(1947)¹². Puestos los E_n en un histograma, y agrupados, dan la func. $P_{(E)}$ que debe tabularse.-

5. Cálculo de la corrección. Los valores de P obtenidos experimentalmente corresponden a la integral de la (1) sobre el

ángulo sólido exigido por los criterios de selección, teniendo además en cuenta la salida de trazas por la superficie, que en este caso es muy importante. En el cálculo dado a continuación se tiene en cuenta ambos factores simultáneamente:

El ángulo sólido en las coordenadas θ y φ (Fig.7) vale

$$(14) \quad d\Omega = \text{sen } \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi$$

y el volúmen elemental emisor de protones es $S \cdot dz$, donde S es la superficie de emulsión revisada.

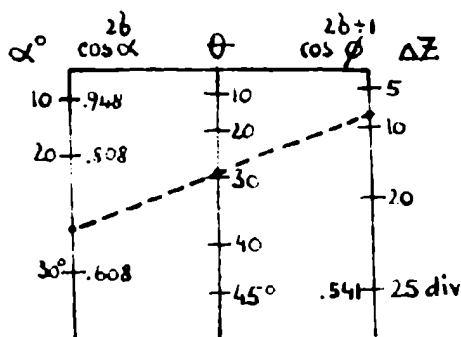


Fig.6

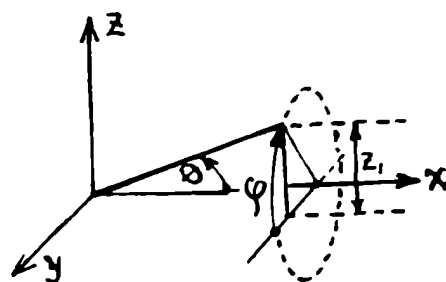


Fig.7

De las fórmulas (1) y (14) resulta

$$(15) \quad P = \int_{\theta} \int_{\varphi} \int_{z} [N.A.G.S. \Delta E \cdot \frac{1}{\pi}] \cdot \cos \theta \cdot \text{sen } \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi \cdot dz$$

Para θ y φ fijos, el espesor de emulsión que contribuye con protones vale $h - z_1$, donde

$$(16) \quad z_1 = R \cdot \text{sen } \theta \cdot \text{sen } \varphi \equiv R_{(E)} \cdot \cos^{2b} \theta \cdot \text{sen } \theta \cdot \text{sen } \varphi$$

con lo que queda

$$(17) \quad P = [] \cdot \int_{\theta} \int_{\varphi} \cos \theta \cdot \text{sen } \theta \cdot (h - z_1) \cdot d\theta \cdot d\varphi$$

Manteniendo ahora θ constante, la integral sobre φ se debe tomar sólo de 0 a π y multiplicar por 2 para tener en cuenta los valores entre π y 2π para los que dz sería negativo. queda así

$$(18) \quad P = [] \cdot 2 \cdot \left(\pi \cdot h \cdot \int_{\theta} \cos \theta \cdot \text{sen } \theta \cdot d\theta - R_{(E)} \int_{\theta} \cos^{2b+1} \theta \cdot \text{sen}^2 \theta \cdot d\theta \right)$$

La integral sobre θ se efectúa entre 0 y el valor dado por

el criterio de selección (P_1)

$$(19) \quad R \cdot \cos \theta = R_{(E)} \cos^{2b+1} \theta > R_0$$

siempre que sea $\theta < 45^\circ$, es decir, $(R_0/R_{(E)}) < \cos^{2b+1} 45^\circ$, mientras que para el caso $(R_0/R_{(E)}) > \cos^{2b+1} 45^\circ$ se integra entre 0 y 45° (P_2). queda finalmente:

$$(20) \quad P_1 = \underbrace{N.A.S.G. \Delta E.h.}_{A_{(E)}} \left[1 - \underbrace{\left(\frac{R_0}{R_{(E)}} \right)^{2b+1}}_{A_{(E)}} - \frac{4.R_{(E)}}{\pi.h} \int_0^{\arccos \left(\frac{R_0}{R_{(E)}} \right)^{1/2b+1}} \cos^{2b+1} \theta \cdot \sin^2 \theta \cdot d\theta \right] B_{(E)}$$

$$(21) \quad P_2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{8.R_{(E)}}{\pi.h} \int_0^{45^\circ} \cos^{2b+1} \theta \cdot \sin^2 \theta \cdot d\theta \right) \equiv \frac{1}{2} \left(1 - \frac{0,1656}{h} \cdot R_0 \right)$$

Estos razonamientos valen siempre que el alcance lateral máximo de las trazas sea menor que el espesor de la emulsión, lo que se logra si

$$(22) \quad h > 0,301 \cdot R_{(E)} \quad (\text{ver: Apéndice II})$$

Para $R_{(E)}$ del orden de 1000 micrones (15 MeV) debe usarse placa de más de 300 micrones. (400 micr.).

Las correcciones dadas en (20) y (21) deben ser calculadas para el espesor de placa y el R_0 usados. Para facilitar este trabajo se ha confeccionado tablas (Tabla I) de las siguientes funciones de $R_0/R_{(E)}$:

$$(23) \quad \theta_0 = \arccos \left(\frac{R_0}{R_{(E)}} \right)^{1/2b+1} ;$$

$$(24) \quad B'_{(E)} = \left(\frac{R_{(E)}}{R_0} \right) \int_0^{\theta_0} \cos^{2b+1} \theta \cdot \sin^2 \theta \cdot d\theta ; \quad [B \equiv \frac{4R_0}{\pi.h} \cdot B']$$

$$(25) \quad 1 - A_{(E)} = \left(\frac{R_0}{R_{(E)}} \right)^{2b+1} = \sin^2 \theta_0$$

El cálculo de las mismas está indicado en el Apéndice III.

Detalles para la realización práctica de todo el método descrito, así como el ordenamiento de trabajo que resultó adecuado se da en el Apéndice IV.

Para placas de 400 microne y $R_0 = 111$ micr. la corrección obtenida está dada en la Tabla I.

Tabla I.

$R_0/R(\underline{x})$	θ_0	B'	1-A	$R_0/R(\underline{L})$	θ_0	B'	1-A
0,00	90 00	∞	1,000	0,50	31 10	0,068	0,268
0,01	70 00	3,65	0,883	0,51	30 40	0,065	0,260
0,02	65 50	4,28	0,832	0,52	30 20	0,062	0,255
0,03	63 20	4,83	0,799	0,53	29 50	0,059	0,248
0,04	40 50	2,09	0,763	0,54	29 25	0,056	0,241
0,05	59 10	1,66	0,737	0,55	29 00	0,055	0,235
0,06	57 50	1,36	0,717	0,56	28 35	0,051	0,229
0,07	56 40	1,15	0,698	0,57	28 10	0,048	0,223
0,08	55 30	0,996	0,679	0,58	27 45	0,046	0,217
0,09	54 20	0,873	0,669	0,59	27 20	0,043	0,211
0,10	53 20	0,775	0,643	0,60	26 55	0,041	0,205
0,11	52 30	0,695	0,629	0,61	26 30	0,039	0,199
0,12	51 40	0,628	0,615	0,62	26 10	0,037	0,193
0,13	50 50	0,571	0,601	0,63	25 40	0,035	0,188
0,14	50 00	0,522	0,587	0,64	25 10	0,033	0,181
0,15	49 05	0,480	0,571	0,65	24 45	0,031	0,175
0,16	48 25	0,443	0,560	0,66	24 20	0,029	0,170
0,17	47 45	0,411	0,548	0,67	23 55	0,027	0,164
0,18	47 05	0,382	0,536	0,68	23 25	0,026	0,178
0,19	46 30	0,356	0,526	0,69	23 00	0,024	0,153
0,20	45 55	0,333	0,516	0,70	22 35	0,023	0,148
0,21	45 15	0,311	0,504	0,71	22 15	0,021	0,143
0,22	44 40	0,292	0,494	0,72	21 45	0,020	0,137
0,23	44 05	0,275	0,484	0,73	21 20	0,019	0,132
0,24	43 30	0,259	0,474	0,74	20 55	0,018	0,128
0,25	42 55	0,244	0,464	0,75	20 35	0,016	0,122
0,26	42 20	0,230	0,454	0,76	19 55	0,015	0,116
0,27	41 50	0,217	0,445	0,77	19 25	0,014	0,111
0,28	41 20	0,206	0,436	0,78	18 55	0,013	0,105
0,29	40 45	0,195	0,426	0,79	18 25	0,012	0,100
0,30	40 15	0,185	0,418	0,80	18 00	0,011	0,096
0,31	39 50	0,175	0,410	0,81	17 25	0,010	0,090
0,32	39 15	0,166	0,400	0,82	16 55	0,010	0,085
0,33	38 45	0,158	0,392	0,83	16 25	0,009	0,080
0,34	38 15	0,150	0,383	0,84	15 50	0,008	0,074
0,35	37 50	0,143	0,375	0,85	15 25	0,007	0,071
0,36	37 20	0,136	0,366	0,86	14 45	0,007	0,065
0,37	36 50	0,129	0,359	0,87	14 15	0,006	0,061
0,38	36 25	0,123	0,352	0,88	13 30	0,005	0,055
0,39	36 00	0,117	0,346	0,89	13 00	0,005	0,051
0,40	35 30	0,111	0,337	0,90	12 30	0,004	0,047
0,41	35 05	0,106	0,330	0,91	11 50	0,003	0,042
0,42	34 40	0,101	0,324	0,92	11 05	0,003	0,037
0,43	34 10	0,096	0,318	0,93	10 30	0,002	0,033
0,44	33 45	0,092	0,309	0,94	9 40	0,002	0,028
0,45	33 15	0,087	0,301	0,95	8 50	0,001	0,024
0,46	32 50	0,083	0,294	0,96	8 00	0,001	0,019
0,47	32 25	0,079	0,287	0,97	7 10	0,001	0,014
0,48	32 00	0,075	0,281	0,98	6 00	0,000	0,011
0,49	31 55	0,072	0,273	0,99	4 10	0,000	0,005

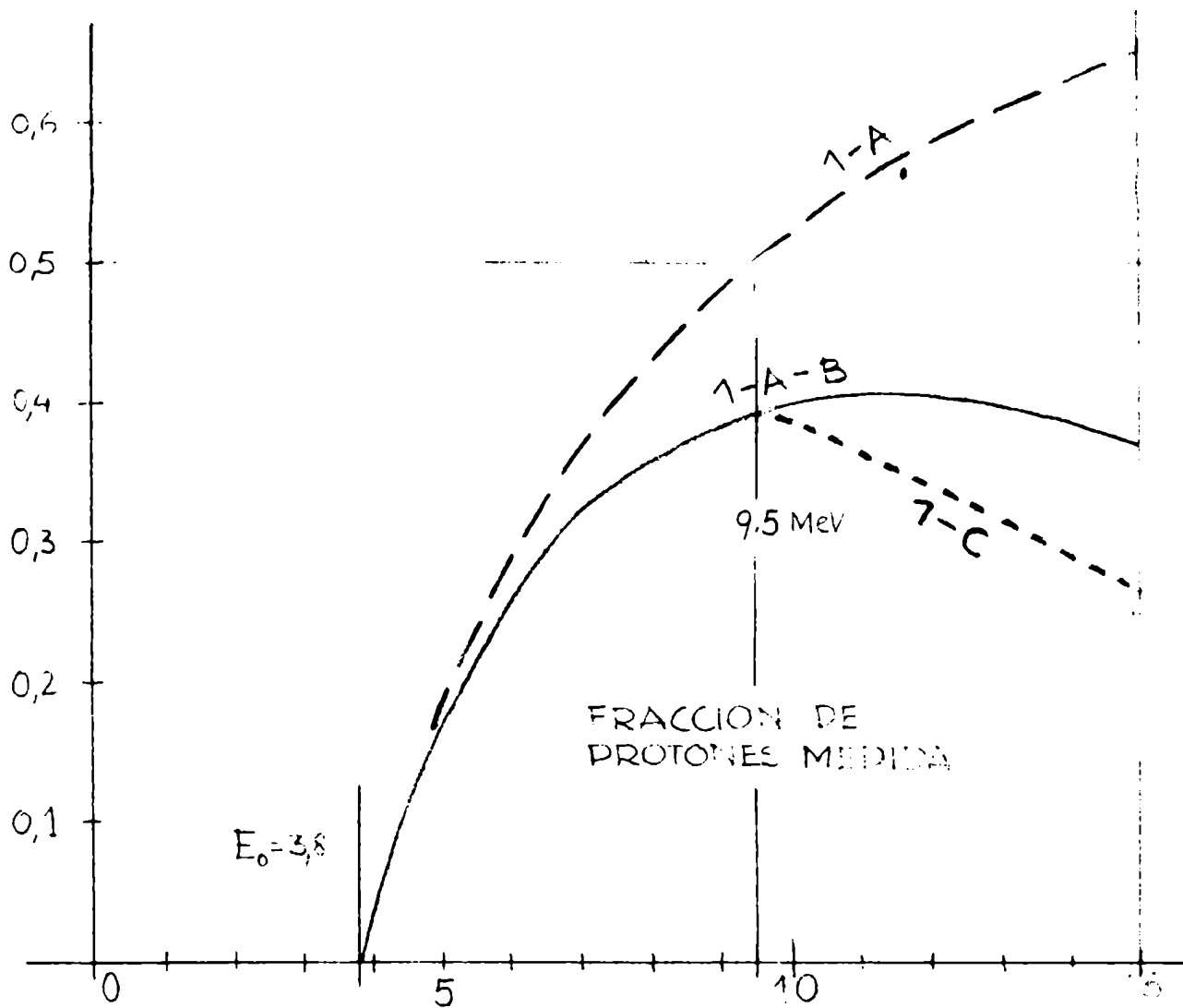


Fig. 6

- A → SUPRESION (CRIT. SEL)
- B → 1 SHAPE CON
- C → " " $\theta_p = 45^\circ$

IV. Medición de intensidades totales.

Placa como radiador y detector.

1. Descripción. En casos en que la determinación de las energías no es esencial, como sucede en la verificación del rendimiento de fuentes de neutrones, en el control sanitario y en general en medidas de haces de neutrones de espectro conocido, es conveniente utilizar un método rápido que dé la intensidad total en un intervalo de energía relativamente amplio.

Una placa nuclear expuesta en forma radiante provee este dato si sobre ella se recuentan los protones de retroceso producidos en un volumen dado. -

2. Criterio de selección. Para este recuento se ha utilizado un criterio semejante al del método de alta resolución : se cuenta todos los protones cuyas trazas proyectadas en la dirección x tienen más de R_0 micrones, pero sin eliminar datos por excesiva inclinación respecto de x (θ arbitrario). Las trazas no se siguen para controlar su escape.

Mediante este criterio puede elegirse el límite inferior de las energías detectadas y eventualmente el límite superior si se hace la restricción de que la proyección sobre x tampoco sea mayor que una longitud R_1 .

3. Eficiencia. En el caso de tomarse sólo límite inferior R_0 el cálculo es semejante al del método de alta resolución : para un ángulo sólido constante contribuye al número de protones contados un espesor de emulsión $h - z_2$, con

$$(26) \quad z_2 = R_0 \cdot \operatorname{tg} \theta \cdot \operatorname{sen} \varphi$$

que debe tomarse dos veces después de integrar φ entre 0 y π ; queda así

$$(27) \quad P = A.N.S.G.\Delta E.h. \left[1 - \left(\frac{R_0}{R(E)} \right)^{2/2b+1} - \frac{4.R_0}{\pi.h} \cdot \int_0^{\theta_0} \operatorname{sen}^2 \theta \cdot d\theta \right]$$

$$P = A \cdot N \cdot S \cdot G \cdot h \cdot \Delta E \cdot \left(1 - \cos^2 \theta_0 + \frac{2R_0}{\pi h} \cdot \cos \theta_0 \cdot \sin \theta_0 - \frac{2R_0}{\pi h} \cdot \theta_0 \right).$$

Esta fórmula puede ser consultada en las tablas I.

Para obtener la intensidad total entre 1 y 15 MeV debe tomarse un espesor del orden de 10 micrones con lo que la corrección por escape resulta menor que en el caso (a 15 MeV), en general despreciable si se tiene en cuenta los errores experimentales.

La zona rayada de la fig.16 indica los finales de protones que en este método se recuentan, la corrección por supresión para este caso se da en la fig.17.

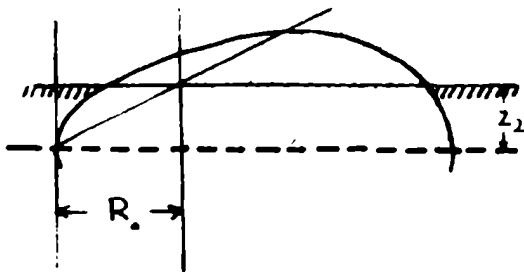


Fig.16

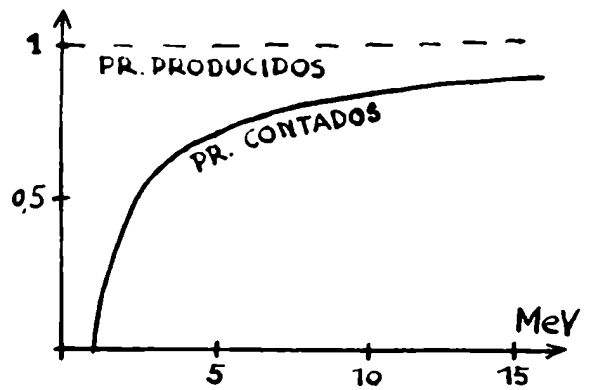


Fig.17

El número total de protones por cm³ de emulsión resulta

$$(29) \quad \frac{P}{S \cdot h} = A \cdot \left[\frac{\sum N \cdot G \cdot (1 - \cos^2 \theta_0) \cdot \Delta E}{\sum N \cdot \Delta E} \right] \cdot N_t$$

donde N_t es el número total de neutrones incidentes, mientras que A son las ordenadas relativas del espectro que debe conocerse previamente (no así sus valores absolutos).

Si se quiere reducir la zona de sensibilidad mediante una cota z_1 superior, el número de protones contados es

$$(30) \quad P = A \cdot N \cdot S \cdot G \cdot h \cdot \Delta E \cdot \left[\omega^2 \theta_1 - \cos^2 \theta_0 + \frac{2}{\pi h} (R_0 \cdot \cos \theta_0 \cdot \sin \theta_0 - R_1 \cdot \cos \theta_1 \cdot \sin \theta_1) + \frac{2}{\pi h} (R_1 \cdot \theta_1 - R_0 \cdot \theta_0) \right].$$

En este caso se cuentan las trazas cuya componente según x este entre R_0 y z_1 , aunque salgan de la emulsión. El control

para determinar la salida sería engomoso en este recuento, y al evitarlo se ahorra tiempo. La zona rayada de la Fig.18 corresponde a los finales de protones contados por este método.

Divisiones como la R_1 puede seguirse agregando y si el método resulta suficientemente selectivo se podrá construir un espectro por recuento (sin

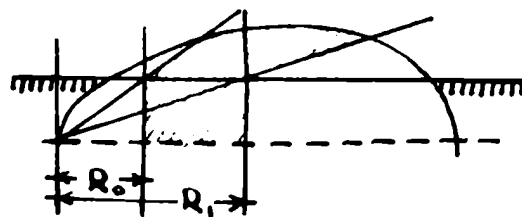


Fig.18

medición propiamente dicha). Esta posibilidad queda reducida a una zona del espectro entre 1 y 8 MeV, dado que el campo de los objetivos usados para este trabajo a lo sumo puede extenderse a 400 micrones.

La medición de intensidades totales por el método descrito en este capítulo da valores absolutos sumamente buenos, dado que las constantes que intervienen para el cálculo de N_t son bien conocidas y el número de datos contados es suficientemente grande. Sin embargo el recuento es todavía demasiado lento para muchas de las aplicaciones, por lo que fué usado especialmente para calibrar el método descrito en el capítulo siguiente, con el que se ha salvado este inconveniente.

7. Edición de intensidades totales.

Método placa-parafina.

1. Descripción y detalles experimentales. Los protones emitidos por un bloque de parafina pueden ser contados por medio de una placa nuclear, colocada detrás, según se indica en la Fig.19. El recuento de unos 1000 datos se realiza en unas horas e implica un error estadístico de un 3%. Se detectan los neutrones de más de 0,8 MeV. Para mediciones entre 1 y 15 MeV es conveniente usar bloques de parafina de 5mm de espesor y una placa nuclear delgada (25 a 50 micrones) detrás. Es suficiente envolver el conjunto en papel negro.

El revelado de estas placas es rápido y en unas cuatro horas están listas para el recuento.

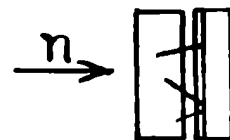


Fig.19

La densidad de protones óptima para este recuento está entre 10^5 y 10^6 prot./cm², lo que con el dispositivo de la Fig.19 y para un espectro de neutrones entre 1 y 15 MeV implica la incidencia de unos 10^9 neutrones/cm².

2. Eficiencia. El número de protones producidos a una distancia x del borde de la parafina y que sale por la superficie es según (27) o integrando la (1)

$$(31) \quad dP = A' N_0 \Delta E \left[1 - \left(\frac{x}{R'_E} \right)^{2/b+1} \right] dx dy dz$$

donde A' es el contenido de hidrógeno de 1cm³ de parafina, y R'_E es el alcance de protones en la misma sustancia. (Ver Fig.20)

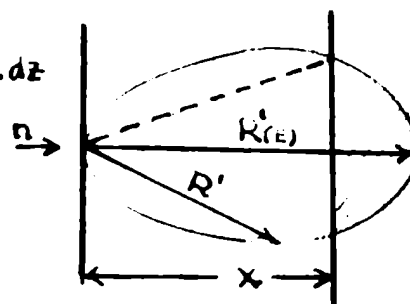


Fig.20

La capa de parafina que contribuye al número total es R'_E .

Integrando x hasta $R(E)$ resulta

$$(32) \quad dP = A' \cdot N \cdot \sigma \cdot \Delta E \cdot R'(E) \cdot \frac{2}{2b+3} \cdot dy \cdot dz$$

Si se considera ahora una superficie emisora finita (mayor) el número de protones medido es el dado por la (32) en la que dx y dy se sustituyen por la superficie S sobre la que se efectuó el recuento. El bloque de parafina debe ser de tamaño mayor que esta superficie, para que los protones que en el borde de S no se cuentan sean compensados por otros provenientes de la zona exterior vecina (Fig.21).

El espesor del bloque se hace convenientemente superior a $R(E)$ máximo, con la que la eficiencia del método se deduce de (32) para todo el rango de energía observado. Para llegar a 15 MeV debe usarse un bloque de más de 4mm de espesor.

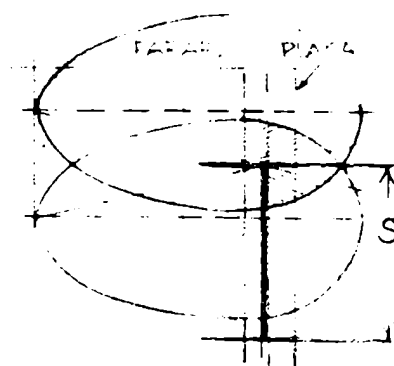


Fig.21

De la (32) se obtiene el número de protones contados por cm^2 de placa $x/3$, cuando en total inciden N_t neutrones de espectro conocido:

$$(33) \quad \frac{P}{S} = \frac{\sum N \cdot \sigma \cdot R'(E) \cdot \Delta E}{\sum N \cdot \Delta E} \cdot \frac{2}{2b+3} \cdot A' \cdot N_t$$

Entre 1 y 15 MeV la sección eficaz vale aproximadamente $4,0 \cdot E^{0,716}$ barn y $R' = a' \cdot E^{1,72}$, con lo cual se tiene con error menor que un diez por ciento :

$$(34) \quad \frac{P}{S} = CTE \cdot \left[\frac{\sum N \cdot E \cdot \Delta E}{\sum N \cdot \Delta E} \right] \cdot N_t$$

donde el término entre corchetes es el cociente de los neutrones observados. Esto significa además que la eficiencia

del método crece linealmente con la energía.

Las constantes a' y A' de la parafina usada no fueron determinadas con exactitud y por ello el método se usó para mediciones relativas.

VI. Mediciones efectuadas en el acelerador en cascadas.

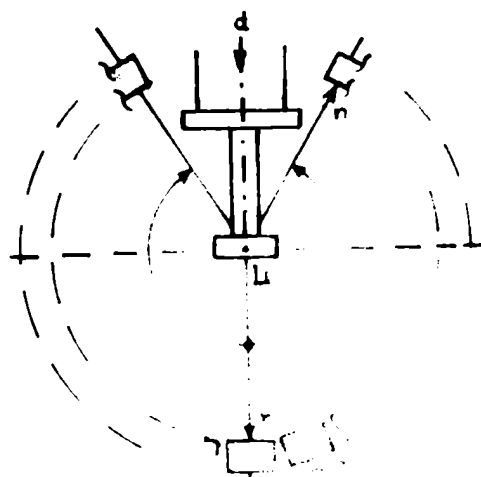
1. Exposición de las placas para espectros. Se expusieron placas alrededor del blanco de litio del acelerador en cascadas (C.N.E.A., Bs.As.) en las posiciones dadas en la fig.22, entre -150° y $+150^\circ$, durante 12,9 u.A.h y a 900 kV. La distancia a la fuente fué de 22cm.

Fueron usadas placas Ilford G5 2"x3" de 400 micr.(por no. disponerse en ese momento de C2) que se revelaron por el método térmico (hot-plate) según Dainton et al. (1951)¹³, Bristol. El proceso dura unos nueve días hasta obtener la placa lista para el trabajo de microscopía.

Para las mediciones se usaron los juegos de objetivos especiales para placas nucleares fabricados por Leitz: 24:1, 53:1 y 100:1, en especial este último, y pares de oculares 10x. uno con escala y otro con retículo cuadrado.

A pesar de la sensibilidad a electrones (β) de las placas G5, el fondo ocasionado por la exposición no fué excesivo y se tuvo en cambio la ventaja de la buena visibilidad de las trazas de protones (trazas "negras").

Previamente se había realizado exposiciones de ensayo a 0° y a 90° de las que se obtuvieron las placas usadas para el espectro con el método gráfico.



2. Espectro a 0° y a 90° . Primeramente se determinó por el método gráfico (Cap.II.) las E_n de un grupo de 300 protones, para neutrones de más de 4 MeV. Estos datos están dados en la Fig.23 y no se corrigieron por sección eficaz y escape, dada su cantidad reducida. Los valores de E_n de los picos son de interés por estar afectados por errores muy pequeños.

De las placas expuestas según el parr. anterior se tomó la de 0° y la de 90° y en la zona $0^\circ \pm 1^\circ$ y $90^\circ \pm 1^\circ$ respectivamente, se eligieron los protones de retroceso producidos, según el criterio dado en III.2. y en volúmenes distantes 5 a 10 mm del bordé de la placa más cercana al blanco de litio.

Los resultados obtenidos en la determinación del espectro de neutrones (según el método dado en el Cap.III.), incluyendo las correcciones por salida, eficiencia y sección eficaz están dados en las Fig.24 y 25.

3. Exposición para la distribución angular. Las placas expuestas según Fig.22 fueron usadas para determinar la distribución angular de la intensidad total de acuerdo a lo indicado en el Cap.IV., obteniéndose del recuento de protones los puntos llenos de la Fig.27.

Los círculos del mismo gráfico fueron determinados con placas colocadas detrás de parafina (Cap.V.) con la disposición de la Fig.26.

Para esto se usaron placas 1"x3" G5 de unos 30 micrones de espesor, coladas en el laboratorio,

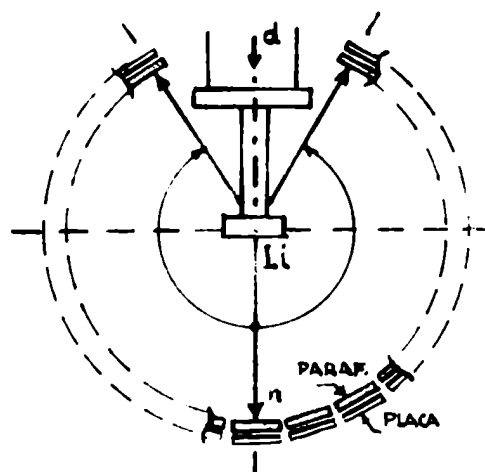


Fig.26

5

17

A

1 1

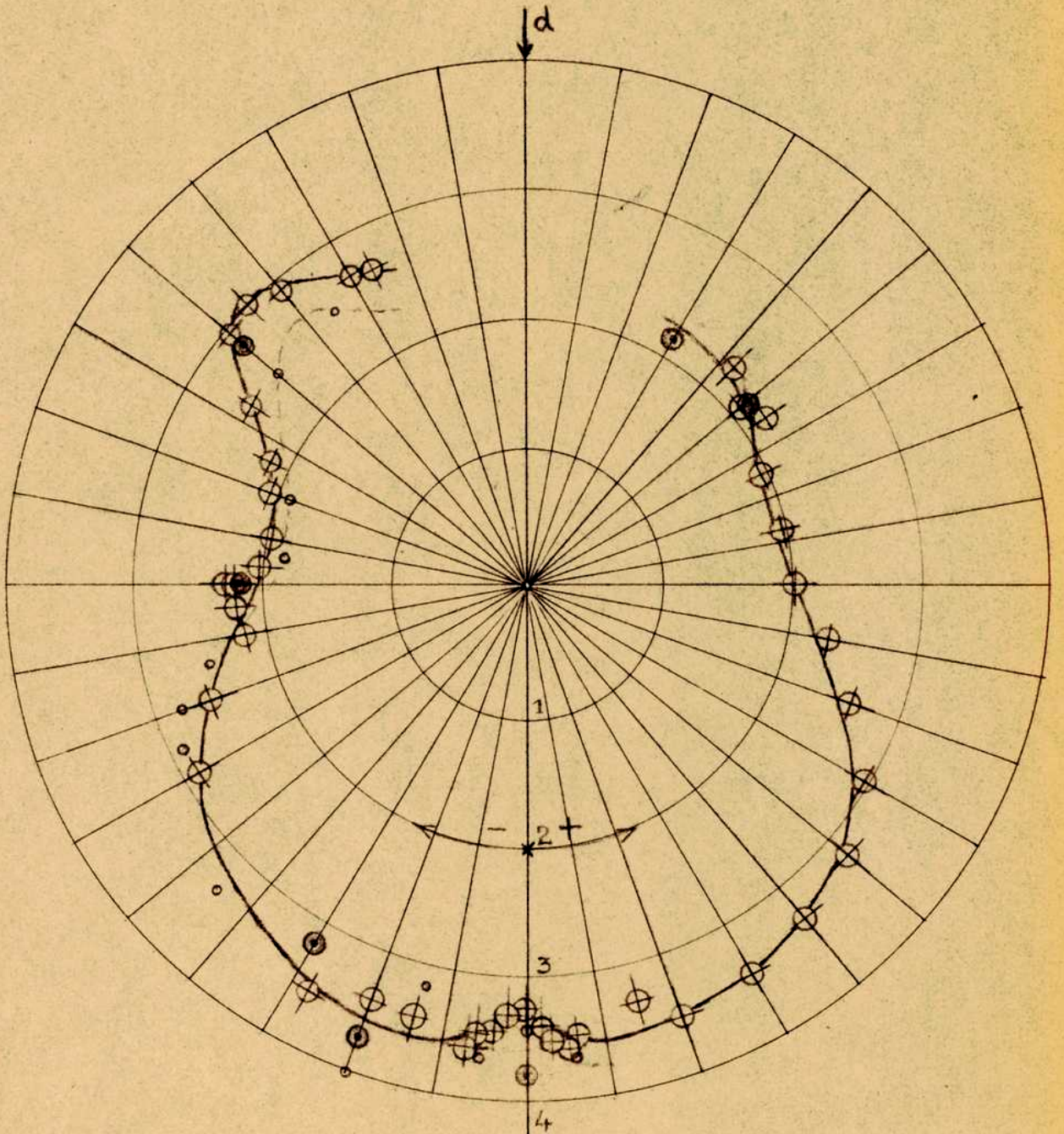
1

1

1

1

1 1 1



FUENTE $\text{Li}(d, n)\text{Be}$
- DISTRIBUCION
ANGULAR
DE LOS NEUTRONES.

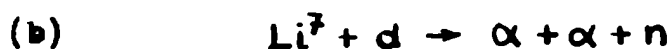
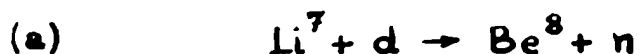
con emulsión provista por Ilford. Estas placas se revelaron en ID19, 70 minutos a 17^o5C, obteniéndose así trazas de protones de gran densidad de granos y un fondo no excesivo.

El recuento de protones entrantes por la superficie se realizó con 2 contadores mecánicos (a contacto eléctrico); en uno se cuenta los protones y en el otro los campos (recuadros) revisados. El trabajo de contar algunos miles de datos se realiza en unas horas.

El cálculo de la eficiencia según fórm.(34) se realizó con el espectro N medido a 0^o y con el de Richards a 90^o, obteniéndose un 8 % de diferencia. Hacia los 150^o la energía media es más baja aún y por consiguiente la eficacia menor. Sin embargo fué usado el mismo coeficiente para todas las medidas, debiendo hacerse la salvedad que los valores reales a más de 120^o son ya un diez a quince por ciento mayores que los indicados.

VII. Conclusiones.

1. Los niveles de excitación del Be⁸. Según ya comprobaron Green y Gibson (1949) ⁹ los neutrones de más de 5 MeV producidos en litio por deuterio provienen solamente de las reacciones



En la primera se producen neutrones en grupos aislados debido a que el Be⁸ puede quedar excitado, lo que concuerda con observaciones realizadas en otros experimentos, mientras que la segunda provee neutrones repartidos sobre el espectro, por tratarse de una desintegración en 3 cuerpos.

Para los picos del espectro de neutrones puede calcularse el Q de la reacción (a), teniendo en cuenta el ángulo de emisión de los neutrones y la energía del deuterio incidente, (donde debe observarse la pérdida de energía del deuterio en el blanco grueso de litio). Se calculó así Q para los espectros medidos, agregándose también los de los trabajos publicados de Richards ⁶, Green y Gibson ⁹ y Trumpy et al. ¹¹, y se los reunió en la Fig. 28. A los espectros dados por estos autores (línea llena) se agregó una línea de puntos uniendo los datos experimentales.

Se observa una perfecta concordancia del pico de 15 MeV en todas las mediciones.

Los otros picos que fueron observados corresponden a energías de excitación del Be⁸ de

$$\underline{2,8} \ ; \ \underline{3,4} \ ; \ \underline{4,2} \ \text{ y } \ \underline{5,0} \ \text{ MeV ,}$$

de los cuales el nivel 2,8 y el 3,4 no fueron resueltos hasta ahora, si bien todos los datos reunidos permiten sugerirlos.

Estos picos están comprobados por otras reacciones en que

▲

+

→

↗

→

↘

→

→

↓

↑

↖

↖

↑

↑

↑

intervienen los niveles de excitación del Be^6 (ver la discusión en Green y Gibson ⁹), no así los otros picos que puede observarse, pero que al calcular Q no resultan superpuestos. Estos probablemente se deban a impurezas del blanco o interacciones con el portablanco.

Nota.-Los datos de Richards (R) de más de 6 MeV son estadísticamente pobres, ya que midió desde los 2 MeV, y entre 2 y 5 se acumula la mayor parte de los neutrones (4/5).

-Los datos de Trumpy et al (B) provienen del breve resumen publicado en Nature (1952). Los datos completos publicados en Bergen(1953) no fueron recibidos en Bs.As..

-Los datos de Green y Gibson (G & G) por encima de 7,5 MeV no están corregidos por escape de modo que las ordenadas relativas no son comparables con otras mediciones. El pequeño espesor de las placas usadas en la mayor parte del trabajo (100 μ) reduce mucho el número de protones entre 11 y 15 MeV.

2. La distribución angular. La curva de distribución angular, en las condiciones geométricas del blanco usado, fué obtenida especialmente para verificar la conveniencia de los lugares de exposición para radioquímica, así como la correcta ubicación de la parafina para el frenado de los neutrones y protección sanitaria del personal.

La curva muestra en su parte superior una asimetría considerable. Una revisión cuidadosa de la geometría llevó a la conclusión de que una incidencia lateral del haz de deuterio sobre el blanco podría ser la causa de la misma. Se obtuvo de este análisis una probable desviación del haz de unos 5mm respecto

de la posición central. La diferente cantidad de difusor a ambos lados provoca la asimetría. La desviación del haz obtenida así fué comprobada plenamente en el blanco de litio debido a la marca dejada por los deuterones Fig.29. (La desviación del haz se realiza intencionalmente para uniformar el desgaste del blanco.)

Dado que el camino libre medio de neutrones en cobre y bronce es del orden de 4 cm, resulta que con los materiales comunes en la construcción de portablancos no es posible obtener curvas de distribución angular para la reacción producida en el blanco, a menos que

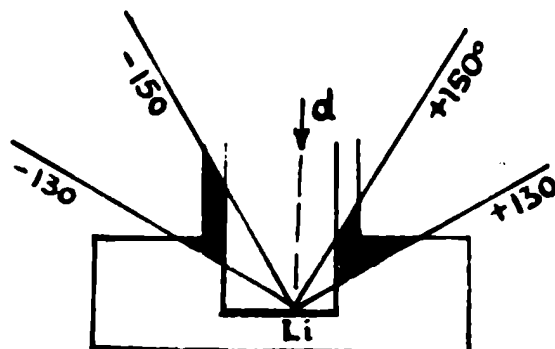


Fig.29

el portablanco esté especialmente diseñado para ello. Como los blancos deben llevar una refrigeración y su volumen no puede reducirse mucho, convendrá construir portablancos esféricos (igual difusión en todas direcciones), con ranuras para permitir la medición a igual ángulo con diferente espesor de absorbente.

3. Los métodos usados. Mediante el criterio de selección usado en el método de alta resolución (Cap.III.) se ha logrado acotar la zona del espectro en que se mide (ver curva de eficiencia Fig.). Con ello se logra eliminar datos superfluos y mejorar considerablemente la estadística en la zona de máxima eficiencia, la que por otra parte puede elegirse de acuerdo al espectro estudiado, tomando los parámetros R_0 y θ_{lim} adecuados.

En esta forma se obtuvo en la zona de 8 a 13 MeV la mayor parte de los datos medidos, lo que permitió dar con gran precisión los detalles de los picos que se agrupan alrededor de los 11 MeV en el espectro a 90° . En estos picos los datos obtenidos dentro de cada intervalo de 0,3 MeV son del orden de 50 para 1000 protones medidos, mientras que p.ej. Richards tiene en esa zona del orden de 15 datos en 0,4 MeV para un total de 3500.

Con sólo dos microscopistas, en aproximadamente 15 días se reúnen 1000 datos por el método de alta resolución, los que, si pertenecen a una zona no demasiado amplia del espectro, dan una buena información sobre el mismo.

Apéndice I.

Presentación de histogramas. A los efectos de salvar la dispersión de los datos de E_n al 0,1 MeV, es conveniente ampliar el intervalo a por ej. 0,3 MeV, y trazar la curva por los centros de gravedad de las 3 ordenadas posibles que en ese caso corresponderán a cada intervalo 0,1.

Esto equivale a agregar a cada valor de $P(0,1)$:

2/3 de la suma de sus P vecinos, más

1/3 de la suma de los subsiguientes.

La curva que se obtiene con esta aproximación coincide en forma satisfactoria con la que resulta al trazar una, en que se desechan los valores intuitivamente poco razonables. Las 3 ordenadas posibles que corresponden a cada intervalo dan una buena idea de la dispersión de los datos, como puede verse en el espectro dado en la fig.30, zona oscura de la curva P.

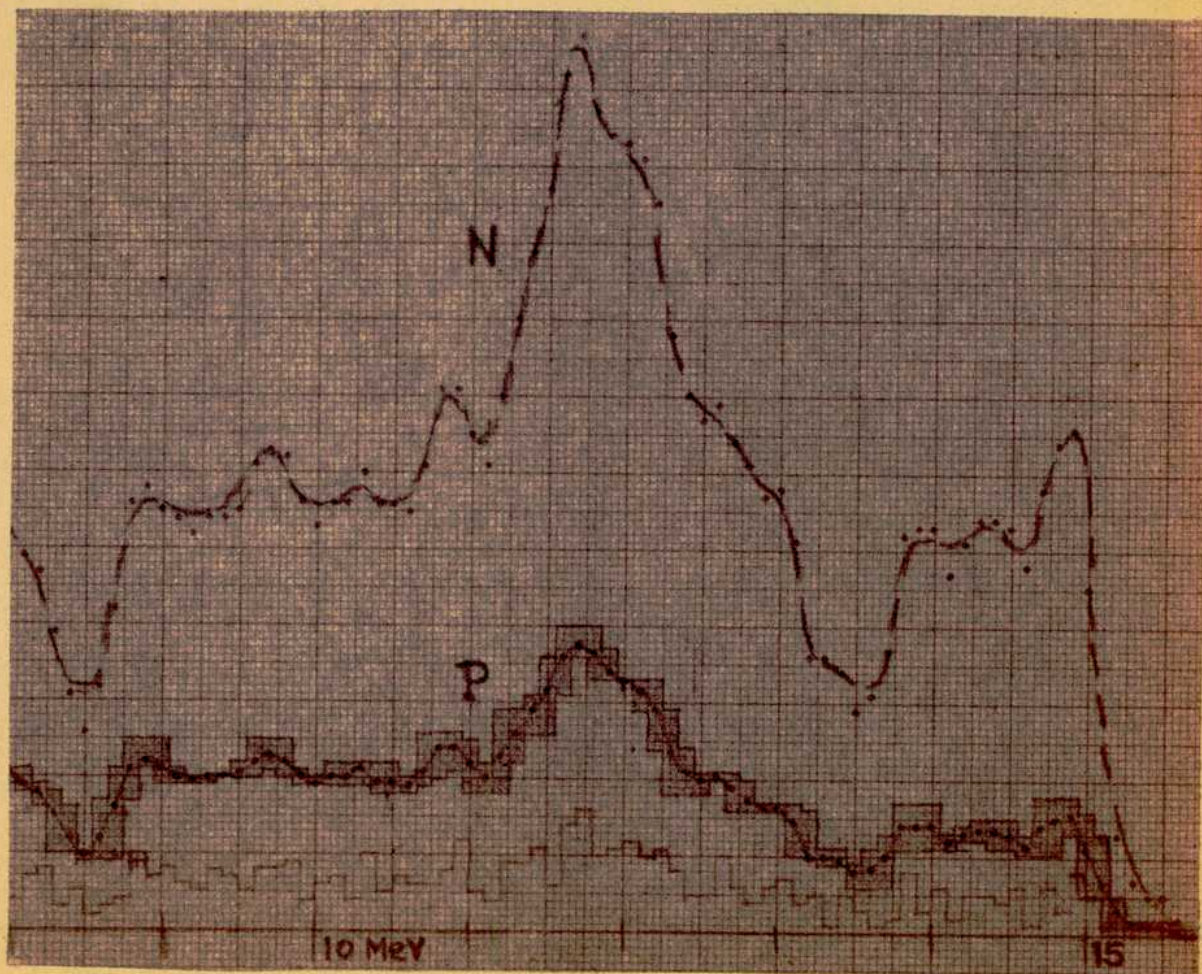


Fig.30

Apendice II .

Alcance lateral de protones El alcance de los protones de retroceso está dado por la formula

$$(4) \quad R = a \cdot E_n^b \cdot \cos^{2b} \theta$$

y su proyección según z, dirección normal a la placa vale

$$(35) \quad Z = a \cdot E_n^b \cdot \cos^{2b} \theta \cdot \sin \theta$$

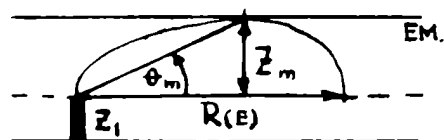
cuyo valor máximo, variando θ , corresponde a

$$(36) \quad \theta_m = \arctg \sqrt{\frac{1}{2b}} \quad b = 1.745$$

con lo que resulta

$$(37) \quad Z_m = 0,301 \cdot R(E)$$

En la figura se observa que el caso extremo desde el que se integró z debe ser tal que el segmento z_1 no sea negativo. Esto se evidencia en las formulas finales en que para $R(E)$ demasiado grandes, el número de protones resulta negativo.



Apéndice III.

Cálculo de las tablas I. La ecuación (20):

$$(20) P_i = N.A.S.G.h.\Delta E. \left(1 - \left(\frac{R_o}{R(E)} \right)^{2/2b+1} - \frac{4R(E)}{\pi.h} \int_0^{\arccos\left(\frac{R_o}{R(E)}\right)^{1/2b+1}} \cos^{2b+1}\theta \cdot \sin^2\theta \cdot d\theta \right)$$

puede escribirse

$$(20') P_i = N.A.S.G.h.\Delta E. \left(1 - A(E) - \frac{4R_o}{\pi.h} \cdot B'(E) \right)$$

con los significados dados en (24) y (25).

La función $(\cos^{2b+1}\theta \cdot \sin^2\theta)$ se representó con suficiente exactitud y se integró numéricamente. Sobre el mismo gráfico se dibujó la función

$$(23) \quad \cos^{2b+1}\theta = R_o/R(E)$$

límite superior de la integral en (20).

Para cada valor de $R_o/R(E)$ se obtiene el valor de la integral en la forma indicada en la figura 31. Estos valores multiplicados por el $R_o/R(E)$ correspondiente dan B' .

Para hallar $1-A$ pudo aprovecharse el mismo gráfico por ser

$$(25) \quad 1 - A(E) = \sin^2\theta_o$$

θ_o se saca de del gráfico y \sin^2 de tablas.-

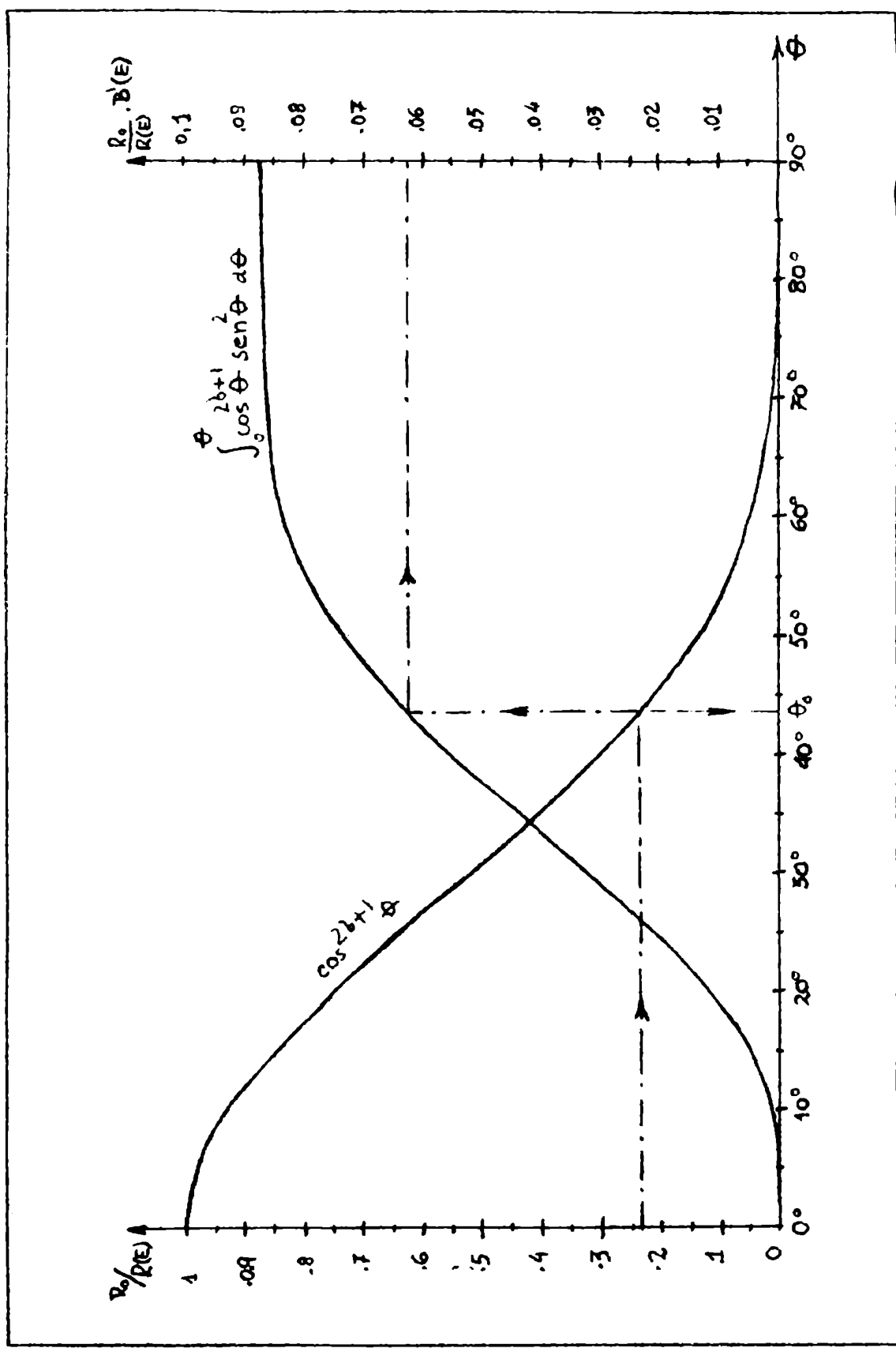
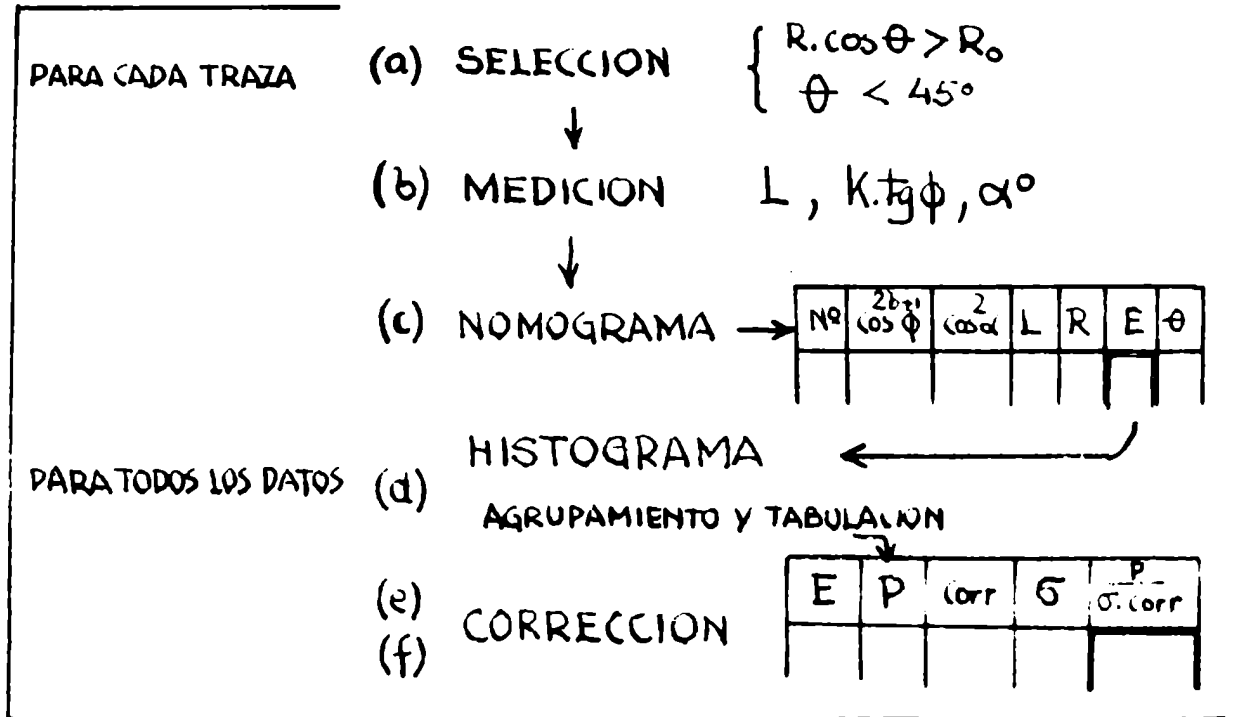


Fig. 31

Apendice IV.

Detalles para el método de alta resolución. Dado que la dificultad principal de estas mediciones es su duración, se considera conveniente indicar los encabezamientos de tablas que resultaron más adecuados en la realización práctica y un somero diagrama de todo el proceso.



CALCULO DE LA CORRECCION

DE TABLA I

$$B = B' \cdot \frac{4R_0}{\pi \cdot h}$$

E	R ₀ /R _{0'}	1-A	B	1-A-B
HASTA 0.208				
E	R ₀ (E)	$\left[\frac{2 \cdot \cos \phi}{h} \cdot R_0(E) \right]$	1-L	

Bibliografía.

- 1 Segrè, Experimental Nuclear Physics, t.1 y 2, (1953)
- 2 Powell y Occhialini, Nuclear Physics in Photographs, (1947)
- 3 Yagoda, Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions, 1949
- 4 Rotblat, Cap.3 de Progress in Nuclear Physics, Frisch, (1950)
- 5 Powell, Nature, 145, 155, (1940)
- 6 Richards, Phys.Rev. 59, 796 (1941)
- 7 Rosen, Nucleonics, agosto 1953.
- 8 Alfred y Armstrong, Laboratory Handbook of Nuclear Microscopy
Los Alamos Scientific Laboratory, California (1953)
- 9 Green y Gibson, Proc.phys.Soc. 62, 407 (1949)
- 10 Green y Gibson, Proc.phys.Soc. 63, 494 (1950)
- 11 Grumpy, Grodtal y Grane, Nature, 170, 1118 (1952)
- 12 Lattes, Fowler y Guer, Proc.phys.Soc. 59, 883 (1947)
- 13 Dainton, Gattiker y Lock, Phil.Mag.Ser.7, 42, 396 (1951)

M. J. ...

J. Waboulik