

**J. E. N. 281**

Sp ISSN 0061-3397

**Calibración de un detector  
de NE213 para espectroscopia  
de neutrones**

por

J. Blázquez Martínez

J. L. Butragueño Casado

**JUNTA DE ENERGIA NUCLEAR**

**MADRID, 1974**

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Documentación Biblioteca y Publicaciones, Junta de Energía Nuclear, Ciudad Universitaria, Madrid-3, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Los descriptores se han seleccionado del Thesaure del INIS para describir las materias que contiene este informe con vistas a su recuperación. Para más detalles consultese el informe IAEA-INIS-12 (INIS: Manual de Indización) y IAEA-INIS-13 (INIS: Tesauro) publicado por el Organismo Internacional de Energía Atómica.

Se autoriza la reproducción de los resúmenes analíticos que aparecen en esta publicación.

Este trabajo se ha recibido para su impresión en Abril de 1974.

## INDICE

### INTRODUCCION

1. DETECCION DE NEUTRONES .....	1
2. DISTORSION POR NO-LINEALIDAD .....	3
3. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL Y CALIBRACION .....	5
4. ESPECTRO DE NEUTRONES .....	6
RESULTADOS .....	8
CONCLUSIONES .....	9
APENDICE .....	11
BIBLIOGRAFIA	



## INTRODUCCION

De entre las diferentes técnicas de hacer espectroscopía de neutrones rápidos, tiempo de vuelo, protón de retroceso y reacciones nucleares inducidas por neutrones, las de protón de retroceso son las más adecuadas para la medida del espectro de neutrones en un reactor rápido.

La espectroscopía de neutrones con detectores de centelleo orgánico - utiliza las técnicas de protón de retroceso con la ventaja de disponer de - un conocimiento preciso de la sección eficaz de dispersión elástica n-p en el rango de aplicación de los detectores.

Como es bien sabido, el NE213 es un líquido orgánico de centelleo que puede envasarse de cualquier forma y que permite una buena discriminación n- $\gamma$  por la forma del impulso. El inconveniente principal es que la respuesta no lineal del detector a la energía de la radiación ionizante hace - necesaria una calibración previa, lo cual ha sido uno de los objetivos de - este trabajo.

Se complementa el trabajo con la aplicación del detector para medir - por primera vez el espectro de fuga del reactor rápido CORAL en la J.E.N. - en la región superior a 2 MeV, comprobando experimentalmente las predicciones teóricas.

Se incluye un apéndice con el estudio de la respuesta del detector a la radiación gamma con objeto de determinar con precisión la posición del - borde Compton en el espectro de electrones.



## 1. DETECCION DE NEUTRONES

Los detectores de centelleo orgánicos se usan desde hace algún tiempo en la espectroscopia de neutrones rápidos. De entre ellos, el NE213 presenta la ventaja de su fácil fabricación y bajo costo, y sobre todo su propiedad de eliminar bien el fondo de radiación gamma que tanto perjudica a la medida de espectros de neutrones.

Cuando los neutrones pasan a través del detector, sufren choques elásticos con los núcleos de H y les transfieren parte de su energía. Estos núcleos impelidos se llaman protones de retroceso, los cuales a su vez pierden la energía adquirida durante su trayectoria en el detector.

Una parte de la energía de los protones de retroceso se utiliza para excitar a las moléculas, las cuales al volver a su estado de mínima energía emiten fotones luminosos que se analizan como impulsos eléctricos a la salida de un fotomultiplicador. La amplitud de los impulsos eléctricos no es proporcional a la energía que los protones de retroceso pierden en el interior del detector.

La distribución de amplitudes puede convertirse en la distribución de energía de los protones de retroceso, utilizando la curva de calibración cuya determinación es el objetivo principal de este trabajo.

El detector utilizado ha sido NE213, envasado en forma cilíndrica, con área seccional A y altura L; y con la hipótesis simplificadora de una única colisión n-p (SCHWARTZ, C.D. y OWEN, G.E.; 1960), el número de protones de retroceso producido por un flujo de  $N_0$  neutrones, todos ellos con energía  $E_0$ , es:

$$N_p(E_0, L) = N_0 \sigma_H n_H f(a L) L$$

$$\text{con } a = n_H \sigma_H + n_C \sigma_C.$$

Donde:

$$\begin{aligned}
 n_H &= 4.60 \times 10^{22}, \text{ número de núcleos de H por cm}^3 \\
 n_C &= 3.79 \times 10^{22}, \text{ número de núcleos de C por cm}^3 \\
 \sigma_H &= \text{sección eficaz de dispersión elástica n-p} \\
 \sigma_C &= \text{sección eficaz de dispersión elástica n-C} \\
 f(x) &= (1 - \exp(-x)) / x : \text{factor de atenuación del haz de neutrones}
 \end{aligned}$$

La eficiencia en la detección, que se define como el número de protones detectados frente al número de neutrones incidentes, es:

$$\mathcal{E}(E) = n_H \sigma_H f(aL) L$$

En la figura 1 se ha representado la eficiencia frente a la energía; puede observarse que en región energética comprendida entre 3.5 MeV y 4.7 MeV, la eficiencia es del 16%.

Puede suponerse con buena aproximación que la colisión n-p es isotrópica en el sistema centro de masas, siempre que la energía de los neutrones incidentes sea inferior a 10 MeV. Es claro entonces que la distribución de energía perdida por los protones de retroceso en el detector es equiprobable.

El número de protones de retroceso, con energía inicial comprendida entre E y E+dE, es:

$$\left( \frac{dN_P}{dE} \right) dE = \begin{cases} \frac{N_0 A \mathcal{E}(E_0)}{E_0} dE & E \leq E_0 \\ 0 & E > E_0 \end{cases}$$

Se utiliza también el concepto de espectro integral o número de protones de retroceso que pierden una energía superior a cada energía umbral U:

$$I(U) = \int_U^{\infty} \left( \frac{dN_P}{dE} \right) dE = \frac{N_0 A \mathcal{E}(E_0)}{E_0} (E_0 - U)$$



Teóricamente el espectro diferencial es una función rectangular y el espectro integral es una línea recta; ambos debieran cortar al eje de energías en  $E_0$ . Debido a la naturaleza estadística de los procesos intermedios de la detección, se produce una dispersión en las amplitudes de los impulsos y los bordes aparecen imprecisos tal como se muestra en la Figura 2.

En la Figura 3 se ha representado un espectro integral de protones, consistente en una línea recta que se distorsiona sólo en los últimos puntos del espectro, haciendo obvios los efectos estadísticos. La energía de los neutrones incidentes puede obtenerse extrapolando en la línea recta, tal como se muestra en la figura. La desviación de la linealidad en los últimos puntos da idea de la resolución del detector.

Otra deformación importante del espectro de protones se debe a la falta de linealidad entre la energía perdida por los protones y la intensidad del destello luminoso emitido por el detector. La distorsión por no linealidad es la responsable de la calibración previa del detector y se discute ampliamente en el apartado siguiente.

Entre otras deformaciones, aunque de menor importancia, figuran los choques múltiples de los neutrones con más de un protón, choques con los núcleos de carbono y escape de los protones por las caras del cristal (JONES, D.W. y TOMS, M.E.; 1971) (SCHWARTZ, C.D. y OWEN, G.E.; 1960); estos efectos se han tenido en cuenta en la sección 4.

## 2. DISTORSION POR NO LINEALIDAD

En condiciones apropiadas, la altura del impulso eléctrico a la salida del fotomultiplicador es proporcional a la intensidad de luz emitida por el centelleador; pero la intensidad de la luz no es proporcional a la energía perdida por los protones de retroceso en el detector.

La fluorescencia específica  $\frac{dS}{dx}$  del centelleador, como respuesta al paso de la radiación ionizante a su través, viene dada por la fórmula semiempírica (BIRKS, J.B.; 1954):

$$\frac{dS}{dx} = \frac{C \frac{dE}{dx}}{1 + k B \frac{dE}{dx}}$$

donde  $k$  es la probabilidad de desexcitación no radiativa que tiene una molécula del detector dañada por la radiación ionizante. El producto  $B \frac{dE}{dx}$  representa la probabilidad relativa de que las moléculas sean dañadas y  $C$  es una constante de proporcionalidad.

Se suele recurrir al cambio de variable  $P = \frac{S}{C}$  con objeto de expresar la fórmula de Birks como:

$$\frac{dP}{dE} = \left(1 + k B \frac{dE}{dx}\right)^{-1}$$

donde  $P$  tiene dimensiones de energía.

Cuando las partículas incidentes son electrones, se cumple que  $\frac{dE}{dx} \ll 1$  y por tanto  $P = E_e$ . Se llaman electrones equivalentes a aquellos con energía tal que produjesen el mismo destello luminoso que los protones en el detector.

La relación entre la energía perdida por los electrones y la amplitud del impulso es lineal, lo cual se aprovecha para calibrar los canales del analizador en energía de electrones equivalentes, usando para ello fuentes gamma monoenergéticas y atribuyendo  $2E_\gamma^2 / (2E_\gamma + 0.51)$  MeV al canal correspondiente al borde Compton de la distribución de electrones.

Debido a las fluctuaciones estadísticas en el detector, el borde Compton de la distribución no queda bien definido y se hace preciso encontrar criterios, que dependen de las dimensiones del detector, para su localización.

En el apéndice se presenta un método experimental para calibrar en energía al detector respecto de los electrones.

Posteriormente debe relacionarse la energía de los electrones equivalentes con la de los protones. La relación

$$E_e = C_1 E_p^{C_2}$$

proporciona un resultado muy aceptable en la región inferior a 10 MeV.

La calibración del detector tiene por objeto la estimación de las constantes  $C_1$  y  $C_2$  en orden a corregir la distorsión del espectro de protones por falta de linealidad.

### 3. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL Y CALIBRACION

Utilizando las facilidades del acelerador Van de Graaff de la J.E.N., se hizo uso de la reacción nuclear  $D(d,n)H_e^3$  (FOWLER, J.L. y BROLLEY, J.E.; 1956) como fuente de neutrones monoenergéticos.

Se dispuso el detector en la dirección del haz de deuterones y se varió la energía de éstos desde 1.5 MeV hasta 0.5 MeV, obteniendo flujos monoenergéticos de neutrones con energías comprendidas entre 4.70 MeV y 3.50 MeV.

Con objeto de eliminar los rayos gamma que casi invariablemente acompañan al flujo incidente de neutrones, se utilizó la técnica de discriminación por la forma de impulso. El esquema electrónico utilizado en el análisis de los impulsos a la salida del fotomultiplicador está detallado en (BU TRAGUEÑO, J.L.; 1972). Las unidades modulares son de la casa ORTEC y las dimensiones del detector son de 3.81 cm de diámetro y de altura.

En la Figura 4 se han representado dos espectros superpuestos; puede observarse aquí que el efecto del fondo gamma es predominante en la región de energía más baja.

Se ajustó la ganancia del amplificador y se registró un espectro gamma con fuentes de  $Na^{22}$  y  $Mn^{54}$  con objeto de calibrar el detector respecto a la energía de los electrones equivalentes. En la Figura 5a se ha representado la recta de calibración obtenida.

Se registraron a continuación los espectros de los protones de retroceso; de entre ellos se han representado en las Figuras 7a, 7b y 7c los correspondientes a energías de neutrones incidentes de 4.48 MeV, 4.02 MeV y 3.64 MeV.

Se atribuyó la energía nominal de los neutrones al canal correspondiente al punto medio del borde de la distribución de protones, y usando la recta de calibración obtenida anteriormente con electrones (Figura 5a) se ajustó una relación de la forma  $E_e = C_1 E_p^{C_2}$  por el método de mínimos cuadrados. En la Figura 6 se ha representado el resultado obtenido:

$$E_e = 0.233 E_p^{1.478}$$

Para un centelleador de NE213 de 5.08 cm de diámetro y 6.35 cm de altura (SMITH, D.L. y otros; 1968) obtuvieron los valores  $C_1 = 0.164$ ;  $C_2 = 1.698$ .

#### 4. ESPECTRO DE NEUTRONES

El número de protones de retroceso con energía comprendida entre E y E+dE viene dado por:

$$\frac{dN_p}{dE_p} = \int_{E_p}^{\infty} \mathcal{E}_T(E_n) K(E_n, E_p) \left(\frac{dN_n}{dE_n}\right) dE_n$$

donde  $\mathcal{E}_T(E) = A \cdot \mathcal{E}(E)$  es la eficiencia total de detección; A es el área de la sección recta y  $\mathcal{E}(E)$  la eficiencia.  $K(E_n, E_p)$  es la probabilidad de que un neutrón con energía  $E_n$  genere un protón con energía  $E_p$ ; para el caso de una única colisión elástica n-p, esta probabilidad vale  $(1/E_n)$ .

Derivando la ecuación integral respecto a  $E_p$ , el espectro de neutrones resulta ser:

$$\frac{dN_n}{dE_n} = - \frac{d}{dE_p} \left( \frac{dN_p}{dE_p} \right) \frac{E_p}{\mathcal{E}(E_p)}$$

Para utilizar esta ecuación debe tenerse hecha previamente la corrección por no linealidad.

Al calcular la pendiente del espectro de protones, se procedió a efectuar un alisamiento inicial de la distribución, utilizando para ello el criterio (JONES, D.W. y TOMS, M.E.; 1971)

$$\frac{d}{dE} \left( \frac{dn_p}{dE} \right) = \frac{N_p(E+2\Delta E) + N_p(E+\Delta E) - N_p(E-\Delta E) - N_p(E-2\Delta E)}{8\Delta E}$$

Las correcciones a la distribución de protones suelen condensarse en el factor de forma B(E) (BROECK, H.W. y ANDERSON, C.E.; 1960)

$$B(E) = 1 - \frac{0.780 R_m(E)}{L} + 0.090 L \epsilon_H(E) + 0.077 n_H r \epsilon_H(0.068 E)$$

donde  $R_m(E)$  es el alcance máximo de los protones con energía E en el detector. L corresponde a la altura del detector expresada en las mismas unidades que  $R_m$ ; r es el radio del detector en cm.

El segundo término tiene en cuenta la contribución de los protones que escapan por la cara posterior del detector y los restantes términos corrigen el efecto de las dispersiones múltiples que sufren los neutrones en carbono e hidrógeno, respectivamente.

El alcance máximo de los protones en NE213 viene dado por (SCHUTTER, J.; 1966)

$$R_m(E) = \frac{1.7382 (E + 0.15045)^{1.8194}}{880} \text{ cm}$$

con E expresada en MeV.

Si se define la función de conversión del espectro:

$$\psi(E) = \frac{E}{A B \mathcal{E}}$$

que engloba a las correcciones y a la eficiencia de detección, Figura 5b, el espectro de neutrones queda como

$$\frac{dN_n}{dE} = - \frac{d}{dE} \left( \frac{dN_p}{dE} \right) \psi(E)$$

Se adaptó el programa STILBENO (BUTRAGUEÑO, J.L.; 1972) para el cálculo del espectro de neutrones. Se añadieron al programa subrutinas especiales de lectura con formato libre con objeto de facilitar la labor de la perforación de los datos.

Para calcular la pendiente del espectro de protones, se probaron varios intervalos de energía, siendo  $\Delta E = 0.1$  MeV el que proporcionó resultados mejores.

En las Figuras 8a, 8b y 8c se han representado espectros integrales de protones generados por neutrones de energía 4.48 MeV, 4.02 MeV y - - - 3.64 MeV, respectivamente. Puede observarse aquí como queda distorsionado el espectro en la región de energía inferior, debido al escape de los protones por las caras del detector.

Los espectros de neutrones correspondientes a las mismas energías se han representado en las Figuras 9a, 9b y 9c. La resolución de los picos, entendida como la anchura a la semialtura, es del 17%.

## RESULTADOS

Se ha encontrado que la función respuesta a protones para corregir la distorsión por no linealidad, se aproxima por:

$$E_e = 0.233 E_p^{1.478}$$

Se analizaron los espectros de los flujos monoenergéticos de neutrones provenientes de la reacción  $D(d,n)He$  y con ellos se comprobó la autoconsistencia de la calibración. En la Figura 10 se comparan las medidas experimentales de la energía de los neutrones con las suministradas por el estudio teórico de la reacción.

Como complemento a la puesta a punto del detector, se ha medido el espectro de fuga del reactor rápido CORAL de la J.E.N. en la zona de alta energía, entre 2 MeV y 4.8 MeV.

Aunque la discriminación  $n-\mathcal{T}$  es de inferior calidad a la conseguida con flujos monoenergéticos, el espectro de neutrones obtenido está en buena concordancia con el predicho teóricamente por Monte Carlo (DE FRANCISCO, J. L.; 1968), tal como se muestra en la Figura 11.

#### CONCLUSIONES

El detector de NE213 es útil para hacer espectroscopía de neutrones - en el rango de energía de 1 MeV hasta 10 MeV. Para energías inferiores la discriminación  $n-\mathcal{T}$  es de baja calidad y para superiores la sección eficaz de dispersión elástica  $n-p$  no puede considerarse isotrópica en el sistema centro de masas.

El inconveniente principal es la falta de linealidad entre el destello luminoso debido a los protones y el impulso eléctrico correspondiente - que obliga a una calibración previa y laboriosa del detector.

La gran cantidad de información que es necesario procesar en cada medida y la resolución de la ecuación integral que liga el espectro de los protones con el de neutrones, hacen aconsejable el uso de un ordenador on line.





APENDICE

SOBRE LA DETERMINACION DEL BORDE COMPTON EN NE213

El efecto Compton es el fenómeno dominante en un detector de centelleo orgánico que se irradia con radiación gamma. Fotones de energía  $E_\gamma$  producen una distribución continua de electrones Compton cuyo límite superior de energía,  $E_{\max}$ , viene dado por

$$\frac{E_\gamma}{E_{\max}} = 1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}$$

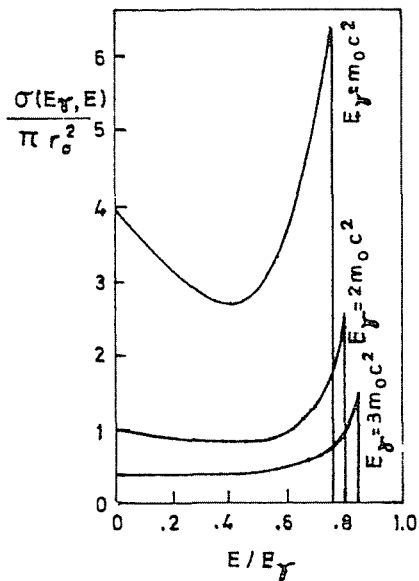
La sección eficaz por electrón para la producción de electrones con energía comprendida entre  $E$  y  $E+dE$  es:

$$\sigma_e(E_\gamma, E)dE = \begin{cases} r_0^2 \left(\frac{m_0 c^2}{E_\gamma}\right) \left[ 1 + \left(\frac{E_\gamma'}{E_\gamma}\right)^2 - \left(\frac{E_\gamma'}{E_\gamma}\right) \sin^2 \theta \right] \frac{dE_\gamma'}{E_\gamma} & E \leq E_{\max} \\ 0 & E > E_{\max} \end{cases}$$

donde  $r_0 = e^2 / (m_0 c^2)$  es el radio clásico del electrón;  $E_\gamma' = E_\gamma - E$  es la energía del fotón dispersado un ángulo  $\theta$ .  $E_\gamma$  y  $\theta$  se relacionan por:

$$\frac{E_\gamma}{E_\gamma'} = 1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)$$

La distribución teórica presenta un máximo para  $E = E_{\max}$ :



En la distribución experimental, debido a las fluctuaciones estadísticas en los procesos intermedios de la detección, el borde aparece disperso, tal como se muestra en la Figura A1, donde se ha representado el espectro experimental de electrones Compton del Cs 137 en NE213.

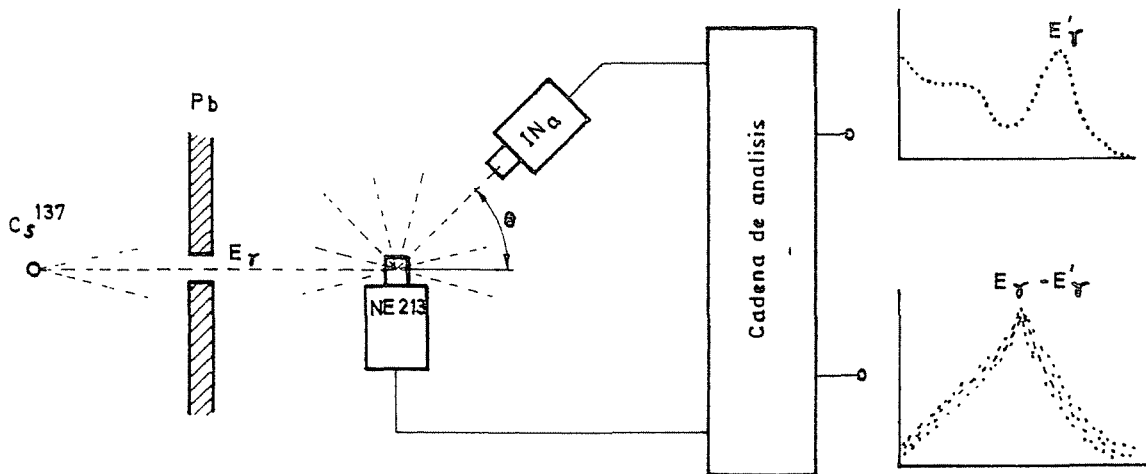
Tal como se sugiere en la sección 2, es importante conocer la posición del borde Compton con objeto de corregir la distorsión por no linealidad en la espectroscopia de neutrones rápidos con cristales orgánicos de centelleo.

Actualmente se piensa que el borde Compton no está situado en el canal correspondiente a la semialtura de la distribución. La posición del borde depende de las dimensiones del detector, haciéndose necesario determinar criterios diferentes para cada detector.

En este Apéndice se describe el método experimental creado para medir la posición del borde Compton.

Dispositivo experimental

Se utilizó una fuente de Cs<sup>137</sup>, colimada con Pb, de 0.11 mCi de actividad, con la que se irradió a un detector de NE213.



La radiación dispersada con ángulo  $\theta$  en el detector de NE213, se recogió en otro detector de  $\text{IN}_a$  calibrado previamente.

Se registró un espectro en coincidencias, midiendo en el detector de  $\text{IN}_a$  la energía de los fotones dispersados por el detector de NE213.

En la Figura A2 se ha representado un espectro típico de coincidencias del detector orgánico; puede observarse aquí la dispersión del pico.

El esquema electrónico de la experiencia se esquematiza en la Figura A3. El analizador multicanal con dos vías de entradas de impulsos es el sistema Plurimat con computador Multi 8 (INTERTECHNIQUE).

Las puertas lineales que controlan el acceso de los impulsos a las vías del analizador, están gobernadas por la coincidencia rápida. Las coincidencias accidentales pueden medirse desajustando entre sí los retardos de los analizadores monocanales en las entradas de la coincidencia rápida.

En la Figura A4 se ha representado la recta de calibración energía-canal obtenida al variar el ángulo  $\theta$ . El borde Compton se encuentra en el canal correspondiente a la energía

$$E_{\text{max}} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_{\gamma}}}$$



## BIBLIOGRAFIA

SCHWARTZ, C.D. y OWEN, G.E., "Fast neutron physics", parte I, cap. IIB, editado por Marion y Fowler, (1960)

JONES, D.W. y TOMS, M.E., Rep. NRL-7324, (1971)

BIRKS, J.B., "Scintillation counters", Pergamon Press, (1954)

FOWLER, J.L. y BROLLEY, J.E., Rev. Mod. Phys., 28, (1956) 123

BUTRAGUEÑO CASADO, J.L., J.E.N. 249, (1972)

SMITH, D.L., POLK, R.G. y MILLER, T.G., Nucl. Instr. and Meth., 64, (1968) 157

BROECK, H.W. y ANDERSON, C.E., Rev. Sci. Instr., 31, (1960) 1063

SCHUTTER, J., ORNL 3888, (1966)

DE FRANCISCO, J.L., Comunicación privada



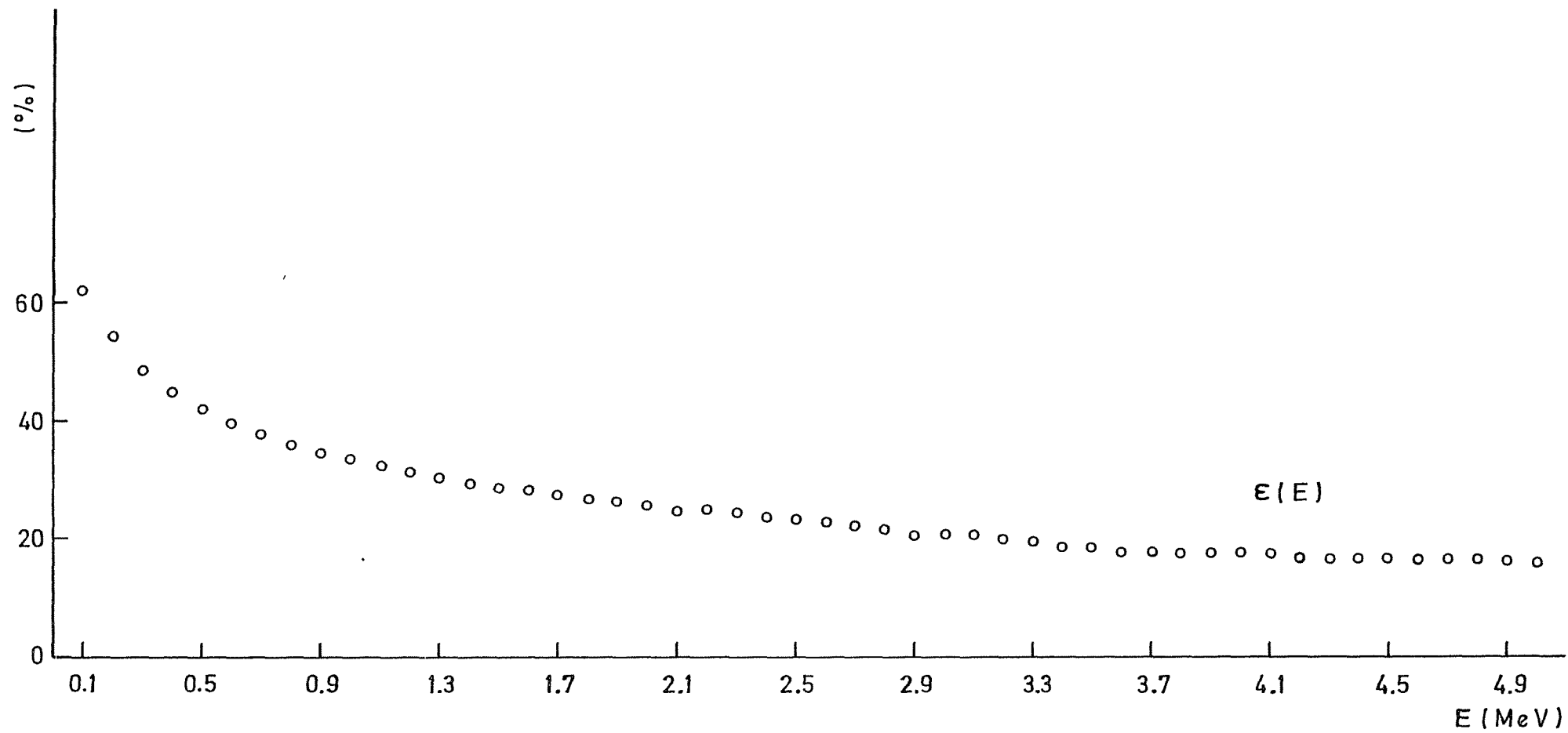


Fig.1.- Eficiencia de detección





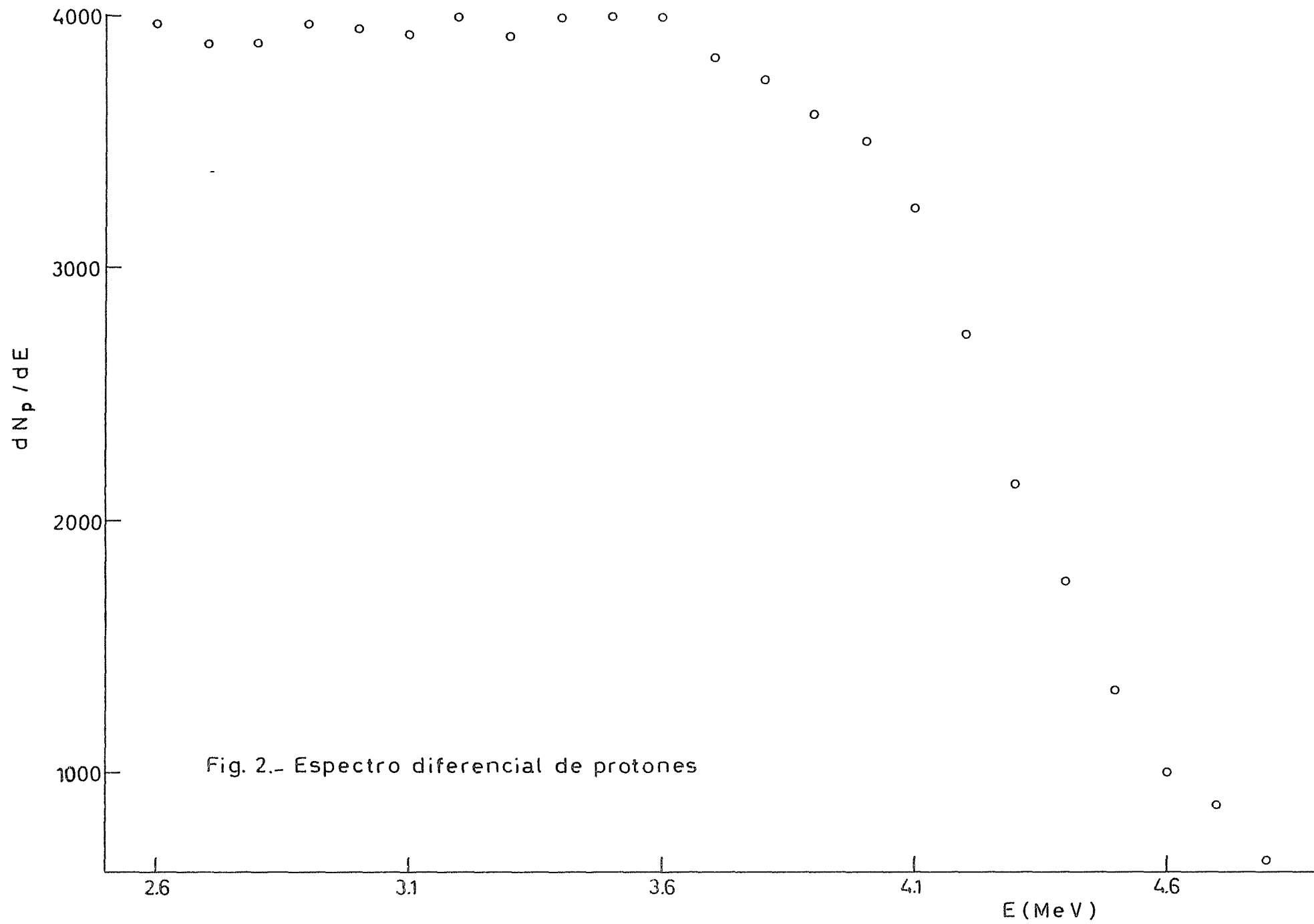


Fig. 2.- Espectro diferencial de protones



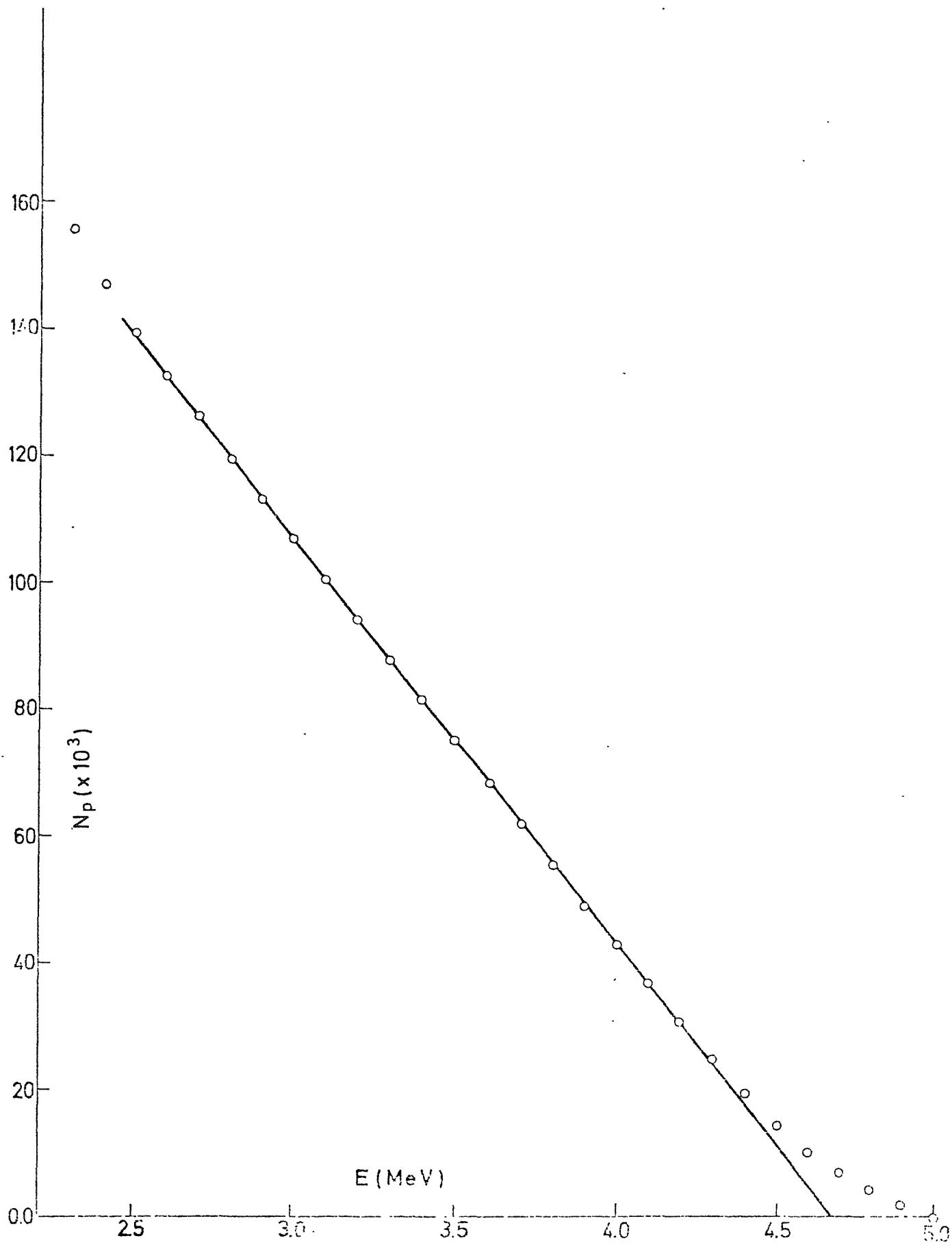


Fig. 3.- Espectro integrati de protones



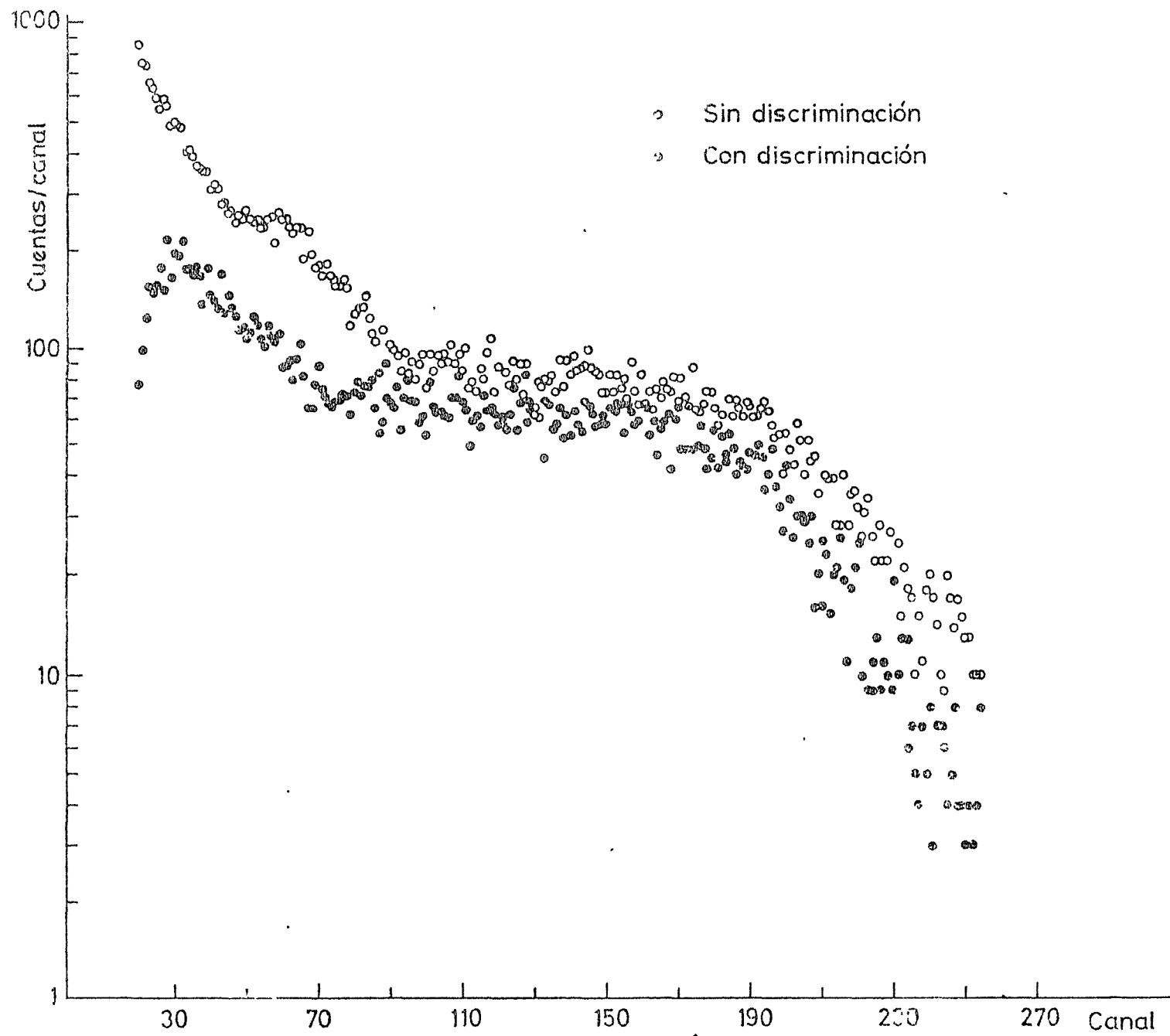


Fig 4.- Espectro experimental de protones de retroceso con y sin discriminación  $n-\gamma$



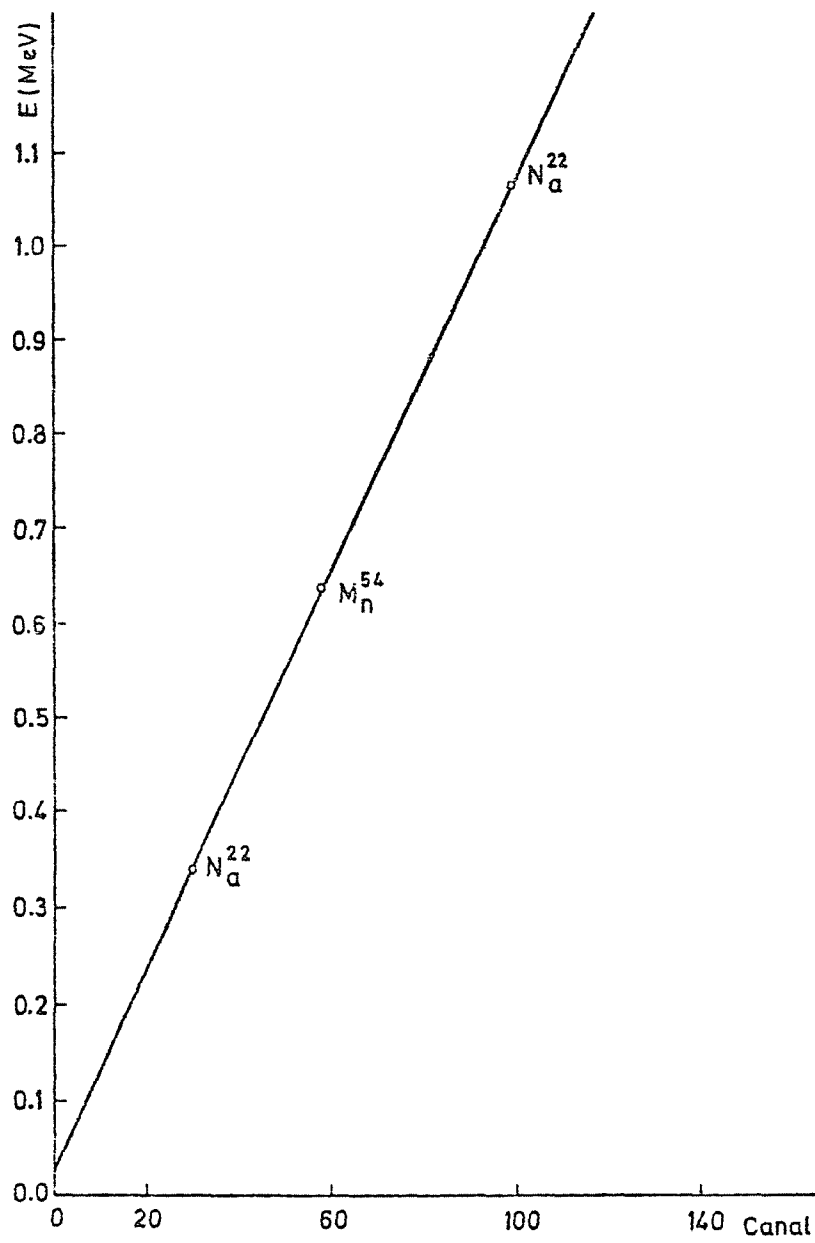


Fig. 5a.-Calibración respecto a la energía de los electrones equivalentes

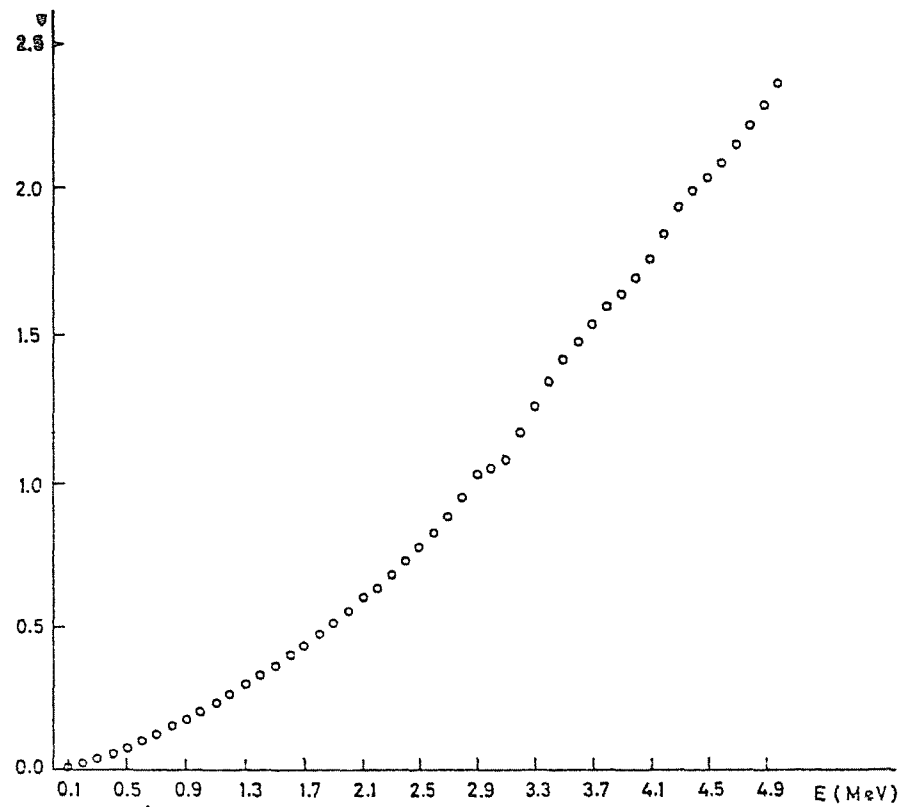


Fig. 5b.- Función  $\psi$





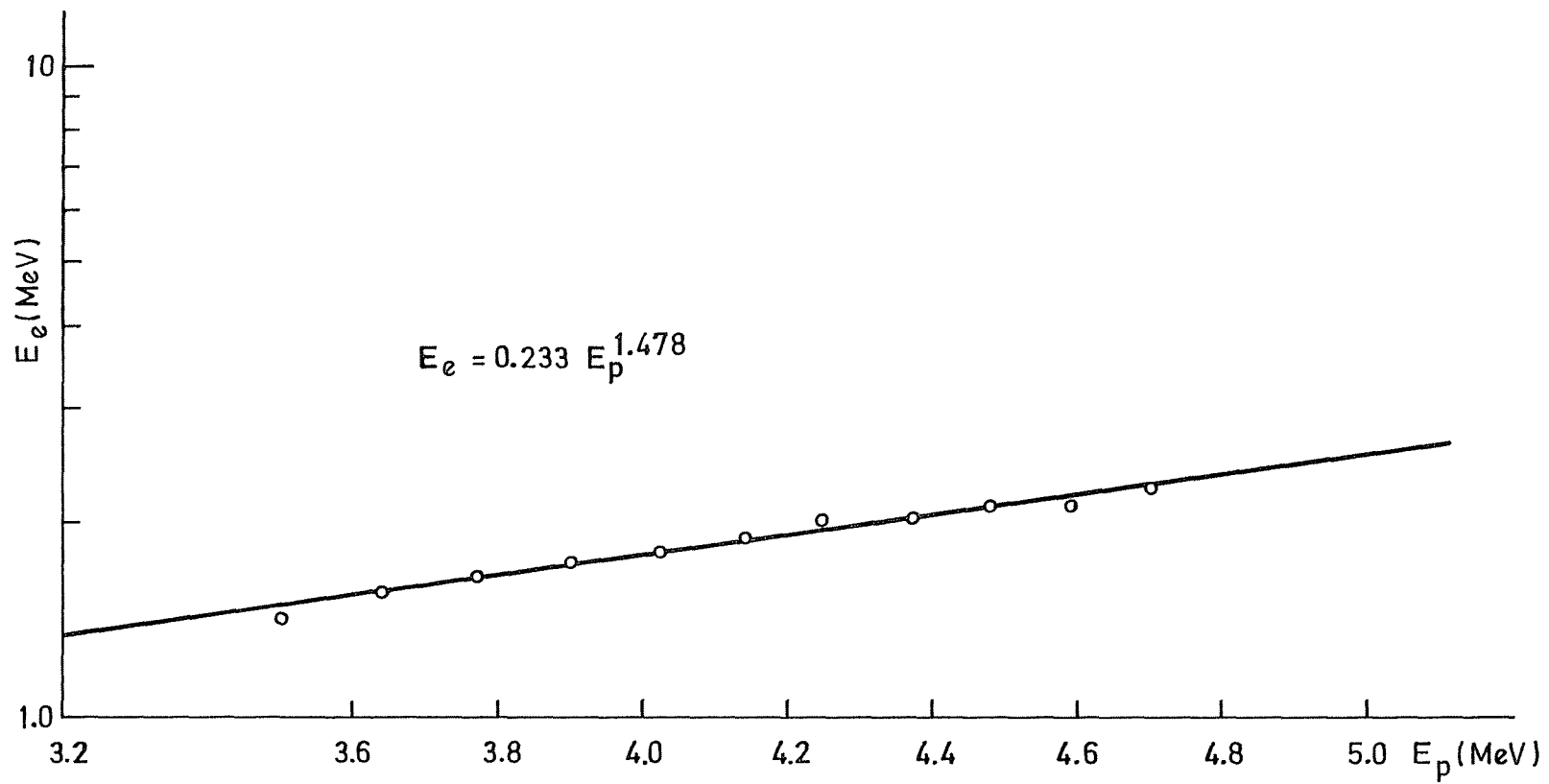


Fig. 6.- Corrección por no linealidad



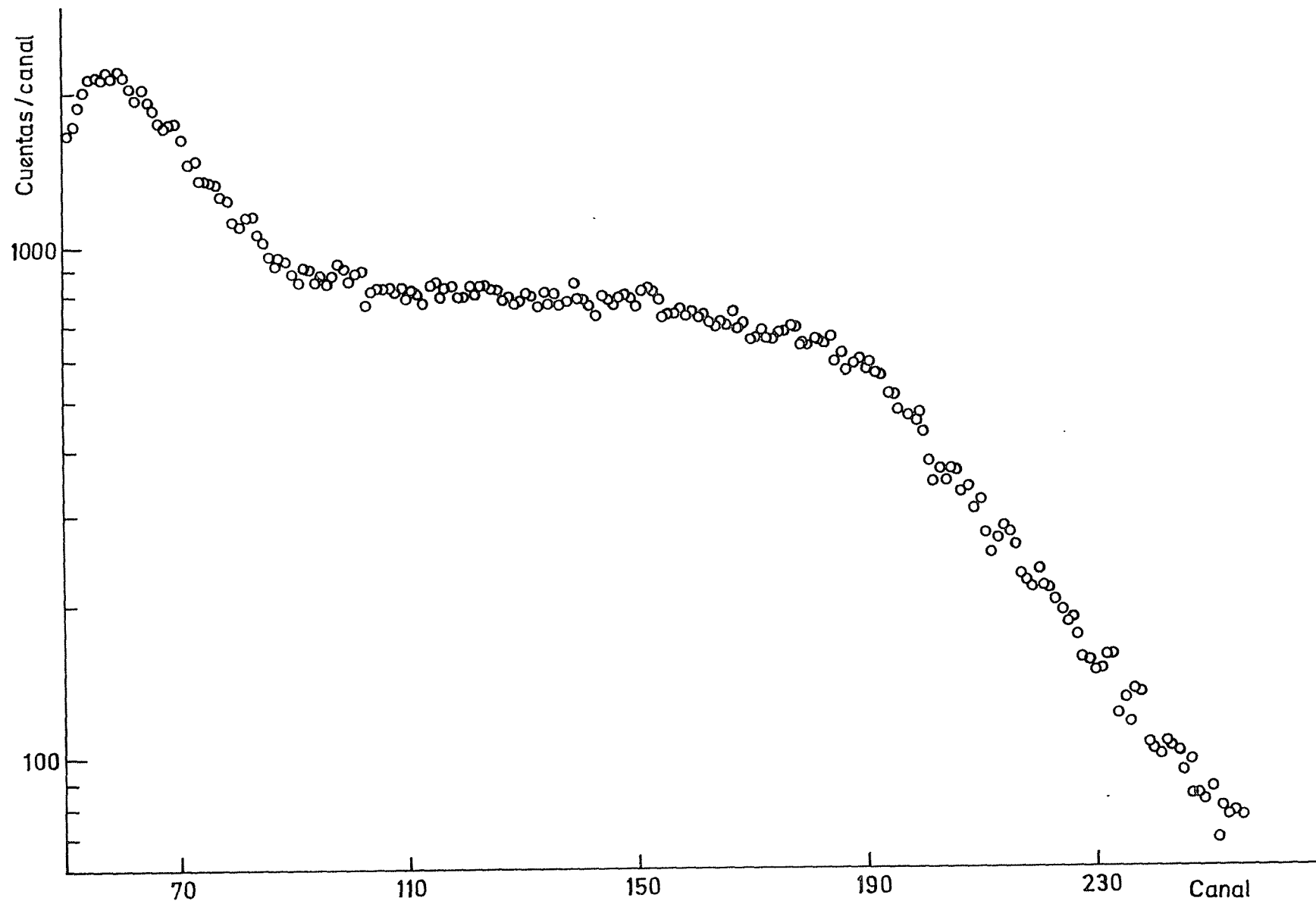


Fig.7a Espectro experimental de protones generados por neutrones de 4,48 MeV



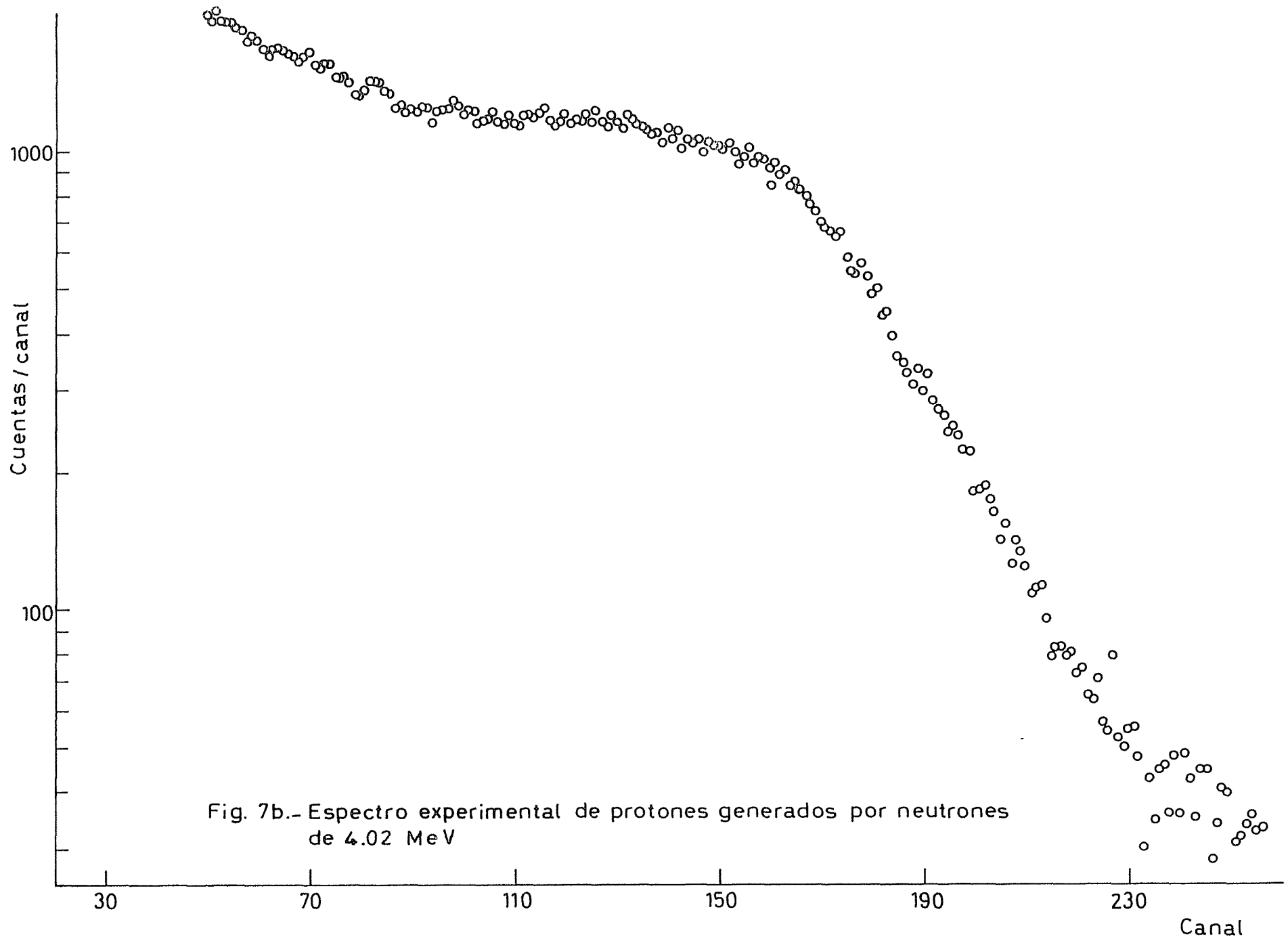


Fig. 7b.- Espectro experimental de protones generados por neutrones de 4.02 MeV



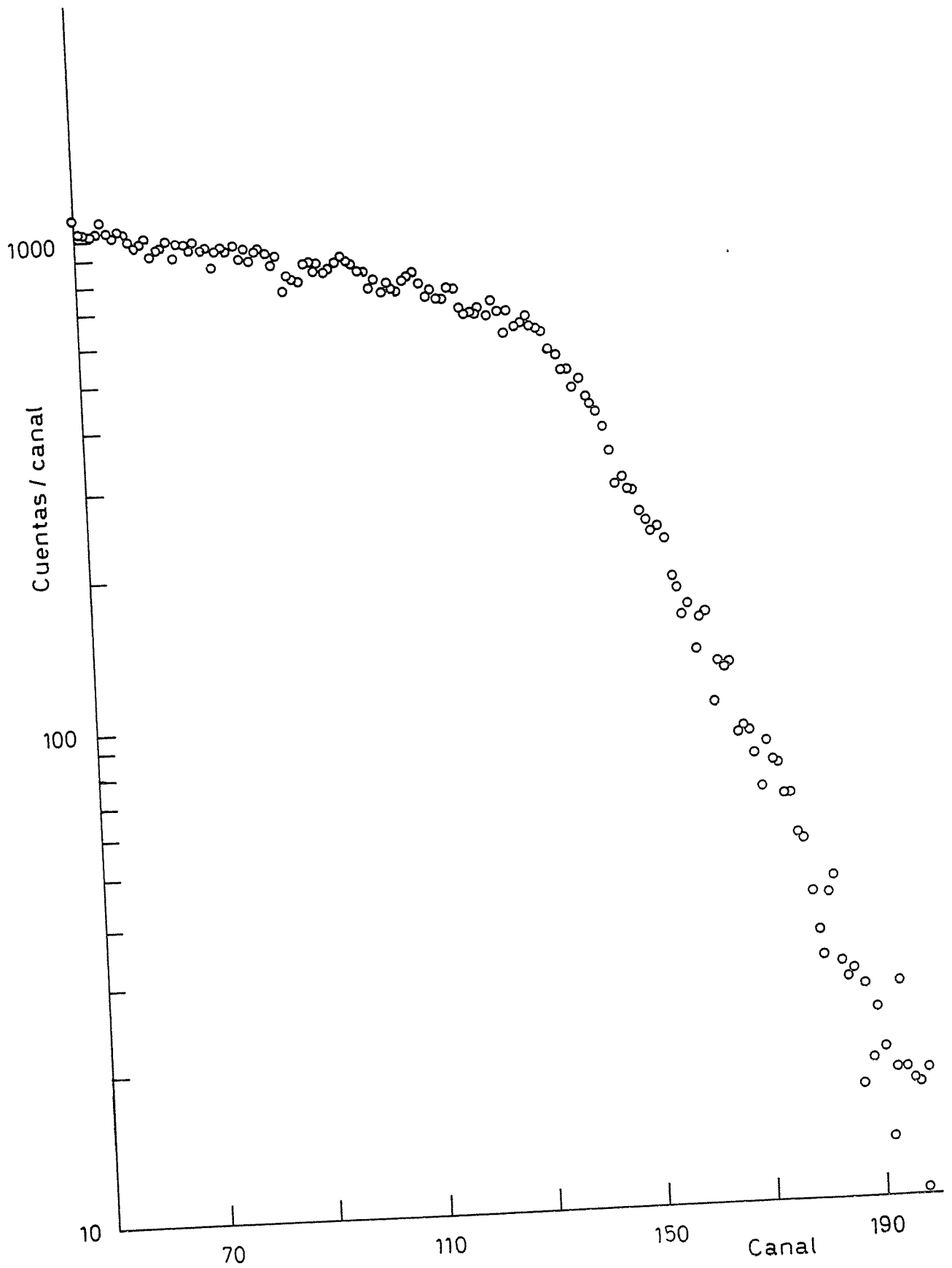


Fig. 7c.- Espectro experimental de protones generados por neutrones de 3,64 MeV.





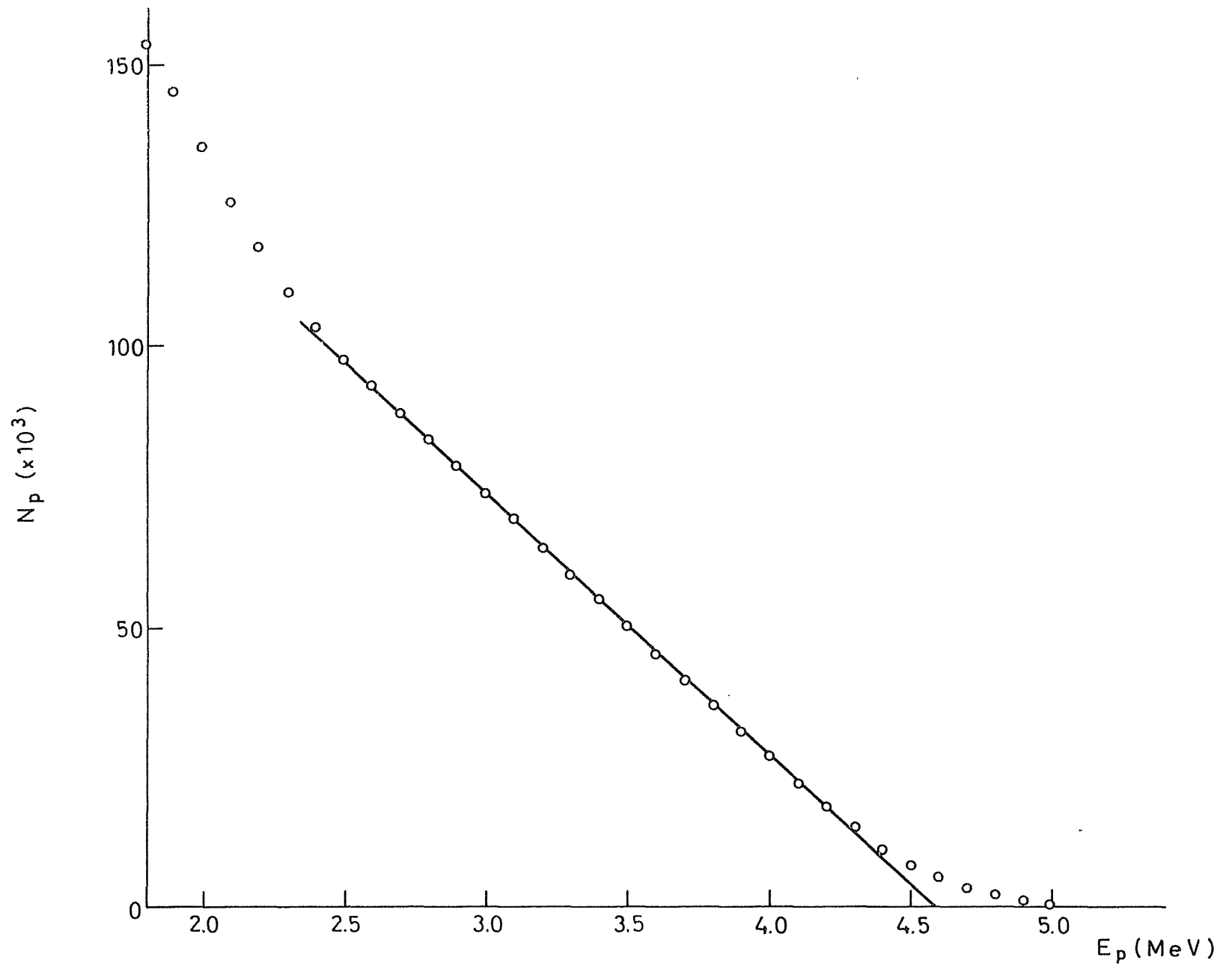


Fig. 8a.- Espectro integral de protones a 4.48 MeV



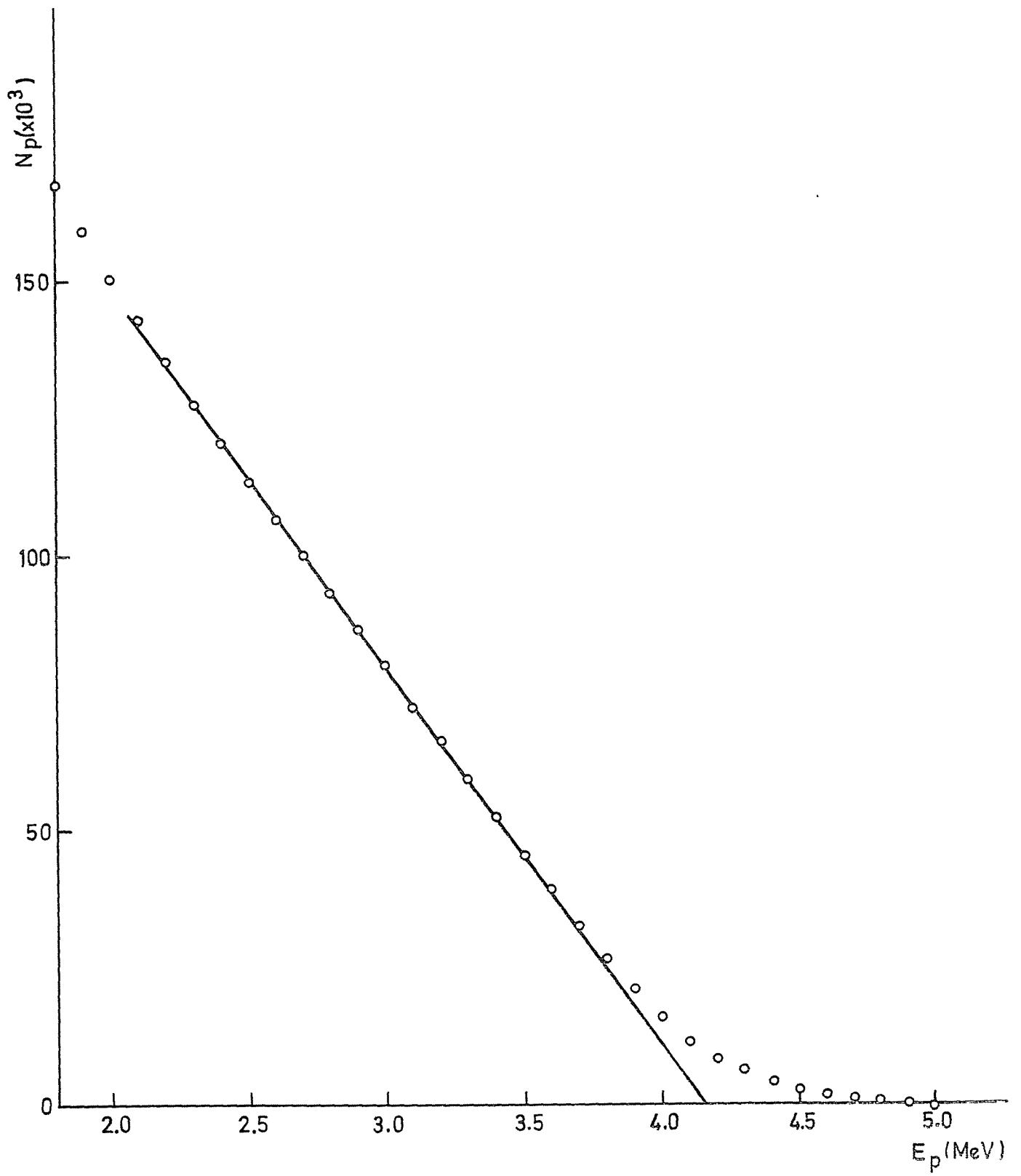


Fig. 8 b.- Espectro integral de protones a 4.02 MeV



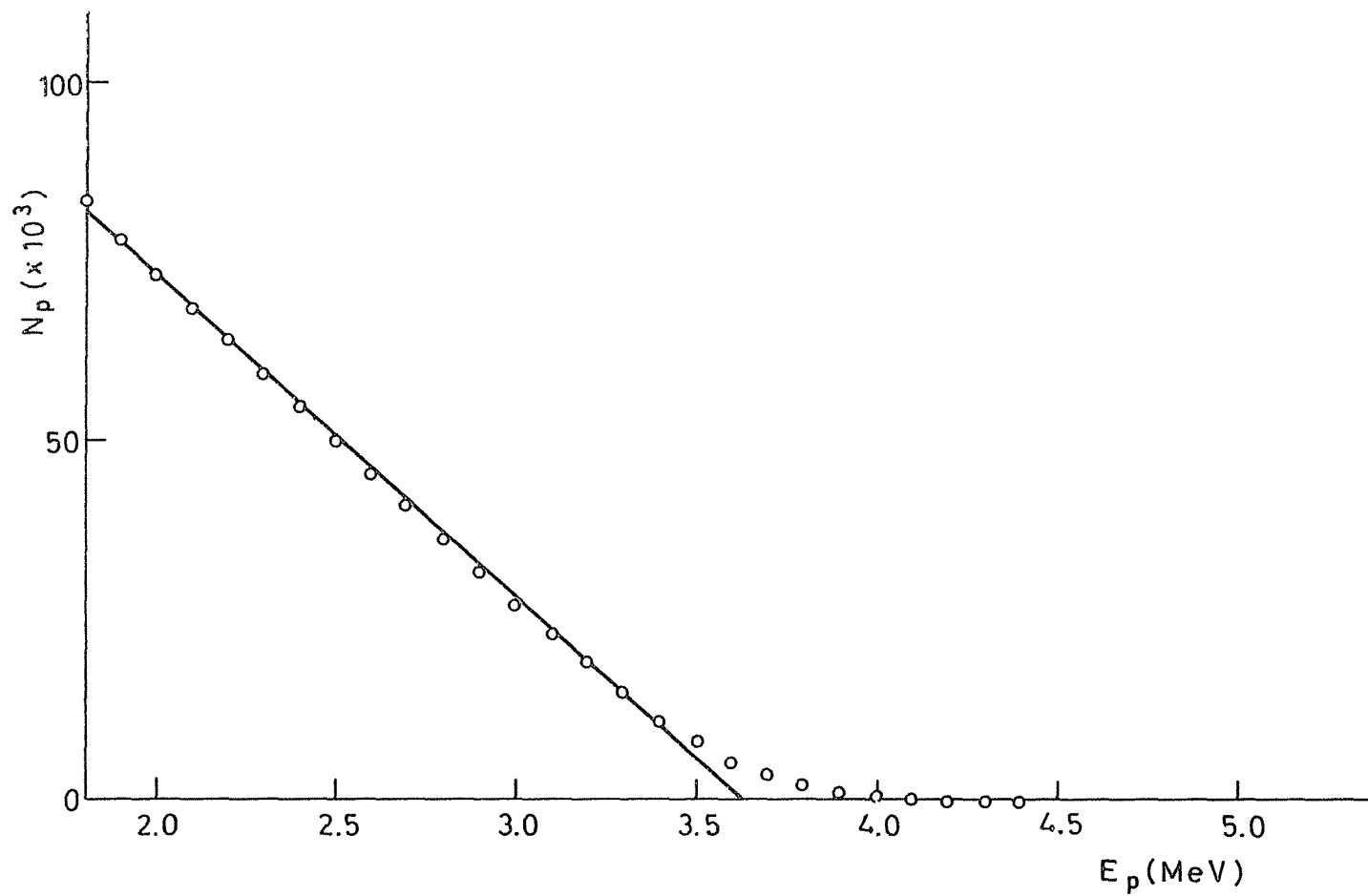


Fig. 8c.- Espectro integral de protones a 3.64 Me V



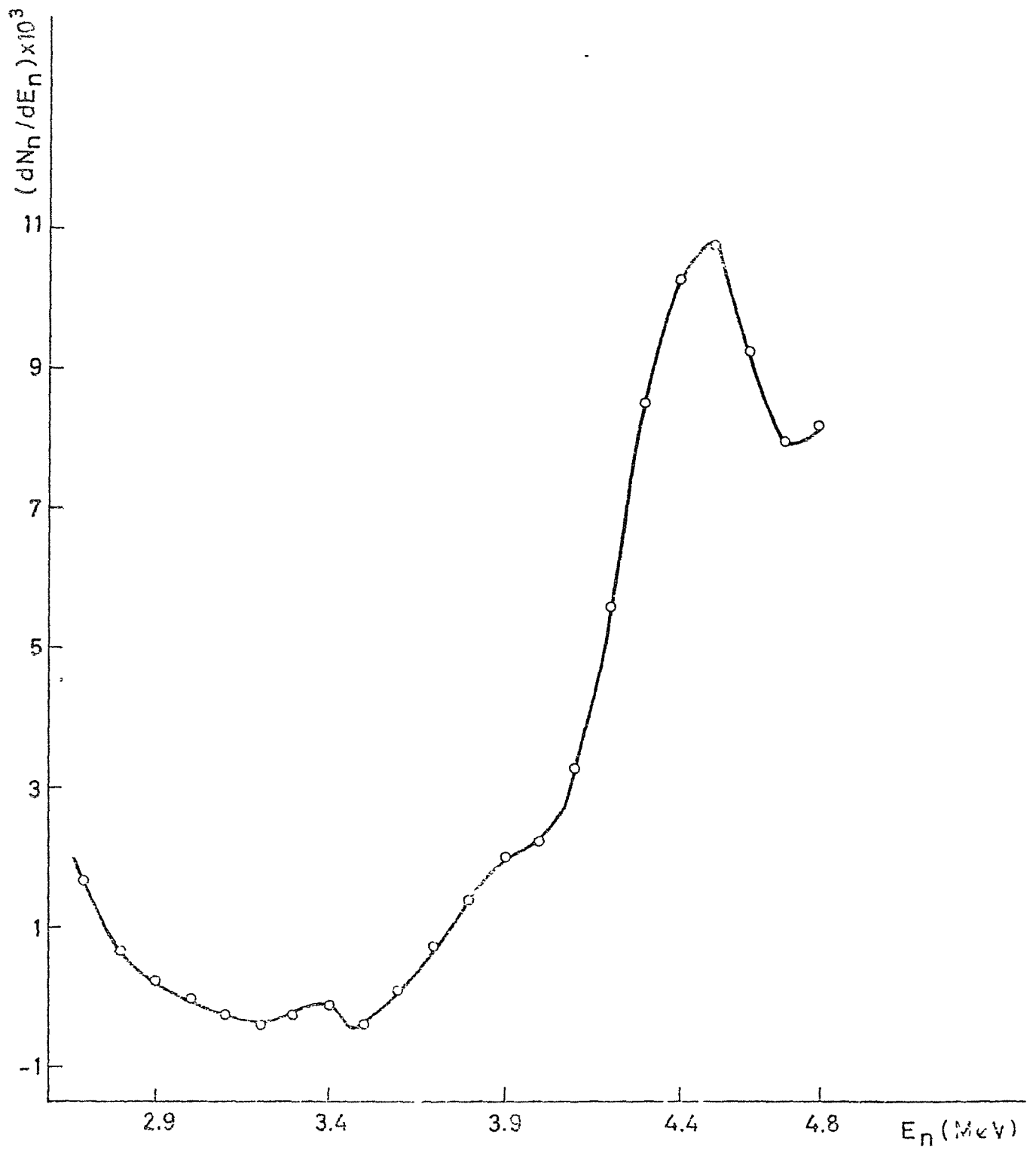


Fig. 3a.- Espectro de neutrones. Energia: 4.48 MeV





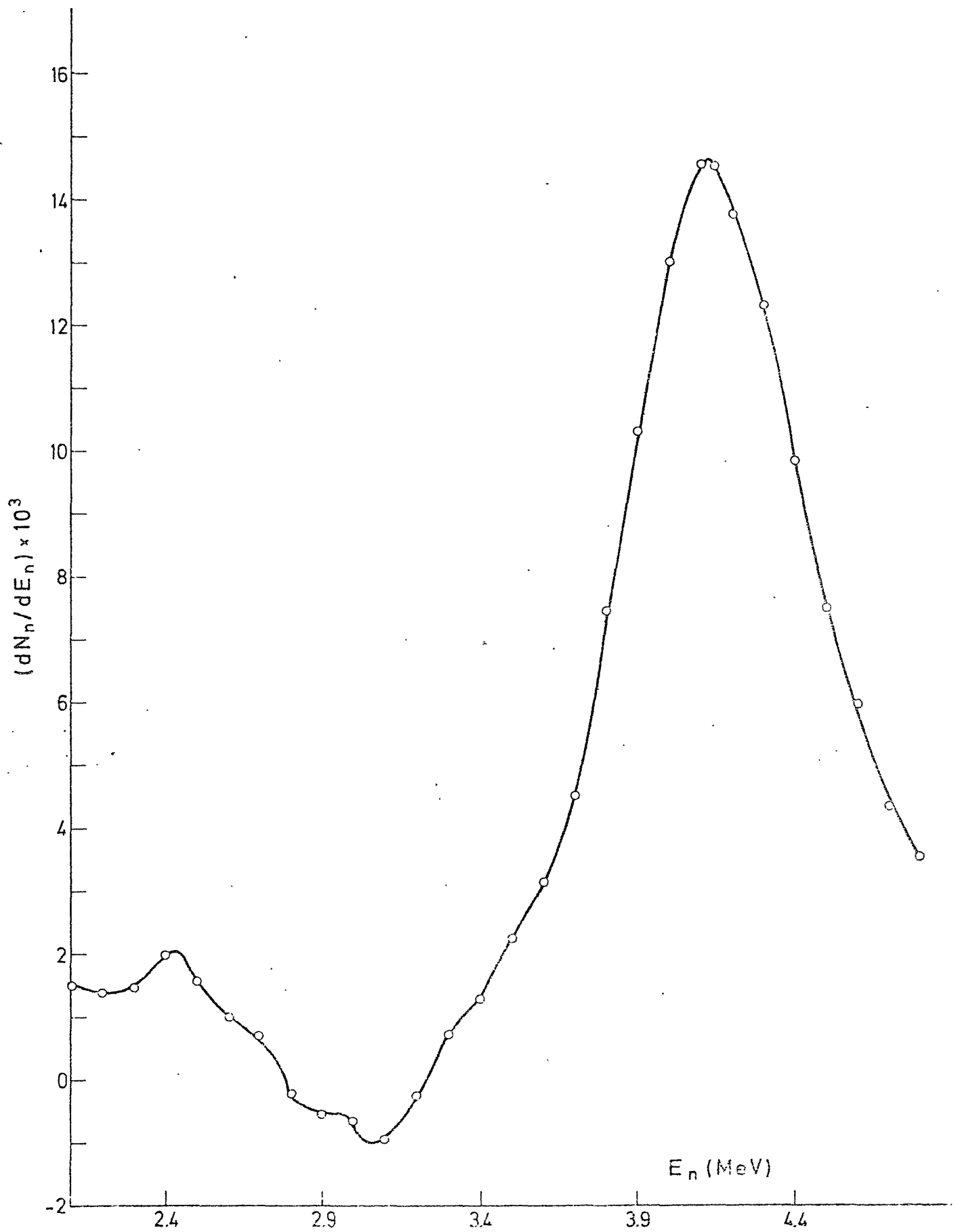


Fig. 9b.- Espectro de neutrones. Energia : 4.02 MeV



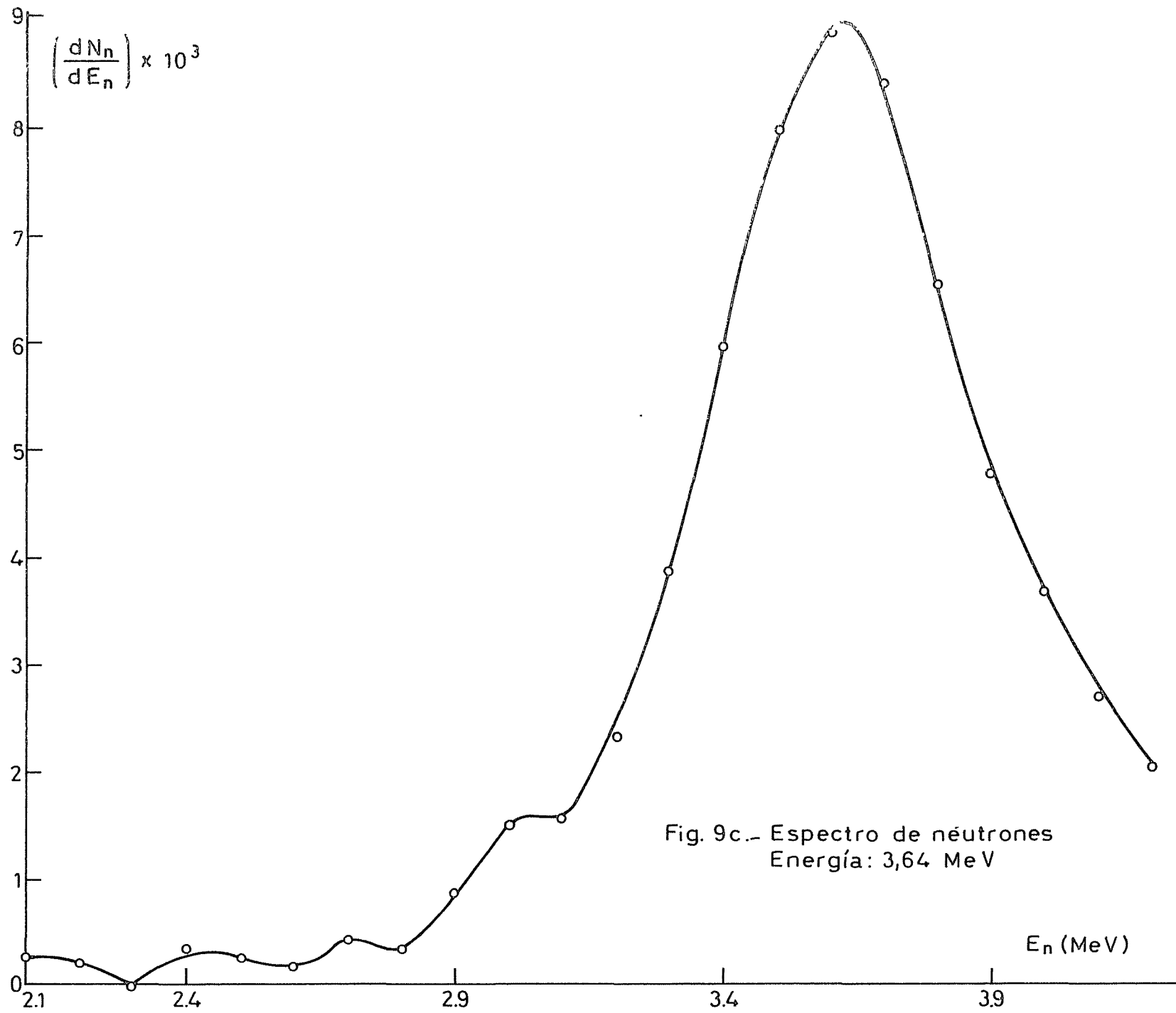


Fig. 9c.- Espectro de neutrones  
Energía: 3,64 MeV



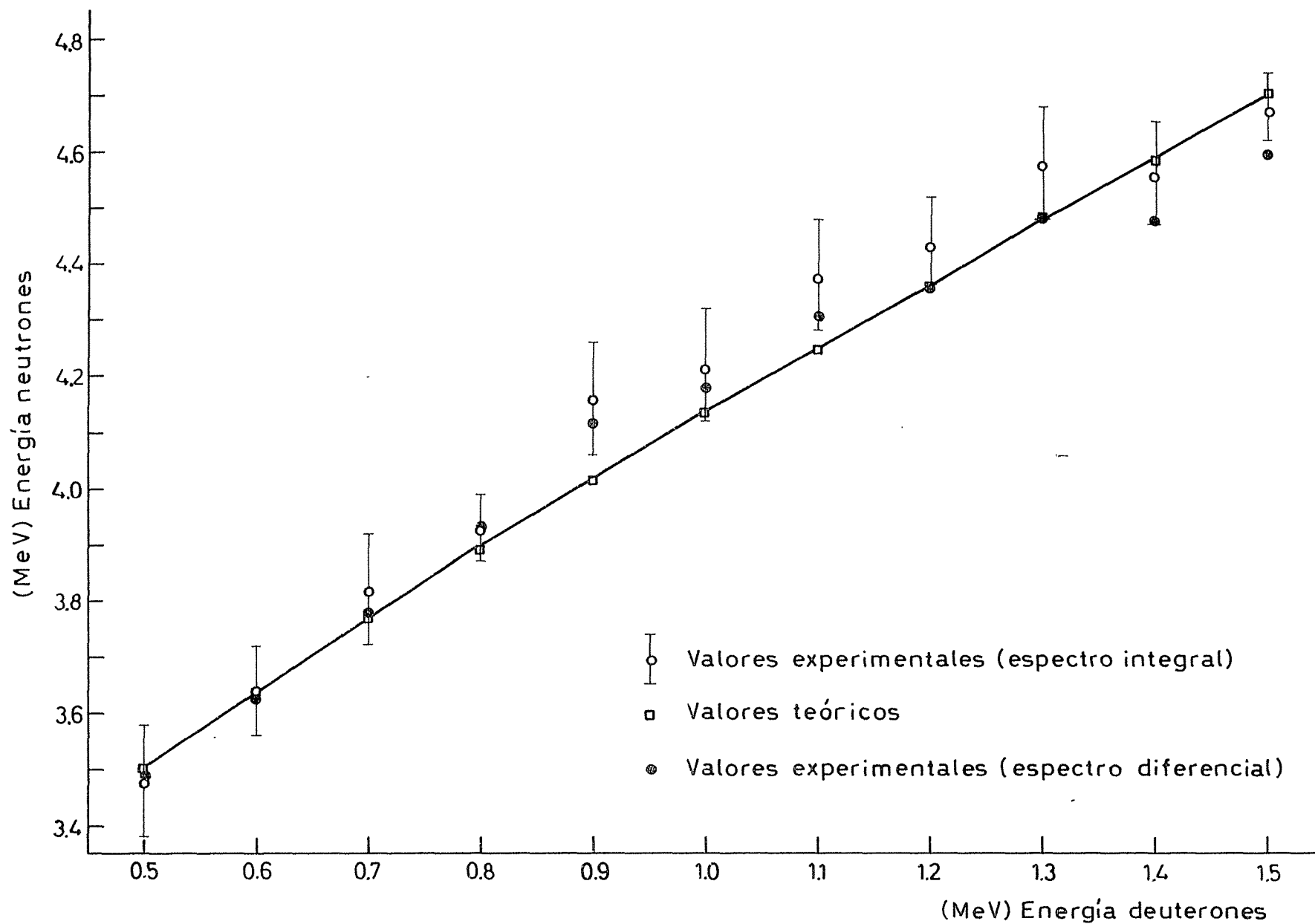


Fig. 10.- Energía de los neutrones en función de la energía de los deuterones para  $\vartheta = 0^\circ$



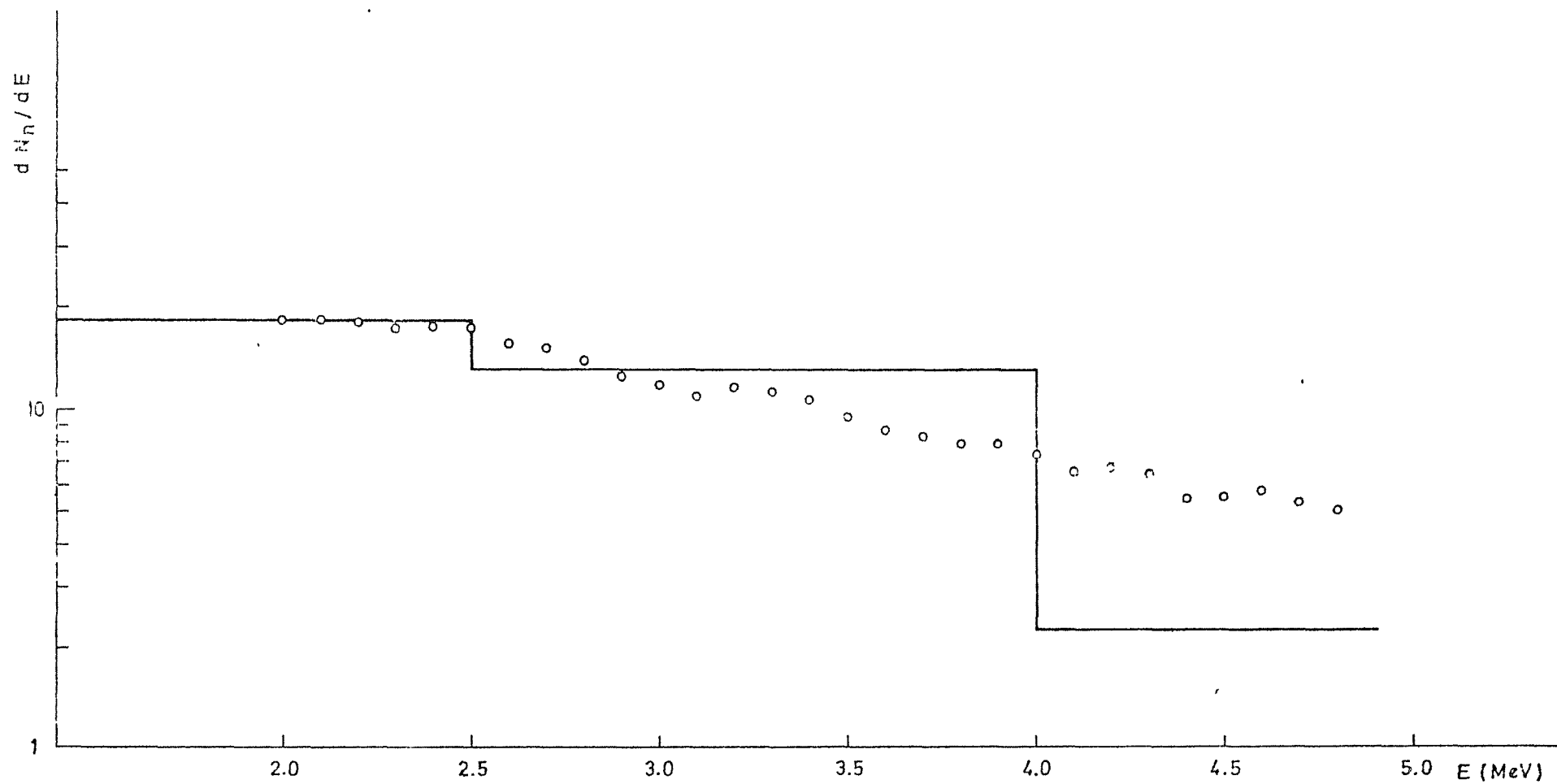


Fig.11.- Espectro de fuga de neutrones del reactor Coral-1





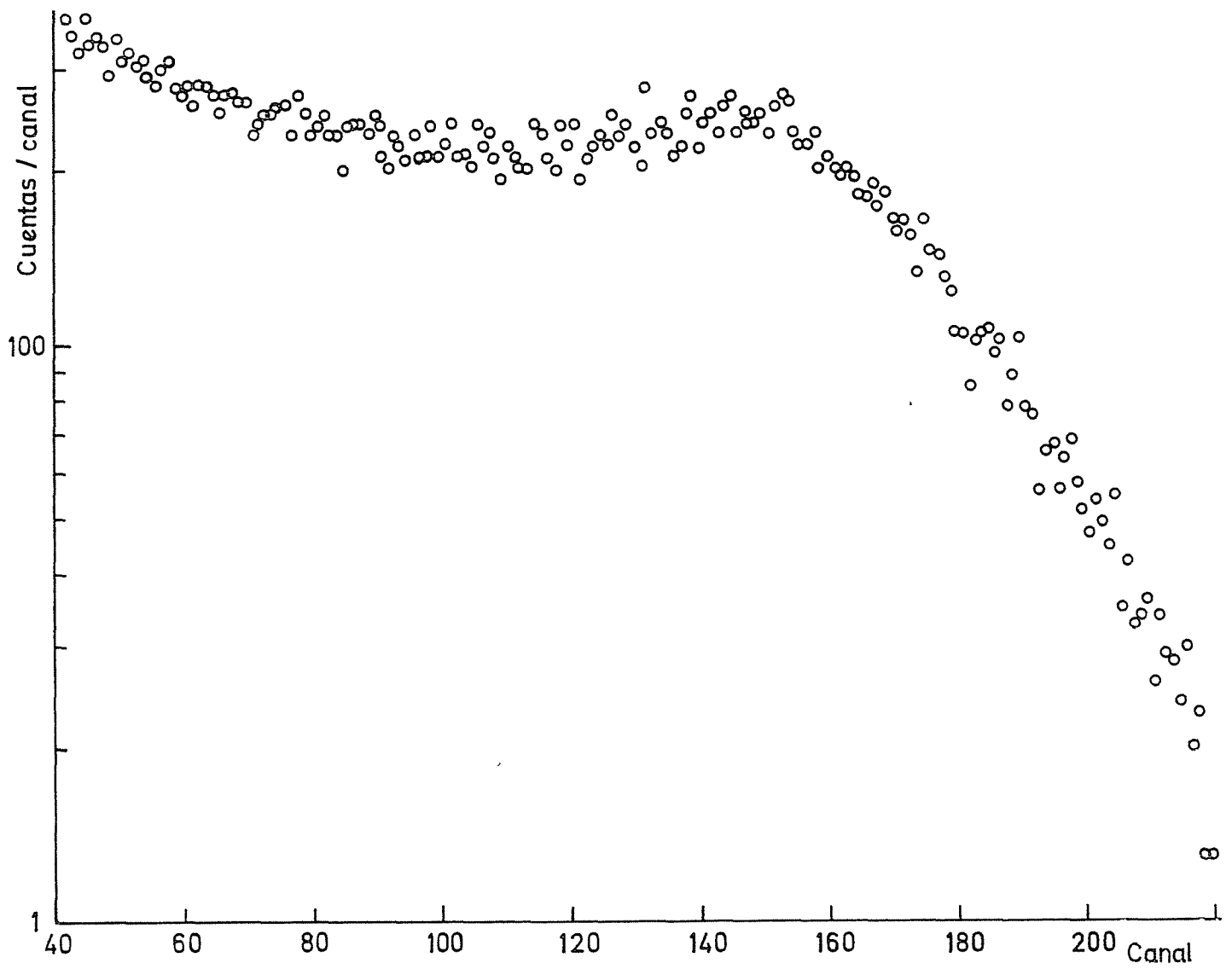


Fig.A1.-Espectro de  $\text{C}_S^{137}$  en NE 213

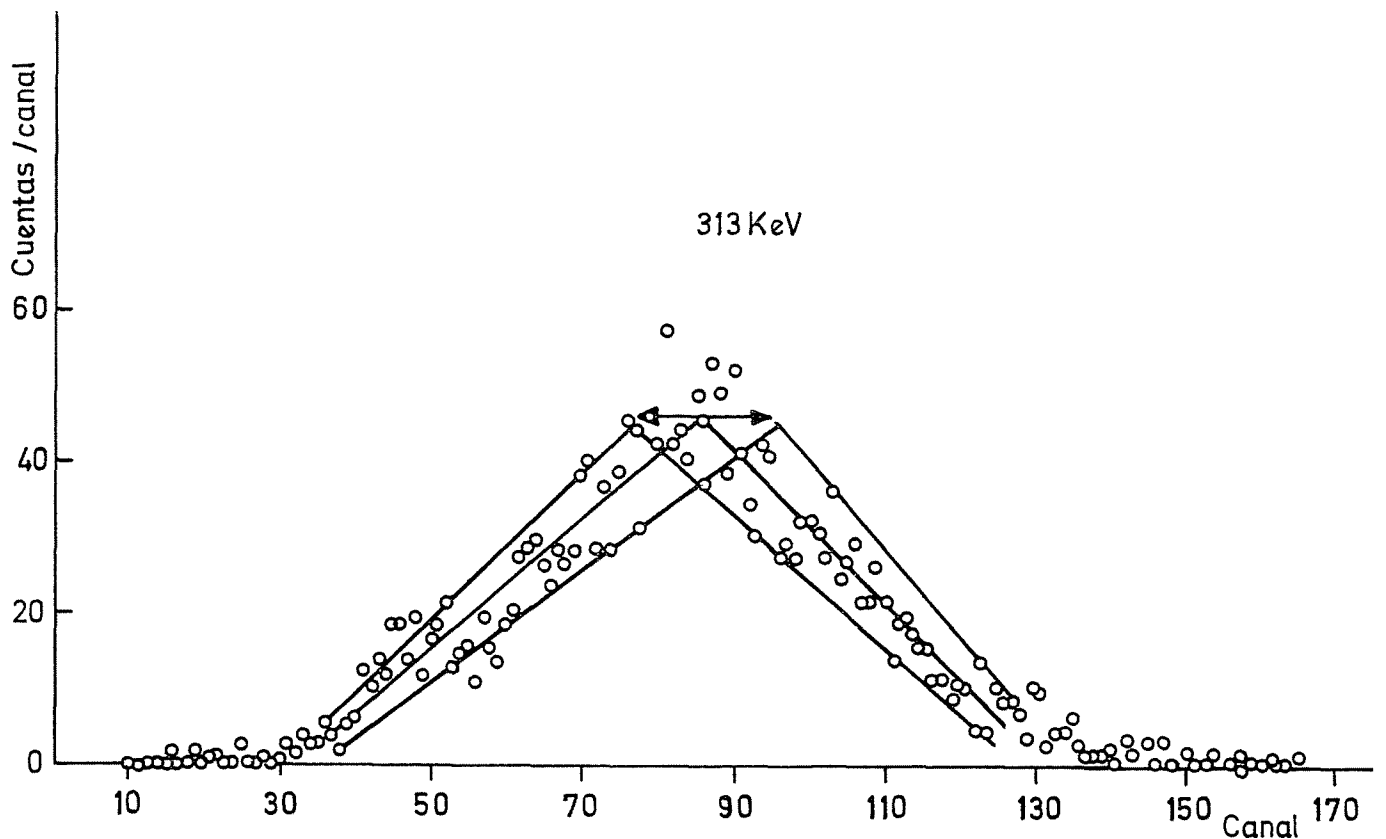


Fig.A2 Espectro típico de *electrones de retroceso* a un ángulo de dispersión de  $60^\circ$



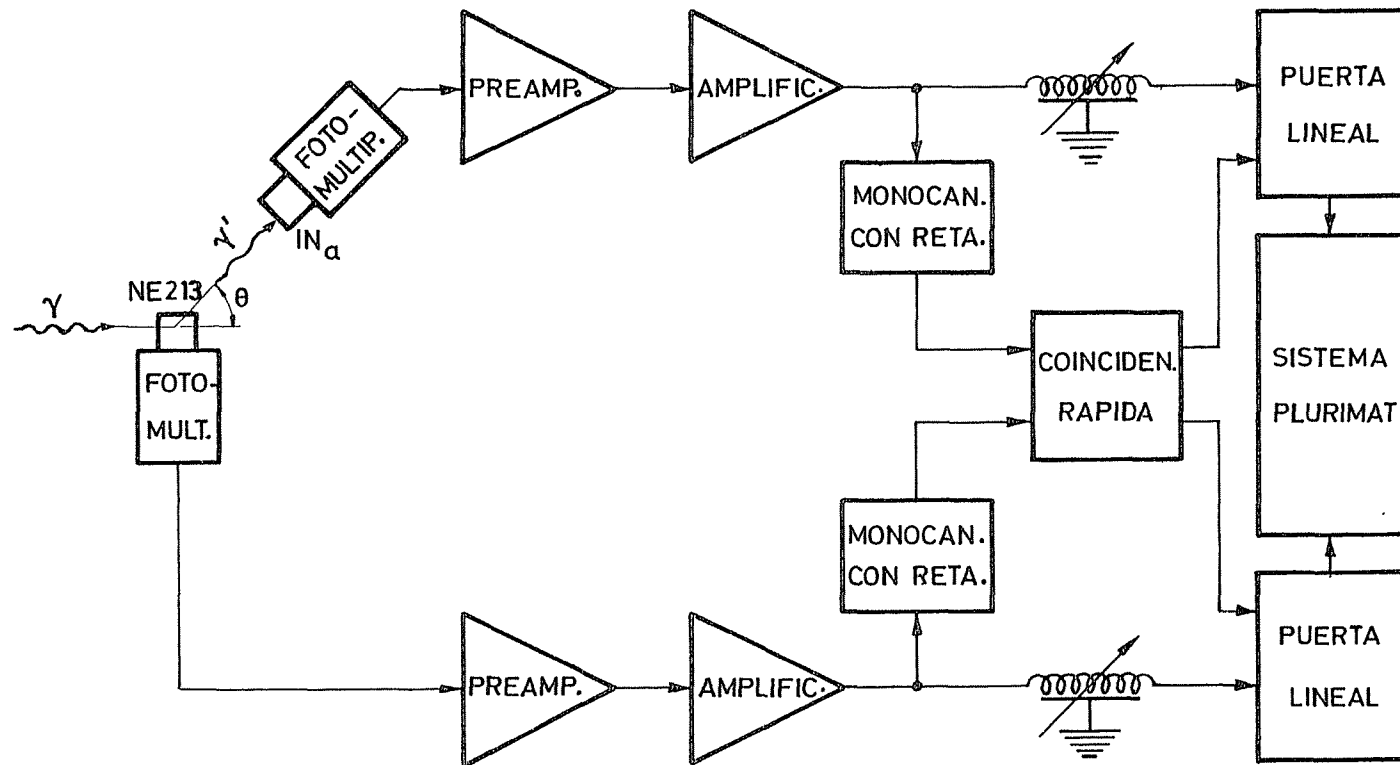


Fig. A3.- Esquema electrónico



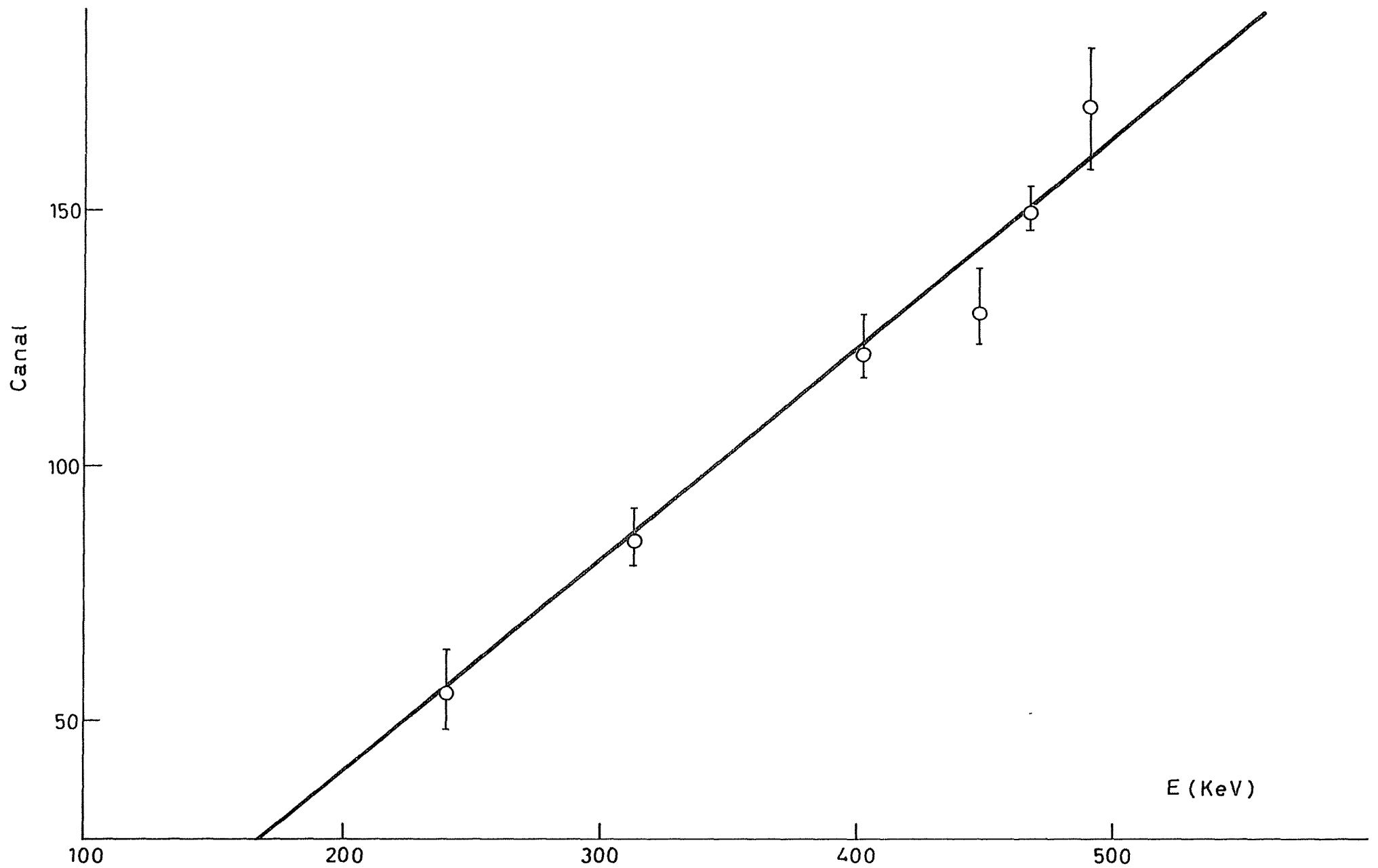


Fig. A4.-Recta de calibración energía - canal



J. E. N. 281

Junta de Energía Nuclear, División de Física de Neutrones, Madrid.

"Calibración de un detector de NE213 para espectroscopia de neutrones"

BLAZQUEZ MARTINEZ, J.; BUTRAGUEÑO CASADO, J.L. (1974) 1, pp. 2, figs. 9 refs.

El trabajo describe el proceso experimental seguido para la calibración de un detector de NE213 usando flujos monoenergéticos de neutrones procedentes de un acelerador Van de Graaff y discriminación neutrón-gamma por la forma del impulso.

El detector se ha utilizado para la medida del espectro del reactor rápido CORAL-1.

Se incluye además un método experimental creado para determinar con precisión la posición del borde Compton en el espectro de electrones.

J. E. N. 281

Junta de Energía Nuclear, División de Física de Neutrones, Madrid.

"Calibración de un detector de NE213 para espectroscopia de neutrones"

BLAZQUEZ MARTINEZ, J.; BUTRAGUEÑO CASADO, J.L. (1974) 1, pp. 2, figs. 9 refs.

El trabajo describe el proceso experimental seguido para la calibración de un detector de NE213 usando flujos monoenergéticos de neutrones procedentes de un acelerador Van de Graaff y discriminación neutrón-gamma por la forma del impulso.

El detector se ha utilizado para la medida del espectro del reactor rápido CORAL-1.

Se incluye además un método experimental creado para determinar con precisión la posición del borde Compton en el espectro de electrones.

J. E. N. 281

Junta de Energía Nuclear, División de Física de Neutrones, Madrid.

"Calibración de un detector de NE213 para espectroscopia de neutrones"

BLAZQUEZ MARTINEZ, J.; BUTRAGUEÑO CASADO, J.L. (1974) 1, pp. 2, figs. 9 refs.

El trabajo describe el proceso experimental seguido para la calibración de un detector de NE213 usando flujos monoenergéticos de neutrones procedentes de un acelerador Van de Graaff y discriminación neutrón-gamma por la forma del impulso.

El detector se ha utilizado para la medida del espectro del reactor rápido CORAL-1.

Se incluye además un método experimental creado para determinar con precisión la posición del borde Compton en el espectro de electrones.

J. E. N. 281

Junta de Energía Nuclear, División de Física de Neutrones, Madrid.

"Calibración de un detector de NE213 para espectroscopia de neutrones"

BLAZQUEZ MARTINEZ, J.; BUTRAGUEÑO CASADO, J.L. (1974) 1, pp. 2, figs. 9 refs.

El trabajo describe el proceso experimental seguido para la calibración de un detector de NE213 usando flujos monoenergéticos de neutrones procedentes de un acelerador Van de Graaff y discriminación neutrón-gamma por la forma del impulso.

El detector se ha utilizado para la medida del espectro del reactor rápido CORAL-1.

Se incluye además un método experimental creado para determinar con precisión la posición del borde Compton en el espectro de electrones.





J. E. N. 281

Junta de Energía Nuclear, División de Física de Neutrones, Madrid

"Calibration of a NE213 detector for neutron spectroscopy"

BLAZQUEZ MARTINEZ, J.; BUTRAGUEÑO CASADO, J.L. (1974) 13 pp. 23 figs. 9 refs.

This work describes the experimental way followed for getting the calibration of a NE213 detector with a beam of neutrons from the J.E.N. 2 MeV Van de Graaff and using at once pulse shape discrimination.

Detector has been used for measuring the spectrum of the fast reactor CORAL-I.

There is also included an experimental method in order to get with precision where the Compton edge is placed on the electron spectrum.

J. E. N. 281

Junta de Energía Nuclear, División de Física de Neutrones, Madrid

"Calibration of a NE213 detector for neutron spectroscopy"

BLAZQUEZ MARTINEZ, J.; BUTRAGUEÑO CASADO, J.L. (1974) 13 pp. 23 figs. 9 refs.

This work describes the experimental way followed for getting the calibration of a NE213 detector with a beam of neutrons from the J.E.N. 2 MeV Van de Graaff and using at once pulse shape discrimination.

Detector has been used for measuring the spectrum of the fast reactor CORAL-I.

There is also included an experimental method in order to get with precision where the Compton edge is placed on the electron spectrum.

J. E. N. 281

Junta de Energía Nuclear, División de Física de Neutrones, Madrid.

"Calibration of a NE213 detector for neutron spectroscopy"

BLAZQUEZ MARTINEZ, J.; BUTRAGUEÑO CASADO, J.L. (1974) 13 pp. 23 figs. 9 refs.

This work describes the experimental way followed for getting the calibration of a NE213 detector with a beam of neutrons from the J.E.N. 2 MeV Van de Graaff and using at once pulse shape discrimination.

Detector has been used for measuring the spectrum of the fast reactor CORAL-I.

There is also included an experimental method in order to get with precision where the Compton edge is placed on the electron spectrum.

J. E. N. 281

Junta de Energía Nuclear, División de Física de Neutrones, Madrid

"Calibration of a NE213 detector for neutron spectroscopy"

BLAZQUEZ MARTINEZ, J.; BUTRAGUEÑO CASADO, J.L. (1974) 13 pp. 23 figs. 9 refs.

This work describes the experimental way followed for getting the calibration of a NE213 detector with a beam of neutrons from the J.E.N. 2 MeV Van de Graaff and using at once pulse shape discrimination.

Detector has been used for measuring the spectrum of the fast reactor CORAL-I.

There is also included an experimental method in order to get with precision where the Compton edge is placed on the electron spectrum.

