

## Tesis de Posgrado

# Determinación experimental de los parámetros de partícula para las capas K, L y M en el Pb 207 y estudio de las correlaciones angulares X-gamma en los núcleos Mn 54, Zn 65, Se 75, Sr 85, Ba 133 y Bi 207

García Bermudez, Gerardo José

1970

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas 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](http://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](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

#### Cita tipo APA:

García Bermudez, Gerardo José. (1970). Determinación experimental de los parámetros de partícula para las capas K, L y M en el Pb 207 y estudio de las correlaciones angulares X-gamma en los núcleos Mn 54, Zn 65, Se 75, Sr 85, Ba 133 y Bi 207. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1366\\_GarciaBermudez.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1366_GarciaBermudez.pdf)

#### Cita tipo Chicago:

García Bermudez, Gerardo José. "Determinación experimental de los parámetros de partícula para las capas K, L y M en el Pb 207 y estudio de las correlaciones angulares X-gamma en los núcleos Mn 54, Zn 65, Se 75, Sr 85, Ba 133 y Bi 207". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1970.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1366\\_GarciaBermudez.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1366_GarciaBermudez.pdf)

DETERMINACION EXPERIMENTAL DE LOS PARAMETROS DE PARTICULA PARA LAS  
CAPAS K, L y M EN EL  $Pb^{207}$  Y ESTUDIO DE LAS CORRELACIONES ANGULARES  
X- $\gamma$  EN LOS NUCLEOS  $Mn^{55}$ ,  $Zn^{65}$ ,  $Se^{75}$ ,  $Sr^{85}$ ,  $Ba^{135}$  y  $Bi^{207}$

\* \* \* \*

Tesis Doctoral  
de

*Gerardo José García Bernádez*

Dirigida por el

Dr. Horacio E. Bosch

\* \* \* \*

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Universidad de Buenos Aires

**1368**

Buenos Aires

Noviembre de 1970

## INDICE

- Cap. I      INTRODUCCION
- Cap. II     TEORIA SOBRE LAS CORRELACIONES ANGULARES
- Cap. III    TEORIA DE LA DISTRIBUCION ANGULAR DE LOS ELECTRONES DE  
CONVERSION
- Cap. IV    MONTAJE DEL ESPECTROMETRO DE ESTADO SOLIDO
- Cap. V     ANALISIS DE LA INFORMACION Y MONTAJE DE LAS CORRELACIONES  
ANGULARES - CONCLUSIONES
- Cap. VI    TEORIA DE LAS CORRELACIONES ANGULARES X-GAMMA
- Cap. VII.  MONTAJE EXPERIMENTAL Y DISCUSION DE LOS RESULTADOS.

### *AGRADECIMIENTOS*

Expreso mi profundo agradecimiento al director de este trabajo, profesor Dr. Horacio E. Bosch, quién me ha conducido en la ejecución del mismo a lo largo de tres años, así como también por el apoyo material y moral recibido.

Agradesco especialmente al Lic. Moni Behar y a los Drs. M. A. Farioli y L. Gattó por la colaboración prestada en la ejecución de este trabajo.

Quiero destacar el aporte brindado por el personal técnico del Laboratorio de Radiaciones. El desarrollo y manutención de los equipos electrónicos debido al Ing. Gerbasi, el Sr. Sabató y el Sr. Oyharbide, la colaboración inestimable del grupo de Alto vacío formado por los Sres. C. Gambedotti y J. Ricardes, y la preocupación y empeño demostrado para la impresión de este trabajo de tesis, por la Srta. Mireya Rogano y la Sra. Mercedes F. M. de Oriando.

A todos ellos mi profundo agradecimiento.

# CAPITULO I

## INTRODUCCION

La determinación experimental de los parámetros de partícula para la conversión interna en los tres capas K, L y M, correspondientes con a las transiciones de 570 - 1084 keV del  $Pb^{207}$ , junto con la identificación de las correlaciones angulares X- $\gamma$  de los núcleos,  $Mn^{54}$ ,  $Co^{60}$ ,  $La^{138}$ ,  $Sr^{85}$ ,  $Sr^{87}$ ,  $Sr^{90}$  y  $U^{235}$  constituyen el presente trabajo de tesis.

Se han desarrollado recientemente, cálculos teóricos sobre los coeficientes de conversión interna y parámetros de partícula para las tres capas atómicas principales. Por lo tanto, su determinación experimental constituye un trabajo de fundamental interés.

En el transcurso de esta década han surgido varias apariciones significativas, para hacer factibles estas mediciones, de las variables involucradas y mejoradas es la presentada por el grupo de Uppsala, dirigida por el Dr. Bengtson. Este grupo ha realizado, previamente a este trabajo, mediciones en el decaimiento del  $Co^{60}$ , utilizando resoluciones de 10 y 100 eV. El experimento utilizado por dicho grupo involucra la resolución de las líneas de conversión L y M por separado.

Con el objeto de obtener los parámetros de partícula para el  $Pb^{207}$ , fue necesario construir un espectrómetro de tipo  $\beta$ - $\gamma$  (con un  $\Delta E$  de 0.1 eV), para hacer factible la medición de la diferencia en energía entre las líneas de conversión

cual se obtienen los datos necesarios, que conjuntamente con las correlaciones angulares  $e^-$ - $\gamma$ , permitieron obtener los parámetros de particularidad.

La segunda parte del presente trabajo constituye la investigación de las correlaciones angulares, entre la radiación X y gamma en cascada, producida por la captura electrónica. Esto ha sido motivado por los resultados obtenidos por Perepelkin en el estudio correspondiente al  $Mn^{54}$ , los que indican una anisotropía del orden del 2%, lo que está en contradicción con las predicciones de la teoría, que establece que no debe existir anisotropía. *CAPITULO VI y VII*

Se estudiaron una serie de núcleos, demostrando los resultados con consistencia con las predicciones de la teoría en un amplio rango de número de masa ( $A=54$  a  $A=207$ ).

Los resultados obtenidos para el  $Mn^{54}$ ,  $Se^{75}$  y  $Bi^{207}$  son originales. Los correspondientes al  $Zn^{65}$ ,  $Sr^{85}$  y  $Ba^{133}$  están de acuerdo con los valores reportados por otros autores.

En el Capítulo II del presente trabajo, se introduce los desarrollos teóricos de las correlaciones angulares entre dos radiaciones en general y especificadas para el caso de la radiación electromagnética.

En el Capítulo III se desarrolla la teoría de la conversión interna y se extienden los cálculos del Capítulo II para la correlación angular  $e^-$ - $\gamma$ .

En el Capítulo IV se explica detalladamente la construcción del espectrómetro semiconductor, utilizado en la experiencia, sus elementos constitutivos, su puesta a punto y la electrónica asociada que permite la obtención de los datos experimentales.

El Capítulo V consiste en la determinación de los coeficientes

de la correlación  $r$ - $y$  y el análisis de los datos experimentales con sus conclusiones.

## CAPITULO II

### CORRELACIONES ANGULARES

La intensidad observada de emisión de una partícula o rayo y depende del ángulo entre el spin nuclear y la dirección de emisión.

Normalmente no existe anisotropía, debido a la orientación al azar de los núcleos radiactivos. Sin embargo, existen varias maneras de evitar esa orientación al azar, por ejemplo, aplicando bajas temperaturas, campos magnéticos o gradientes eléctricos, etc.

Otro método, el cual vamos a tratar especialmente, es el de las llamadas correlaciones angulares. Si tenemos un núcleo que decae por medio de dos radiaciones y en cascada  $R_1$  y  $R_2$ , la observación de  $R_1$  en una dirección fija  $\vec{k}_1$  selecciona un conjunto de núcleos que se encuentran en una dirección particular. Si observamos la radiación  $R_2$ , en la dirección  $\vec{k}_2$ , en cascada con la anterior, ésta presentará una cierta correlación angular con respecto a la dirección  $\vec{k}_1$ .

El paso siguiente, es formular, a grandes rasgos, el cálculo que conduce a la expresión teórica de la probabilidad relativa  $W(\theta)d\Omega$ , de que la radiación  $R_2$  sea emitida en un ángulo sólido  $d\Omega$ , a un ángulo  $\theta$ , con respecto a la dirección de observación de  $R_1$ .

La supuesta consideración es que los estados nucleares tienen propiedades de simetría bien definida (impulso angular, paridad) y que las radiaciones son emitidas en sucesión y no simultáneamente.

Se representa cada una de las radiaciones  $R_1$  y  $R_2$  en dos sistemas de coordenadas diferentes, en los cuales la dirección Z coincide con la dirección de propagación de cada una de las radiaciones. La **conexión** entre las dos radiaciones se realiza introduciendo un eje arbitrario de cuantificación y utilizando las propiedades de transformación de las autofunciones de  $R_1$  y  $R_2$ . Esto conduce a un desarrollo de  $W(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$  en términos de la representación de las funciones  $D^L$ , que expresan la rotación de las autofun-



ciones, y que para el caso de la correlación direccional se reduce a los polinomios de Legendre  $P_L(\cos \theta)$ .

Usualmente el nivel nuclear inicial está poblado uniformemente, pero la radiación subsiguiente puede tener mezcla de multipolos, o sea que solo conocemos estadísticamente como el estado intermedio y final están poblados.

La situación es por lo tanto un conjunto estadístico con estados puros, y el formalismo apropiado para tratar este tipo de problemas es el de la matriz densidad. Tomemos un conjunto ortonormal  $|m\rangle$  de autoestados de un cierto operador  $F$ . Si el sistema es un estado puro  $|n\rangle$ , lo podemos representar en la base  $|m\rangle$  por;

$$|n\rangle = \sum_m a_{nm} |m\rangle$$

y sus elementos de matriz por

$$\langle n|F|n\rangle = \sum_{nm} a_{nm}^* a_{nm} \langle m|F|m\rangle$$

Si en cambio el sistema no es puro, no lo podemos representar por un solo estado  $|n\rangle$ , sino por una suma incoherente de estados puros  $|n\rangle$

$$\langle F\rangle = \sum_n g_n \langle n|F|n\rangle = \sum_{nm} g_n a_{nm}^* a_{nm} \langle m|F|m\rangle$$

Definimos los elementos de matriz del operador densidad y por lo

$$\rho_{nm} = \sum_n g_n a_{nm}^* a_{no}$$

consecuentemente

$$\langle P \rangle = \sum_{mm'} \langle m | \rho | m' \rangle \langle m' | F | m \rangle = \text{Tr}(\rho F)$$

Los elementos de matriz diagonales dan la probabilidad de que el sistema esté en un estado  $|m\rangle$ .

### III.1 Función correlación direccional $W(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$

Definimos  $W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) d\Omega_1 d\Omega_2$  como la probabilidad de que el núcleo que decae según las cascadas  $I_f \xrightarrow{(R_1)} I \xrightarrow{(R_2)} I_f$ , emita las radiaciones en las direcciones  $\vec{k}_1$  y  $\vec{k}_2$  en los ángulos sólidos  $d\Omega_1$  y  $d\Omega_2$ .

El núcleo decae, a causa del Hamiltoniano de interacción  $H_I$  de un estado inicial  $i_f$ , descrito por  $\rho_i$ , a un estado intermedio  $i$ , emitiendo una radiación en la dirección  $\vec{k}_1$ . El estado intermedio  $i$  está descrito por una matriz densidad  $\rho(\vec{k}_1)$ , indicando su argumento que depende de la dirección de propagación. De una manera similar, el segundo paso de la cascada  $i + i_f$ , poblará al nivel final que representaremos por  $\rho(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$ , ya que depende de todo el proceso anterior.

Nuestro objetivo, es por lo tanto, hallar los elementos de matriz diagonales de  $\rho(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$  en función de  $\rho_i$ . La relación entre  $\rho_i$  y  $\rho(\vec{k}_1)$  es la siguiente:

$$\rho_i = \sum_{m_i} |m_i\rangle g_i \langle m_i|$$

$$|m\rangle = U_{ij} |m_i\rangle$$

$$\rho(\vec{k}_1) = \sum_{m_i} H_{ij} |m_i\rangle g_i \langle m_i| U_{ij}^\dagger$$

$$g_i \langle m_i | \rho(\vec{k}_1) | m' \rangle = \sum_{m_i} \langle m_i | m_i \rangle g_i \langle m_i | U_{ij}^\dagger | m' \rangle = \langle m_i | U_{ij}^\dagger | m' \rangle g_i$$

Haciendo lo mismo para la transición  $i + i_f$ , representada de momento  $H_{ij}$ , resulta:

$$\langle m_f | \rho(\vec{k}_1, \vec{k}_2) | m_f \rangle = \sum_{m, m'} \langle m_f | H_2 | m \rangle \langle m | H_1 | m_i \rangle \langle m_i | \rho_i | m_i \rangle \langle m' | H_1 | m_i \rangle^* \langle m_f | H_2 | m' \rangle^*$$

La probabilidad de encontrar el núcleo en el estado  $m_f$ , luego de haber observado las radiaciones en las direcciones  $\vec{k}_1$  y  $\vec{k}_2$ , es el elemento de matriz diagonal de  $\rho(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$

$$P_f(m_f) = \langle m_f | \rho(\vec{k}_1, \vec{k}_2) | m_f \rangle$$

por lo tanto, la función correlación se expresa como:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \sum_{m_f} \langle m_f | \rho(\vec{k}_1, \vec{k}_2) | m_f \rangle$$

Obtuvimos anteriormente la relación entre  $\rho(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$  y  $\rho_i$ , especificando más el problema por ejemplo, consideramos que el estado inicial está poblado al azar, esto significa que:

$$\langle m_i | \rho_i | m_i \rangle = (2I_i + 1)^{-1} \delta_{m_i, m_i}$$

reemplazando esta expresión y simplificando resulta:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \sum_{m_f, m, m'} \langle m_f | H_2 | m \rangle \langle m | H_1 | m_i \rangle \langle m' | H_1 | m_i \rangle^* \langle m_f | H_2 | m' \rangle^*$$

en forma más compacta se obtiene finalmente:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \sum_{m_f, m_i} \langle m_f | |H_2 H_1|^2 | m_i \rangle$$

## II.2 Cálculo de elementos de matriz de la forma $\langle m | H | m_i \rangle$

Para obtener una expresión explícita de  $W(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$  necesitamos calcular los elementos de matriz del tipo  $\langle m | \vec{k} \cdot \sigma | H | m_i \rangle$ . Estos incluyen los espines nucleares, la dirección  $\vec{k}$  y polarización de la radiación. Como

nos interesa investigar la estructura nuclear es necesario pasar de la representación de  $\vec{K}$  y  $\sigma$  a la de  $L, M, \Pi$ , ya que muestra más claramente su relación con las transiciones nucleares.

Su expresión final es

$$\langle m | H | m_i \rangle = \sum_{LM\Pi} (-)^{-l+L-m} \begin{pmatrix} l & L & l \\ m & M & -m \end{pmatrix} \langle 0\sigma | L\Pi \rangle \langle l || L\Pi || l_i \rangle D_{M\mu}^{L*}(\alpha \rightarrow \vec{K})$$

que reemplazada en la fórmula de  $W(\vec{K}_1, \vec{K}_2)$  y simplificando la mayor cantidad de términos mediante las propiedades de ortogonalidad resulta:

$$W(\vec{K}_1, \vec{K}_2) = (-)^{2l-l_i-l_f} \sum_{K, L_1, L_2, \tau_1, \tau_2} (-)^{K-l_1-l_2} \begin{Bmatrix} l & l & K \\ L_1 & L_1 & l_i \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} l & l & K \\ L_2 & L_2 & l_f \end{Bmatrix} \langle l_f || L_2 \Pi_2 || l \rangle \langle l_f || L_2 \Pi_2 || l \rangle^* \langle l || L_1 \Pi_1 || l_i \rangle \langle l || L_1 \Pi_1 || l_i \rangle^* C_{K\tau_1}(L_1, L_1) C_{K\tau_2}(L_2, L_2) D_{\tau_1 \tau_2}^{K*}(\vec{K}_2 \rightarrow \vec{K}_1)$$

donde con el objeto, de separar los efectos de la radiación definimos un llamado parámetro de radiación (igual a

$$C_K(L, L') = \sum_{\mu\mu'} (-)^{L'-\mu'} \langle L\mu L'-\mu' | K \tau \rangle \langle 0\sigma | L\Pi \rangle^* \langle 0\sigma | L'\mu' \Pi' \rangle$$

La fórmula anterior se puede seguir simplificando ya que los símbolos  $\delta$ -J nos proveen reglas de selección que son:

$$0 < K < \text{Mínimo}(2l, 2L_1, 2L_2)$$

estas reglas de selección surgen de la invariancia de la combinación frente a rotaciones e inversiones.

## U.2 Correlación direccional $\gamma$ - $\gamma$

El paso siguiente es especificar las fórmulas anteriores que son completamente generales para el caso de las transiciones  $\gamma$ .

En otras palabras es hallar el parámetro de **radiación** para este caso. Introduciendo la función distribución  $F_L^M(\vec{K})$ , que se halla calculando el vector de **Poynting** como función de  $\theta$ , para radiaciones multipolares, tenemos:

$$F_L^M(\theta) \propto \langle \vec{K}_0 | LHM \rangle \langle \vec{K}_T | LHM \rangle^*$$

Luego el parámetro de radiación, que está relacionado con el elemento matriz  $\langle \vec{K}_0 | LHM \rangle$ , resulta ser para el caso en que no se observa polarización ( $\sigma=0$ )

$$r_{K0}^M(\theta) \propto \sum_{\mu} (-1)^{\mu} L^{-1} (2K+1)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} L & L & K \\ \mu & -\mu & 0 \end{pmatrix} F_L^M(\theta)$$

y en forma explícita:

$$r_{K0}^M(\theta) = (-1)^{L-1} \frac{1}{2} (2L+1) (2K+1)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} L & L & K \\ L & -L & 0 \end{pmatrix} \left| \langle \vec{K}_0 | LHM \rangle \right|^2$$

en esta expresión se conserva claramente que es distinta de cero solo si  $K$  es par.

Por tanto podemos escribir la correlación direccional como:

$$w(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = w(\theta) = \sum_{K \text{ pares}} A_{KK} P_K(\cos \theta)$$

donde los coeficientes  $A_{KK}$  presentan la propiedad de poder escribirse en producto de dos términos, uno de los cuales es la radiación:

$$A_{KK} = A_K(L_1 L_1 | i, i) A_K(L_2 L_2 | i, i)$$

Si introducimos las funciones

$$F_K(L_1 L_2 | i, i) = \frac{A_K(L_1 L_2 | i, i)}{A_0(L_1 L_2 | i, i)}$$

podemos expresar  $A_{KK}$  en forma normalizada a  $A_{00} = 1$ . Estas funciones geométricas  $F_K$  se pueden hallar en tablas (21).

Para el caso de transiciones no puras, definimos la amplitud de mezcla como:

$$\delta_1(\gamma) = \frac{\langle I || L_1^1 \Pi_1^1 || I_i \rangle}{\langle I || L_1 \Pi_1 || I_i \rangle}$$

y  $A_K$  resulta

$$A_K(L_1 L_1 | i, i) = \frac{F_K(L_1 L_1 | i, i) + 2\delta_1 F_K(L_1 L_1^1 | i, i) + \delta_1^2 F_K(L_1^1 L_1^1 | i, i)}{1 + \delta_1^2}$$

## CAPITULO III

### DISTRIBUCION ANGULAR DE LOS ELECTRONES DE CONVERSION

#### INTRODUCCION

La medición de la distribución angular de los electrones de conversión se ha transformado en los últimos años, en una herramienta poderosa de la espectroscopía nuclear, debido a que el análisis de los datos experimentales está acompañado de una teoría completa del proceso incluyendo efectos de penetración.

Estas experiencias nos dan información acerca de los espines de los estados nucleares y del carácter multipolar de la radiación de una manera similar a las obtenidas por experiencias de correlación angular  $\gamma$ - $\gamma$ . Además la distribución angular de los electrones de conversión nos provee una información adicional acerca de la paridad de la transición y de los parámetros nucleares que son específicos del proceso de conversión, como ser, la penetración de la función de onda del electrón dentro del núcleo.

Las correlaciones angulares de los electrones están caracterizadas por los llamados parámetros de partícula  $b_k(\text{III. II}'L'; e^-)$  que depende del orden multipolar  $L$ , paridad  $\Pi$  de la radiación y del estado inicial (ligado) del electrón atómico. Este parámetro relaciona la distribución angular de los electrones con la distribución angular de la radiación  $\gamma$  correspondiente. El parámetro  $b_k$  no depende de las propiedades de los estados nucleares excepto para los casos en que existe efectos de penetración o transiciones eléctricas monopulares.

## II. TEORIA DE LA CONVERSION INTERNA

### III.1 Descripción del proceso

Cuando el núcleo decae de un estado  $|1; m_1\rangle$  al  $|2; m_2\rangle$  puede emitir una radiación electromagnética de energía  $K$ , impulso  $L$  y paridad  $\pi$  o transferir todas estas características a un electrón ligado en los estados  $K, L, M$ , expulsándolo.

El proceso de conversión interna ocurre a través de la interacción de las corrientes nucleares y cargas con el electrón, por intermedio del campo electromagnético. Por lo tanto el proceso se describe en término de la emisión de un fotón virtual que interactúa con un electrón ligado representado por  $|\chi_0, \mu_0\rangle$  (donde  $\chi_0$  es el momento angular relativista) y es expulsado a un estado de onda plana (electrón libre). El Hamiltoniano total del núcleo, de un electrón particular, del campo de radiación libre y la interacción entre electrón y núcleo es de la forma

$$H = H_N + H_e + H_{\text{rad}} + H_{\text{Int}}^{(N)} + H_{\text{Int}}^{(e)}$$

El campo de radiación y su interacción con las fuentes es descrito por el potencial vectorial  $A(\vec{r})$ .

Por lo tanto la parte de interacción del Hamiltoniano puede escribirse como

$$H^I = - \int dV \{ \vec{J}_N(\vec{r}) + \vec{J}_e(\vec{r}) \} \vec{A}(\vec{r}) + \iint dV_N dV_e \left[ \frac{\rho_N \rho_e}{r_{Ne}} - \frac{\rho_N \rho_e}{r_{Ne}} \right] - V_0(r_e) \approx H_1 + H_2$$

El primer término representa la interacción del núcleo y electrón con la radiación.

El segundo término es la interacción estática entre las dos distri-



buciones de cargas y también incluye la interacción central, puntual  $V_0(e)$ , que afecta los estados de energía del electrón.

Este Hamiltoniano de interacción es considerado como una perturbación, que induce transiciones entre un estado inicial  $|i\rangle = |1, m_1; \chi_0 \mu_0\rangle$  del núcleo  $|1, m_1\rangle$  y del electrón ligado  $|\chi_0 \mu_0\rangle$ , al estado final  $|f\rangle = |1, m_2; \chi \mu\rangle$ .

El elemento de matriz de  $H_1$  se calcula sobre la base de la teoría de perturbaciones de segundo orden, correspondiente a la emisión de un fotón virtual por el núcleo y la reabsorción del mismo por el electrón.

Definiendo

$$K = E_N^{(1)} - E_N^{(2)} \quad \text{energía transferida}$$

$$R = \text{radio de normalización del campo de radiación}$$

resulta

$$\langle f | H_1 | i \rangle = \sum_{K', \Pi, L, M} \left\{ \frac{\langle 1, m_2 | J_N A_{LM}^{(\Pi)*} | 1, m_1 \rangle \langle \chi \mu | J_e A_{LM}^{(\Pi)} | \chi_0 \mu_0 \rangle}{K' - K} + \frac{\langle 1, m_2 | J_N A_{LM}^{(\Pi)*} | 1, m_1 \rangle \langle \chi \mu | J_e A_{LM}^{(\Pi)} | \chi_0 \mu_0 \rangle}{K' + K} \right\} \frac{2\pi K'}{R}$$

Para realizar el cálculo especificamos el orden del campo multipolar, por ejemplo magnético y reemplazamos

$$\sum_{K'} \rightarrow \int dK' \frac{R}{\hbar}$$

La expresión así obtenida permite ser dividida en dos términos, uno

responderá al electrón fuera del  
 del mismo en éste, resulta:

$$= \sum_{L,M} \frac{A^{(M)*}}{r^{L+1}} \left[ \langle \chi_\mu | Q_{LM}^{(L)} \text{ (estático)} | \chi_0 \mu_0 \rangle \right. \\
 \left. + \langle \chi_\mu | Q_{LM}^{(L)} \text{ (dinámico)} | \chi_0 \mu_0 \rangle \right]$$

El segundo término representa la finitud del núcleo (electrore-  
 concentración) y para calcularlo explícitamente se necesita el conoci-  
 miento exacto de las funciones de onda nucleares. Si se considera un  
 núcleo puntual  $Q_{LM}^{(L)} \text{ (dinámico)} = 0$  y el término  $Q_{LM}^{(L)} \text{ (estático)}$  varía ya  
 la interacción electrostática de los electrones es modificada de-  
 modo que al electrón ya no ve más una distribución de carga finita.

La suma de los elementos de matriz reducida de  $Q_{LM}^{(L)} \text{ (estático)}$   
 $Q_{LM}^{(L)} \text{ (dinámico)}$ , representado por  $\langle \chi | \tilde{Q}_{LM} | \chi_0 \rangle$ , puede ser expresada en  
 términos de las integrales radiales electrónicas  $R_{XX_0}^{(ML)}$  como

$$\tilde{Q}_{LM}^{(L)} | \chi_0 \rangle = \frac{r^{L+1} (x+x_0)}{[1+(x/x_0)^2]^{L+2}} \langle \chi | Y_L | \chi_0 \rangle R_{XX_0}^{(ML)} \text{ (estático)} + \\
 R_{XX_0}^{(ML)} \text{ (dinámico)}$$

donde

$$R_{XX_0}^{(ML)} \text{ (estático)} = \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} (Kr) f_\chi(r) g_{LM}^{(L)}(r) \frac{1}{r} \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} (Kr') f_{\chi_0}(r') g_{LM}^{(L)}(r') \frac{1}{r'} r^2 dr' \\
 R_{XX_0}^{(ML)} \text{ (dinámico)} = \frac{\int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} [Q_{LM}^{(L)}(r, \theta, \phi)]^* g_{LM}^{(L)}(r) f_\chi(r) \frac{1}{r} \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} [Q_{LM}^{(L)}(r', \theta', \phi')] g_{LM}^{(L)}(r') f_{\chi_0}(r') \frac{1}{r'} r'^2 dr' d\theta' d\phi'}{\int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} (Kr) f_\chi(r) g_{LM}^{(L)}(r) \frac{1}{r} \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} (Kr') f_{\chi_0}(r') g_{LM}^{(L)}(r') \frac{1}{r'} r'^2 dr' d\theta' d\phi'}$$

Las funciones de onda radiales referidas al electrón,  
 $f_\chi(r)$  y  $f_{\chi_0}(r)$  corresponden a los índices  $\chi$  y  $\chi_0$  respectivamente.  
 $g_{LM}^{(L)}(r, \theta, \phi) = Y_{LM}^{(L)}(\theta, \phi) P_L^M(r)$

es puntual, no hay penetración.

El coeficiente de conversión interna, que da la relación entre el número de electrones convertidos con el de  $\gamma$  emitidos por la misma transición nuclear, resulta ser para el caso magnético (igual a

$$\alpha(ML) = \frac{N_{e^-}}{N_{\gamma}} = \frac{4\pi^2 K}{2L+1} \sum_X |\langle X || \tilde{Q}^{(M)} || \chi_0 \rangle|^2$$

En general las propiedades del coeficiente de conversión son las siguientes

- Quando la energía aumenta o decrece fuertemente como  $(Kr)^{-(L+1)}$  aproximadamente.
- Quando aumenta  $Z$  (número atómico)  $\alpha$  aumenta como  $Z^3$ . El origen de esta dependencia es simplemente debida a la variación de la densidad de electrones cerca del núcleo.
- En el caso de aumentar  $L$ , con los demás parámetros fijos,  $\alpha$  aumenta.

Tablas para hallar los valores numéricos de estos coeficientes han sido realizadas primeramente por Rose (31) y tomando en cuenta el efecto de penetración por Sil (32) Este último investigó dos casos límites, suponiendo una corriente superficial en el núcleo o una distribución en todo el volumen ambos modelos dieron aproximadamente el mismo resultado.

Lo calculado anteriormente es para el caso de radiación multipolar magnética, pero las características fundamentales como ser penetración en el núcleo, se conservan para el caso eléctrico. Para mayores detalles ver ref. 33.

Del Hamiltoniano de Interacción Inicial, que representa al proceso de conversión, solamente falta analizar el segundo término.

$$\langle f | H_2 | i \rangle = \langle i | 2m_2 X U | \frac{\hat{p}_N^+ \times \hat{p}_e^+}{|\hat{p}_N^+ - \hat{p}_e^+|} - V_0(r_e) | i | 1M_1 X_0 \mu_0 \rangle$$

que da cuenta de transiciones, prohibidas por las reglas de selección de la radiación electromagnética (monopolares eléctricas E0), que gracias a esta interacción, debida a la penetración nuclear, permite el decaimiento del núcleo por intermedio de un electrón de conversión.

### III.2 Correlaciones angulares, electrón de conversión-gamma

Ya que para observar una distribución angular de electrones necesitamos un conjunto de núcleos con una orientación definida, resolvemos el problema de la misma manera que el de las correlaciones angulares  $\gamma$ - $\gamma$ , o sea, observando en cascada con el electrón la radiación  $\gamma$  y subsiguiente.

Uno de los resultados del capítulo anterior es la posibilidad de expresar  $W(\theta)$  como un producto de dos factores, cada uno de los cuales depende exclusivamente de una de las radiaciones involucradas en la cascada.

Por lo tanto

$$W(\theta) = \sum_{K=\text{par}} A_K(e^-) A_K(\gamma_2) P_K(\cos \theta)$$

la expresión de  $A_K(\gamma_2)$  ya se obtuvo anteriormente y si no se observa polarización, es distinta de cero, para  $K = \text{par}$ .

Introduciendo el llamado parámetro de partícula definido por

$$b_K(\pi L, e^-) = \frac{A_K(e^-)}{A_K(\gamma_2)}$$

en la fórmula anterior resulta

$$W(\theta) = \sum_{K \text{ par}} b_K(\pi L, e^-) A_K(\gamma_1) A_K(\gamma_2) P_K(\cos \theta)$$

como se puede observar, la única diferencia con la correlación angular  $\gamma\gamma$  está dada por el coeficiente  $b_K$ .

La introducción de este coeficiente tiene sentido por el hecho de que el acoplamiento de impulsos angulares, la geometría del problema, es similar en ambos casos. Este efecto es el causante de la forma que adopta el elemento de matriz de la Interacción que es del tipo

$$\sum_{LMN} \langle \vec{P}_s | \chi \mu \rangle \langle \chi \mu | Q_{LM} | \chi_0 \mu_0 \rangle \langle i_2 m_2 | J_N A_{LM}^{(\Pi)*} | i_1 m_1 \rangle$$

$\langle \vec{P}_s | \chi \mu \rangle$  { representa el desarrollo en ondas planas del electrón  
 $|\vec{P}_s\rangle$  en término de las funciones de onda con impulso  
angular bien definido  $|\chi \mu\rangle$

$\langle \chi \mu | Q_{LM} | \chi_0 \mu_0 \rangle$  { describe la transición del electrón del estado  $|\chi_0 \mu_0\rangle$   
al estado final  $|\chi \mu\rangle$  por la absorción de un fotón virtual  
(LMI)

$\langle i_2 m_2 | J_N A_{LM}^{(\Pi)*} | i_1 m_1 \rangle$  { describe la emisión de este fotón proveniente del decaimien-  
to nuclear del estado  $|i_1 m_1\rangle$  al estado  $|i_2 m_2\rangle$ .

Justamente este último término va a resultar, una vez reemplazado en  $W(\theta)$ , el factor  $A_K(\gamma_1)$ . Por lo tanto todos los factores restantes que son de la forma

$$\langle \chi | Q_L | \chi_0 \rangle \langle \chi' | Q_L | \chi'_0 \rangle$$

por coeficientes de acoplamiento de impulsos angulares, formarán el llamado parámetro de partícula.

Estos parámetros pueden hallarse en la tabla publicada por Hager y Seltzer (34) cuyos cálculos están basados en funciones de onda relativistas del electrón (por el método de Hartree-Fock-Slater) y tomando en cuenta la finitud del núcleo con una distribución de carga que responde a la función de Fermi.

#### REFERENCIAS

- 31) M. F. Rose, Internal conversion coefficients (Oak Ridge National Laboratory).
- 32) L. A. Sliv y I. M. Band, Coefficients of internal conversion of gamma radiation (Academy of Science, Leningrad, 1956)
- 33) R. M. Steffen, Angular distributions of conversion electrons (Purdue University, Lafayette, Indiana)
- 34) R. S. Mager y E. C. Seltzer, K, L and M shell particle parameters, California Institute of Technology, Pasadena, California (1967).

## CAPITULO IV

### MÉTODOS EXPERIMENTALES

#### IV.1 Introducción

En años recientes se han realizado nuevos cálculos teóricos sobre los coeficientes de conversión interna y parámetros de partícula, para las tres capas principales K, L, y M. Por lo tanto su determinación experimental y posterior comparación con la teoría constituye una investigación de fundamental interés.

Para la realización de estas experiencias, se han montado diferentes espectrómetros de alta resolución, uno de los más comunes usados es el espectrómetro magnético del tipo introducido por Gerholm (41). Una versión más desarrollada de este espectrómetro ha sido presentada por el grupo dirigido por Siegbahn (42). Esta clase de instrumentos combina una alta resolución (18) y una buena transmisión (22).

Los contadores semiconductores han sido extensamente empleados en la detección de electrones (43,44) y una de sus ventajas fundamentales es la posibilidad de detectar simultáneamente todo el espectro. No ocurre lo mismo con los magnéticos, ya que estos seleccionan magnéticamente los electrones de una determinada energía, que luego inciden sobre el detector, y por lo tanto para obtener el espectro total se tiene que ir variando de forma continua el campo magnético.

Otra de sus ventajas es la sencillez constructiva del espectrómetro de estado sólido comparada con la del magnético, que se traduce en una mayor simplicidad de las correcciones necesarias para obtener información a partir de él.

Nuestro objetivo es realizar un espectrómetro con una resolución que permita superar las energías de los electrones de conversión L y M del



$^{207}\text{Bi}$  - cuya diferencia es del orden de 15 keV - y de esta manera obtener los parámetros de partícula para las tres capas principales K, L y M.

Existe un trabajo anterior realizado con el espectrómetro magnético de Siegbahn (45) en el cual se determinó los parámetros en las capas K y L+M, con una resolución que no permitió su separación. Estos resultados permiten la comparación de parte de nuestros datos, con los obtenidos con otro espectrómetro completamente diferente, dando así mayor consistencia a los datos experimentales inferidos sobre las capas L y M.

Existe una experiencia de Zganfar y Hamilton investigando los parámetros de partícula K, L y M, pero en este caso en la transición de 192 keV del  $\text{Nd}^{142}$  (46), donde los datos obtenidos no concuerdan con la teoría, esta da prueba de la importancia de este tipo de investigaciones.

La cascada considerada tiene un nivel intermedio, como se puede observar en la fig. IV.1, de una vida media del orden de  $0,1 \text{ ns}$ , con la que se espera efecto perturbativo en la correlación de los pines como en cascadas. Aplicando las reglas de selección, hallamos que el nivel (II), o los estados involucrados en la cascada, correlación angular  $\sigma_{\gamma\gamma}$  de la forma:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = a_0 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta)$$

donde:

$$a_2(\text{cm}^2) = \frac{E_2}{E_1} \quad \text{y} \quad a_4(\text{cm}^2) = \frac{E_4}{E_1}$$

quiere decirse que para determinar la correlación

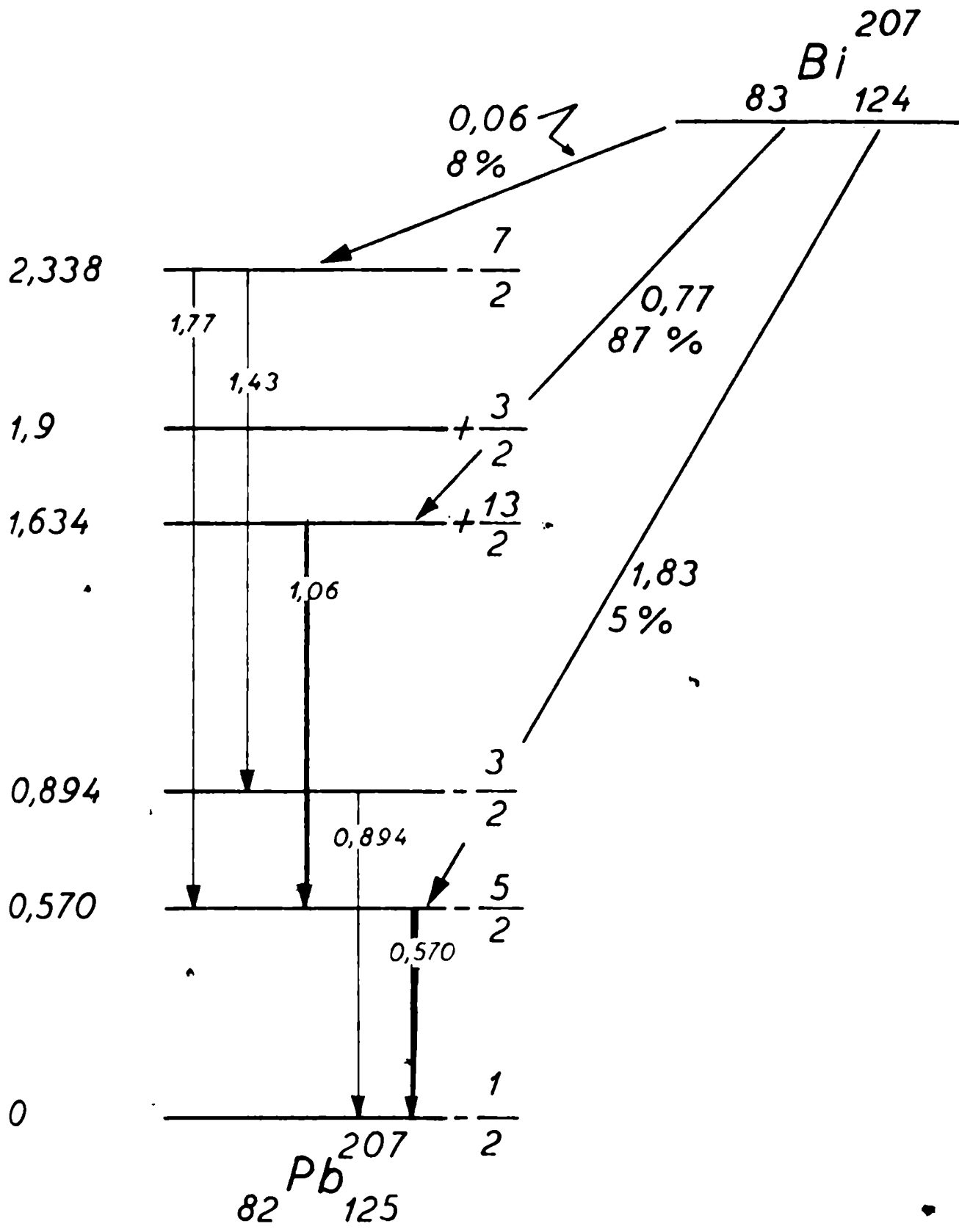


FIG. IV.1

gulos distintos.

Como nuestro objetivo es obtener los parámetros de partículas definidos por:

$$A_2(\alpha-\gamma) = b_2 A_2(\gamma_1) A_2(\gamma_2) = b_2 A_2(\gamma-\gamma)$$

necesitamos por lo tanto los valores de  $A_2(\gamma, \gamma)$ , que lo provee la correlación angular  $\alpha-\gamma$ , por supuesto con la misma fuente con la cual se realizó las correlaciones angulares  $\alpha-\gamma$  para evitar así, algún error sistemático.

Resumiendo se necesita realizar dos experiencias de correlación, en las páginas siguientes se relata la forma en que han sido llevados a cabo.

#### IV.2 Montaje del espectrómetro de estado sólido

Resumen de las propiedades de los detectores semiconductores

La amplitud de los pulsos correspondientes a una energía dada tiene una cierta dispersión que define la resolución del espectrómetro. Esta dispersión obedece a tres factores fundamentales:

fluctuación estadística de los portadores,

Resolución fñica inherente a la naturaleza del detector

a) fluctuación estadística asociada.

b) número de portadores  $N$ , que resulta de una partícula  $\alpha$  que tiene una distribución de Poisson, luego:

$$\sigma = \sqrt{N} = \sqrt{E}$$

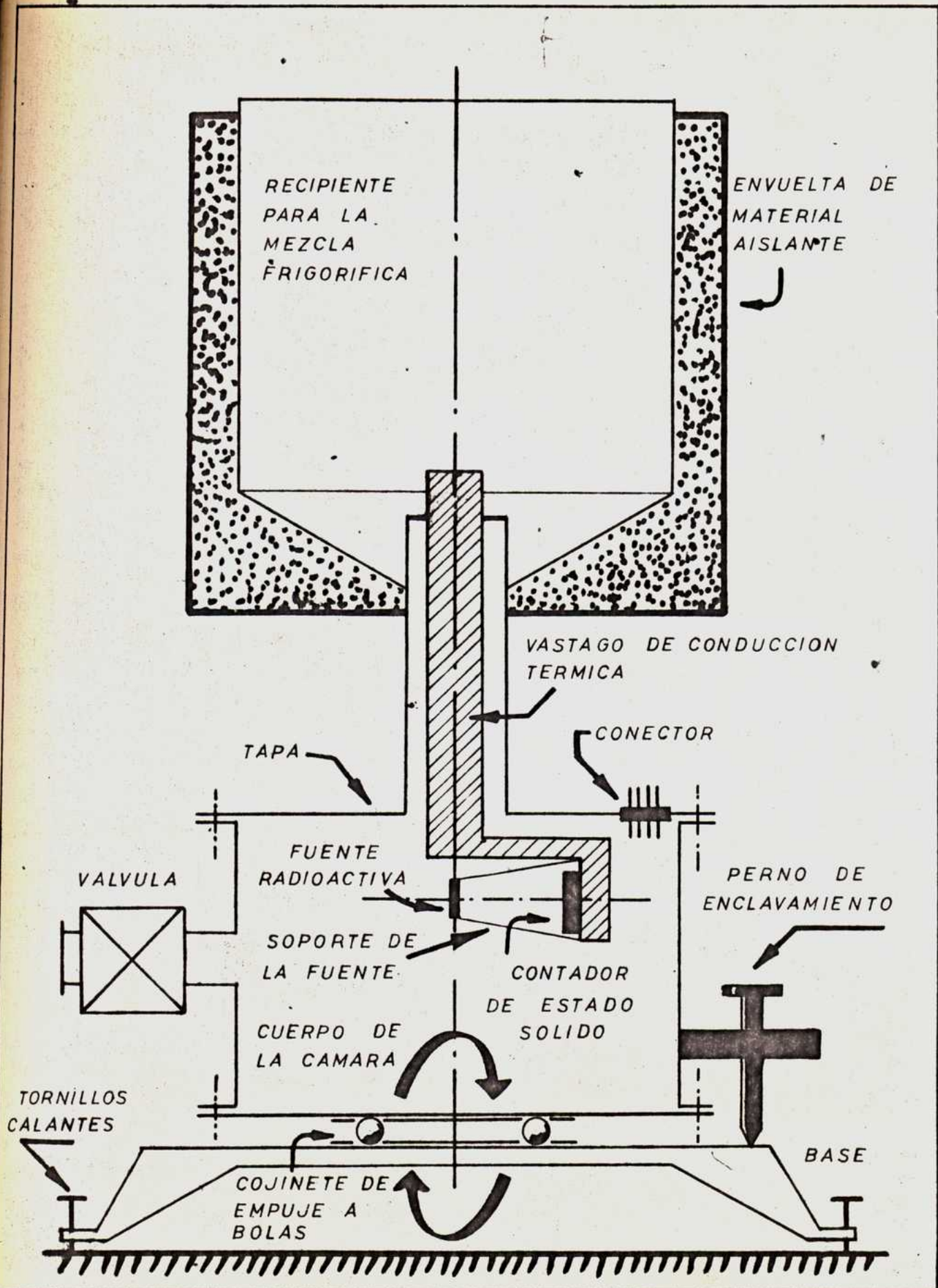


Fig IV.2

por lo tanto la dispersión standard  $\sigma$  aumenta con la energía.

b) i) Movilidad de los portadores: debido a la interacción con las vibraciones de la red los portadores experimentan una fuerza viscosa. Para mejorar el tiempo de recolección se deba minimizar el efecto de los fonones disminuyendo la temperatura.

ii) Ruido térmico: ocurre en cualquier conductor circule o no corriente. Si se observa la tensión a la salida de un circuito exterior que hace de filtro, el valor medio es nulo pero  $\bar{V} = \frac{Kf}{C}$  C: capacidades parásitas y del detector.

iii) Ruido introducido por la corriente: se caracteriza por una dependencia inversa ( $f^{-1}$ ) con la frecuencia. Se supone que esté asociado con efectos de superficie, por contactos defectuosos y por corrientes de fuga superficiales.

El.3 Dispositivo experimental

Se utilizó un contador de litio difundido en silicio fabricado por SINTCO Ltd., de Montreal, Canadá. Las características del mismo son: sección 50  $\mu\text{m}^2$  profundidad de barrera 3 mm. El montaje experimental utilizado se esquematiza en la fig. IV.2. En el crióstato se coloca mazata refrigerante que esté en contacto térmico, a través de un dedo de cobre, con el detector y parte del dispositivo electrónico. La pastilla que constituye el detector posee una de las caras cubierta de oro, a efectos de recolectar cargas y conectarles tensión, en la cual por medio de un alfiler de cobre se hace el contacto eléctrico a presión. La cara posterior, se la pone en contacto térmico y además funciona como punto de referencia del voltaje.

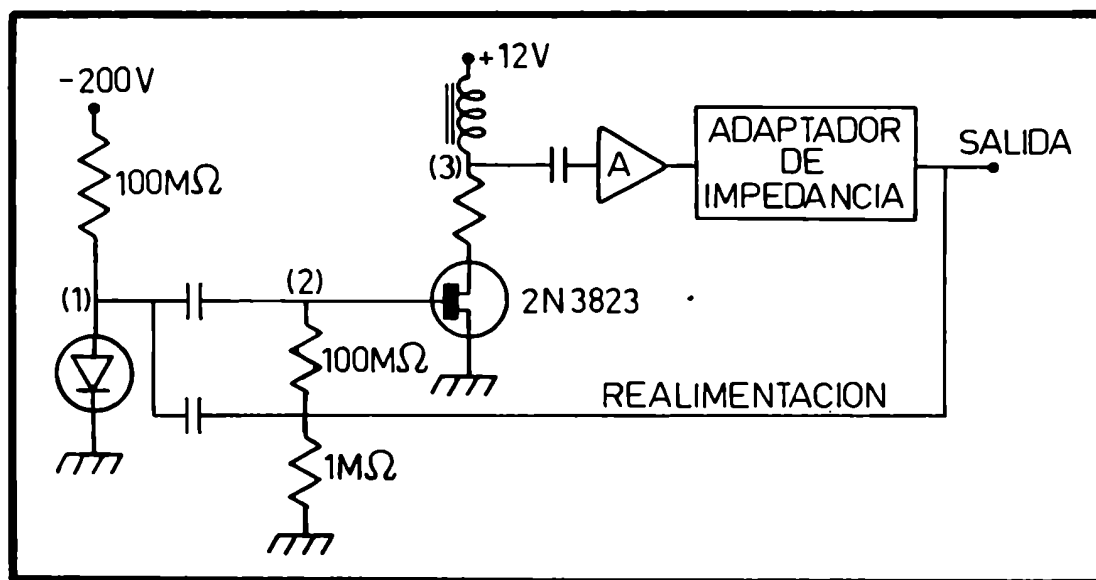
Todos estos elementos se hallan en una cámara de vacío, a una presión del orden de  $10^{-5}$  mm de Hg, y dimensiones suficientes para minimizar los efectos de retrodispersión de los electrones en sus paredes. Además la cámara puede girar alrededor de un eje vertical a fin de permitir el estudio de correlaciones angulares.

Esta disposición se ha adoptado por las siguientes razones. A temperatura ambiente el ruido por corriente de fuga en el detector es muy elevado, es necesario enfriar, y al descender la temperatura hay fenómenos de condensación que dificultan los contactos eléctricos y aumentan el ruido por corrientes de fuga superficiales. Para evitar estos efectos se trabaja al vacío.

#### IV.4 Preamplificador de bajo ruido

La alimentación de tensión al detector y su primera amplificación está realizada por el llamado preamplificador interno, que recibe este nombre por estar sus elementos en las proximidades del detector, dentro de la cámara. Esta parte está conectada con otras etapas de amplificación y adaptación de impedancias que forman el preamplificador externo (fuera de la cámara). Ambas en conjunto constituyen el preamplificador.

Es utilizado en nuestro espectrómetro, que operamos en configuración de funcionamiento, es debido a un diseño de Nakamura (47).



El detector, representado por un diodo, está polarizado con 200 volt negativos para que no conduzca normalmente. Cuando incide un electrón el diodo conduce una pequeña corriente y disminuye la tensión en el punto (1), de una manera considerable ya que la resistencia es de 100 MΩ. Como la tensión en ese punto era anteriormente negativa, la caída genera un pulso positivo a la entrada del condensador. El paso siguiente es amplificarlo por intermedio del transistor de efecto de campo (FET), pero como no se puede poner la salida del detector directamente a la entrada del FET, ya que hay 200 volt, se desacopla la continua con un condensador. Las variaciones de carga en el punto (2) se traducen debido a las resistencias de 1000 MΩ y 1MΩ en variaciones de voltaje que son necesarias para que las amplifique el FET.

El FET es un amplificador que funciona a bajas temperaturas - de alta impedancia de entrada - (del orden de  $10^4$  mayores que un transistor común) que traduzca las variaciones de tensión en variaciones de corriente. Normalmente el FET conduce una corriente constante, si queremos tener una respuesta en tensión a las variaciones de corriente necesitamos poner una resistencia muy grande a la salida, esto está limitado por las condiciones externas de alimentación del FET, que la fijan a un valor del orden de 1KΩ. Una solución a este problema es poniendo una inductancia, cuya propiedad es ofrecer mucha resistencia a las variaciones de corriente, que son en definitiva, las que nos interesan. A la salida del FET, punto (3), tenemos un cambio de polaridad y una resistencia pequeña de amortiguamiento. El paso siguiente es desacoplar el FET de otros circuitos, por intermedio de un condensador, para no perturbar la corriente en el FET. Estos pulsos son nuevamente amplificados y se adoptan las impedancias, por intermedio de varios seguidores emisores. De esta manera se baja la impedancia de salida, que permite acoplarla a otros circuitos, sin pérdida de amplificación.

Finalmente, para disminuir el ruido se realimentan negativamente la

salida con el punto (i).

El ruido, en este preamplificador, proviene fundamentalmente de la resistencia de 100MQ, que por su intermedio se introduce el voltaje polarizador, los otros elementos están dentro del lazo de realimentación y por lo tanto sus efectos son disminuidos.

Para evitar la mayor cantidad de ruido se debe mantener bien fija esta resistencia (disminuir el microformismo) y limpiar su superficie (desengrasada con tricloroetileno) para disminuir las impurezas superficiales.

Finalmente se obtiene a la salida un pulso negativo del orden de volt y tiempo de caída  $\mu$ s y de relación señal-ruido de

Un esquema más completo de este preamplificador se puede observar en la fig. IV.3.

#### IV.5 Electrónica asociada

La amplificación obtenida es todavía insuficiente para procesar posteriormente los pulsos, por lo tanto se los amplifica nuevamente en un factor 100 mediante un amplificador lineal, diferenciador-integrador ORTEC (modelo 410). Este además de amplificar conforma los pulsos transformándolos en una parte positiva y negativa. Esto es necesario para que así al pasarle por cero, de la posibilidad de definir electrónicamente un tiempo de llegada del pulso y por lo tanto puedan realizarse entre ellos coincidencias. Luego del amplificador los pulsos pasan a la unidad discriminadora COINCIDENCE SCALATION (Modelo 80) que consiste en un discriminador rápido y un selector monomodal. El primero tiene acoplado un sistema de retardo y de fijación de tiempo de resolución de la coincidencia rápida. El equipo tiene la posibilidad de retrasar los pulsos hasta 700 ns y un tiempo de resolución de 10 ns como máximo.

Este instrumento tiene por misión realizar coincidencias entre pul-



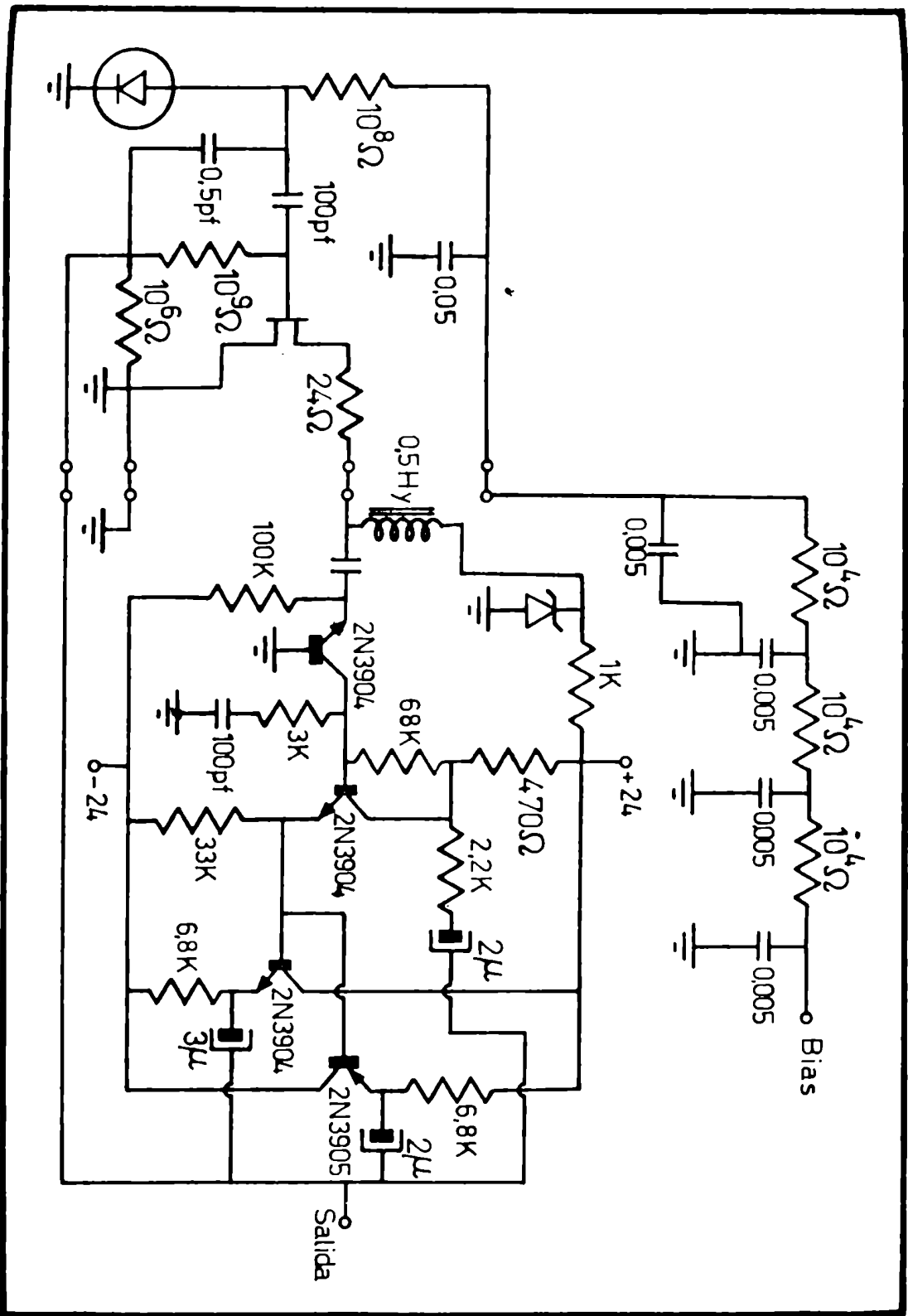


Fig. IV-3 Pre-amplificador externo.

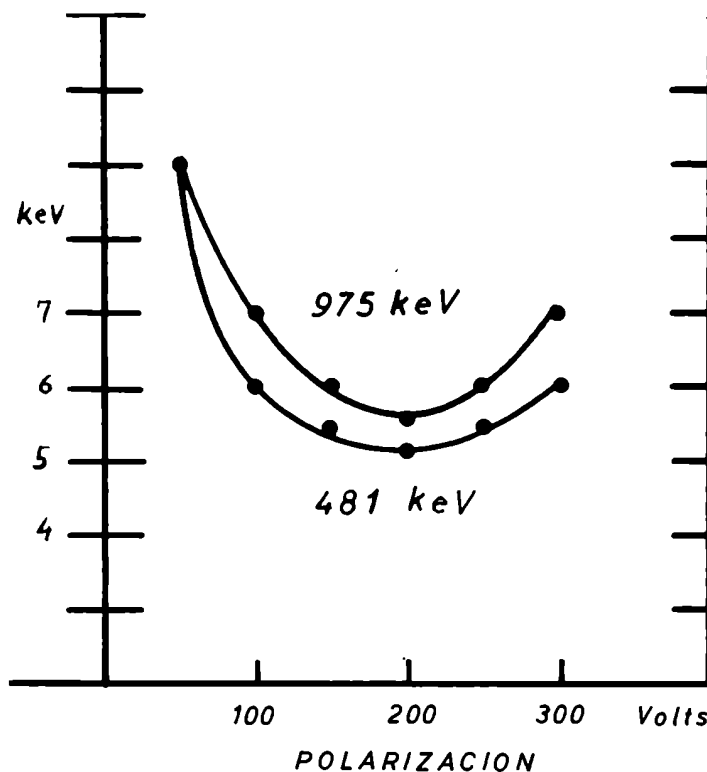
ses provenientes de distintos discriminadores, y para ello posee un sistema programable de coincidencias, la fig. IV.4 muestra un esquema simplificado de su funcionamiento.

#### IV.6 Optimización del espectrómetro

Una vez minimizadas todas las fuentes posibles de ruido, asegurando y limpiando todos los elementos electrónicos, el elemento más crítico en la resolución del espectrómetro lo constituye el FET.

El FET necesita para mejorar sus propiedades estar a bajas temperaturas, para ello se lo montó en las proximidades del detector y en contacto con el dedo frío. En estas condiciones, de una colección de FET se seleccionó el mejor, dejando constante la tensión aplicada al detector, y midiendo la resolución que se obtenía en cada uno de ellos.

Una vez hecha la selección anterior nos queda otros dos parámetros importantes que son: la tensión aplicada al detector y las constantes de diferenciación e integración del amplificador. Los resultados obtenidos variando la tensión se muestran en la figura siguiente.



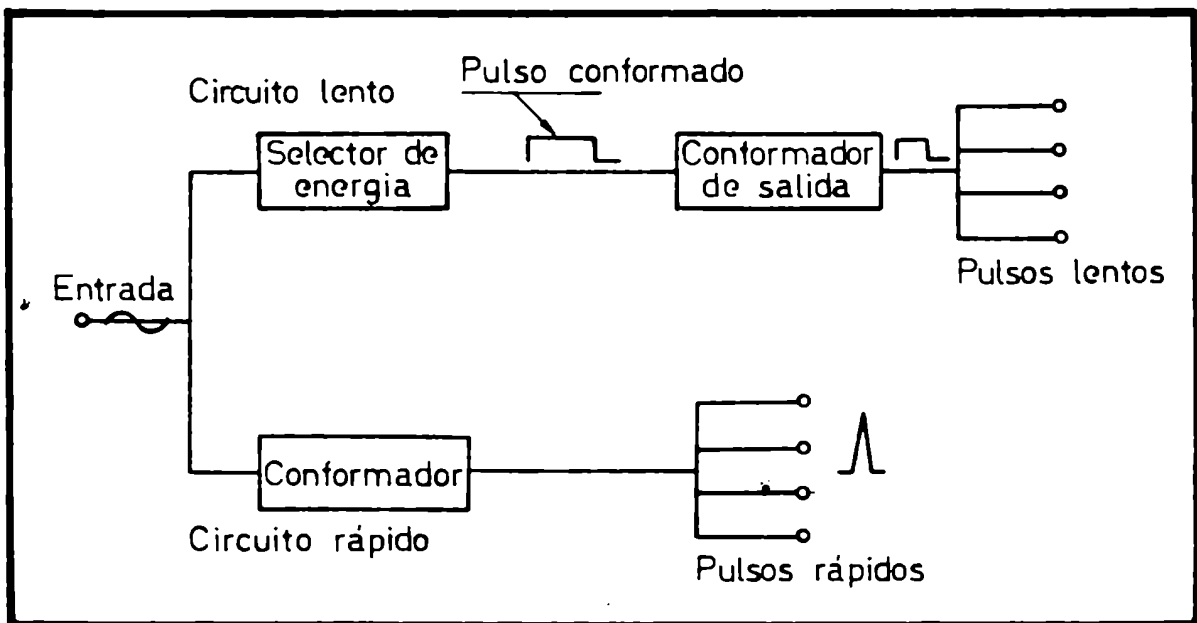


Fig. IV-4 Esquema en bloco del discriminador COSMIC RADIATION.

En las figs. IV.5 y IV.6 se comparan dos espectros con condiciones de diferenciación e integración muy dispares, obteniéndose una diferencia en la resolución, que evidencia la importancia de este efecto.

A partir de estos espectros se ha obtenido la calibración del espectrómetro demostrando su linealidad como lo muestra la fig. IV.7.

Para la obtención de espectros de coincidencias se montaron contadores de centelleo, unidades HARSHAW a  $90^\circ$  y  $180^\circ$  y a una distancia de la cámara suficiente para determinar correctamente los ángulos sólidos. Espectros obtenidos por intermedio de estos detectores pueden observarse en la fig. IV.8. Los pulsos provenientes de estos contadores son amplificados y conformados antes de pasar por los discriminadores, cuya ventana selecciona la energía del pico y elegida. Luego de haberse hecho esta selección en energía, los circuitos liberan pulsos de comando que son procesados previamente en un circuito llamado ROUTING, ver fig. IV.9. Este equipo tiene por misión, por cada pulso de coincidencia que le llega, liberar dos pulsos debidamente conformados. Uno de ellos abre la compuerta del Multicanal NUCLEAR DATA 130, y así deja pasar a la memoria, del espectro simple, solamente el que está en coincidencia. El otro pulso simultáneamente selecciona una de las submemorias del Multicanal, en la cual va a ser almacenada el pulso anterior de coincidencia. O sea que este instrumento permite almacenar en dos partes diferentes de la memoria dos espectros independientes obtenidos a distintos ángulos. Este sistema además de aprovechar al máximo la capacidad de memoria, al almacenarlos simultáneamente evita en gran parte los errores que se puedan cometer. Ver fig. IV.10.

Entre las ramas electrónicas en que se procesa cada uno de los pulsos, con los cuales posteriormente se realizan coincidencias, presentan un retraso relativo entre sí. Por lo tanto para elegir las condiciones óptimas del equipo es necesario registrar la eficiencia de coincidencias en

ESPECTRO DE ELECTRONES DE CONVERSION  
PROVENIENTES DE LA DESINTEGRACION DEL .

**Bi** <sup>207</sup>

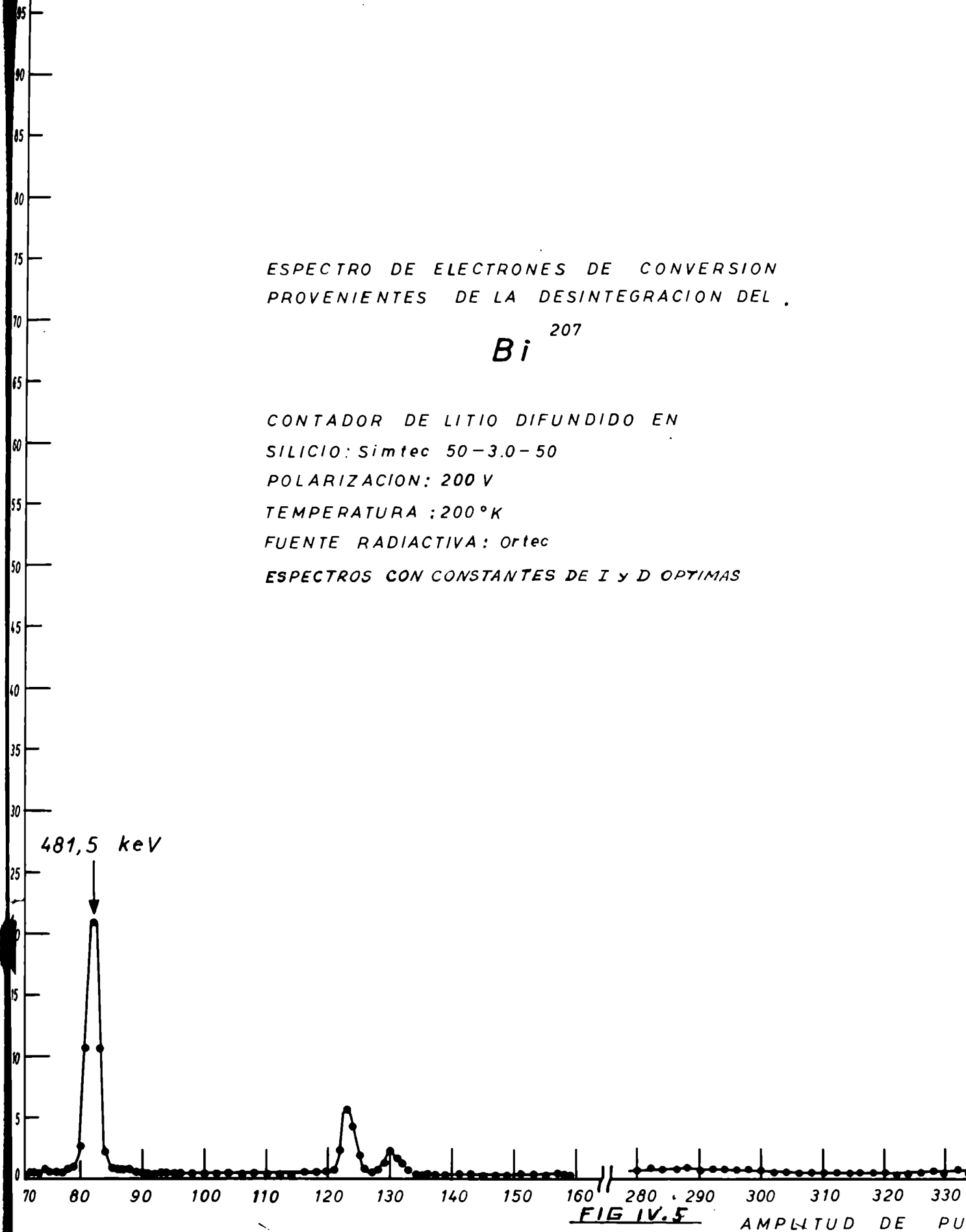
CONTADOR DE LITIO DIFUNDIDO EN  
SILICIO: *Simtec 50-3.0-50*

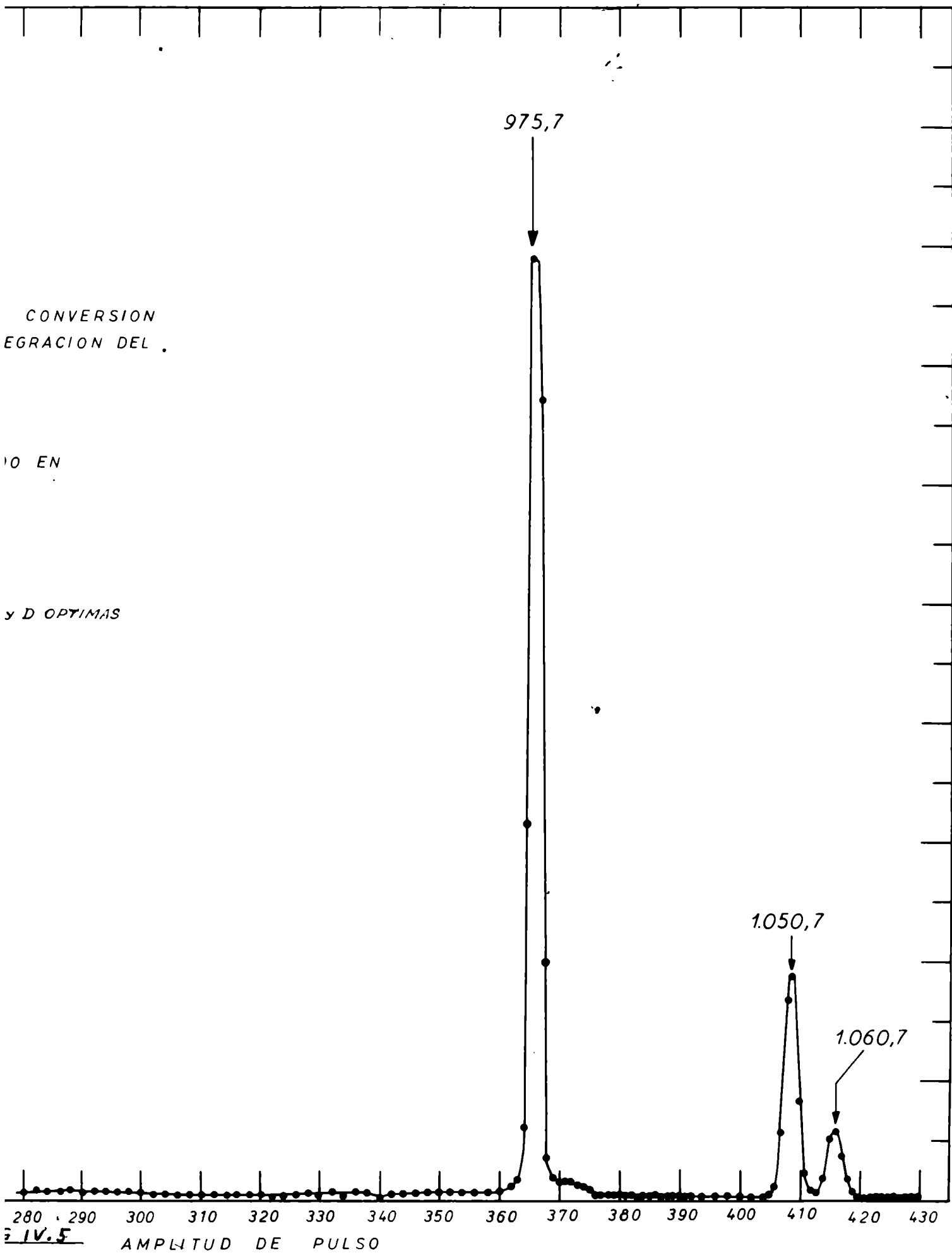
POLARIZACION: 200 V

TEMPERATURA : 200 °K

FUENTE RADIATIVA: *Ortec*

ESPECTROS CON CONSTANTES DE I y D OPTIMAS





ESPECTRO DE ELECTRONES DE CONVERSION  
PROVENIENTES DE LA DESINTEGRACION DEL

*Bi*<sup>207</sup>

CONTADOR DE LITIO DIFUNDIDO EN

SILICIO: *Simtec 50-3.0-50*

POLARIZACION: 200 V

TEMPERATURA: 200 °K

FUENTE RADIOACTIVA DE: *New England Corp.*

ESPECTRO CON CONSTANTES DE I y D POCO ADECUADAS

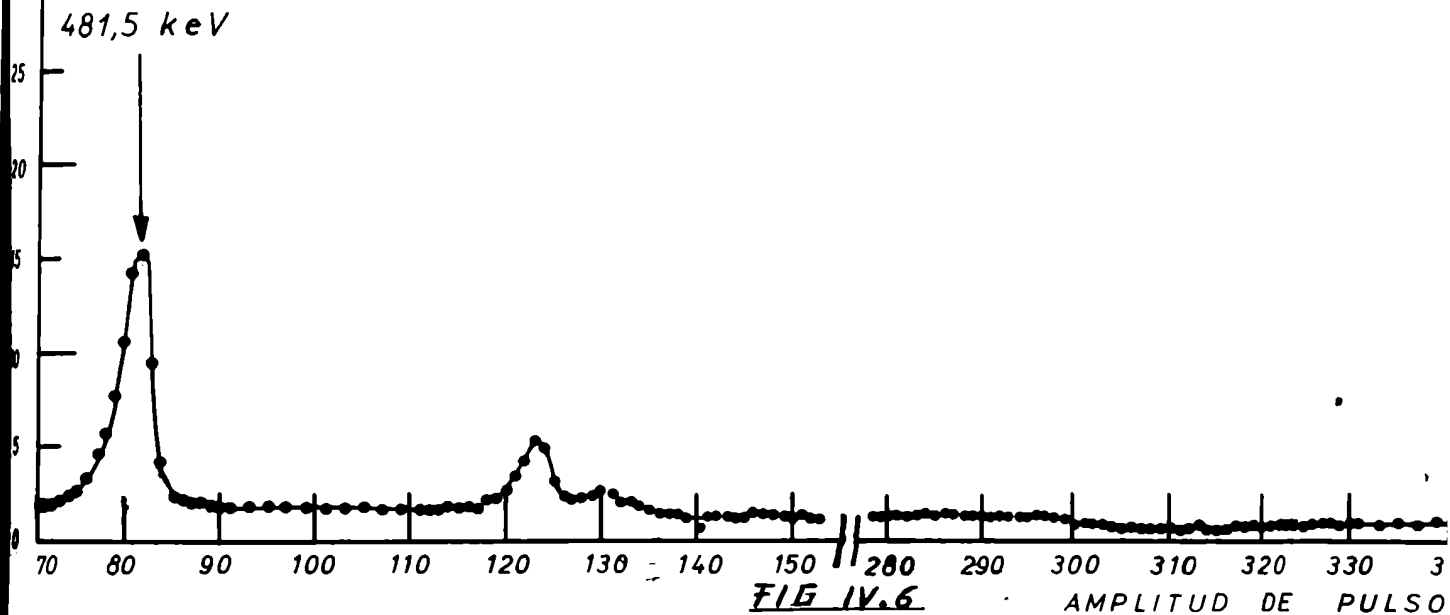
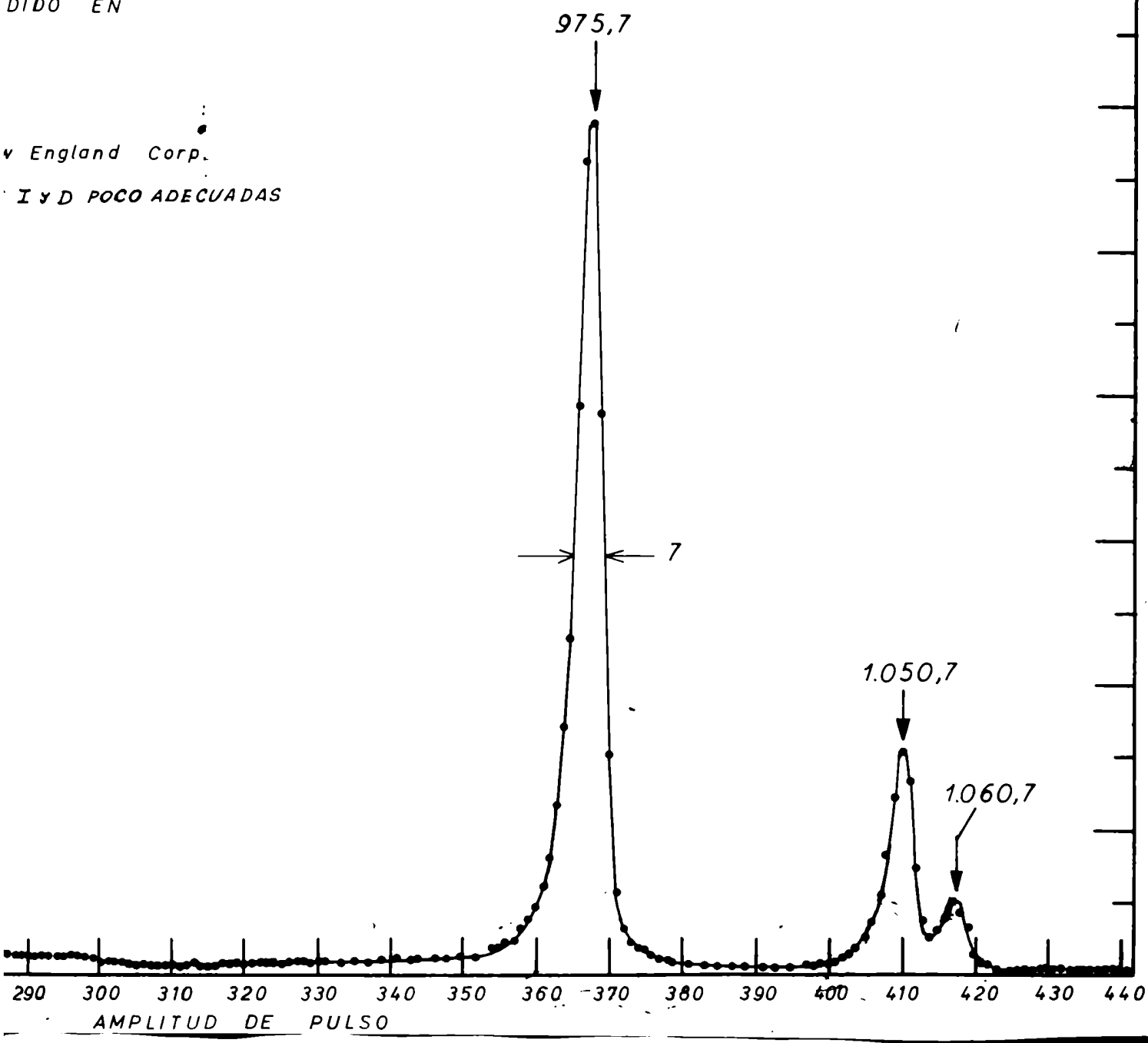


FIG IV.6

DE CONVERSION  
TEGRACION DEL

DIDO EN

v England Corp.  
I y D POCO ADECUADAS





ENERGIA  
(keV)

1.000

500

0

-100

-65

0

100

NUMERO DE

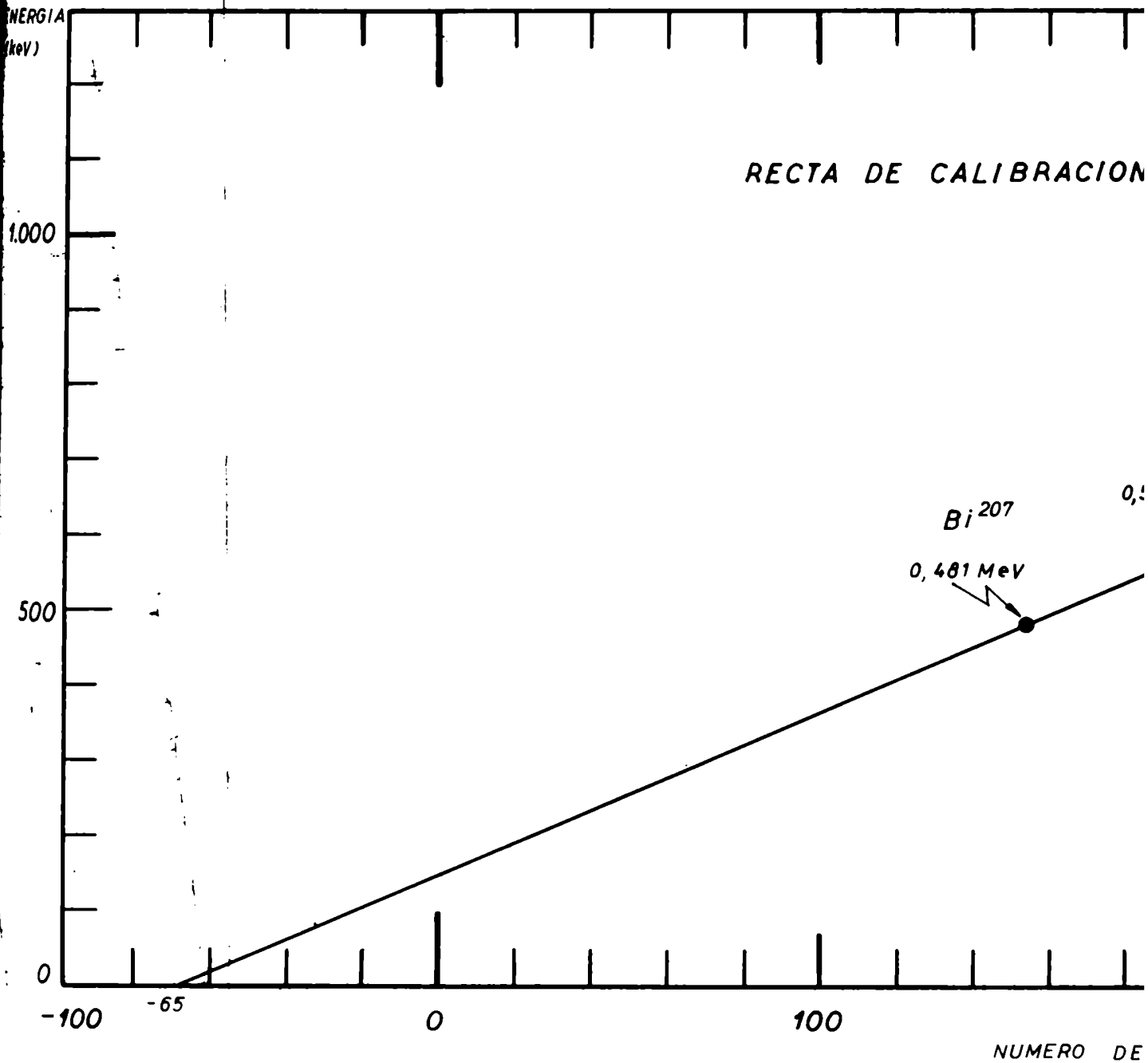
RECTA DE CALIBRACION

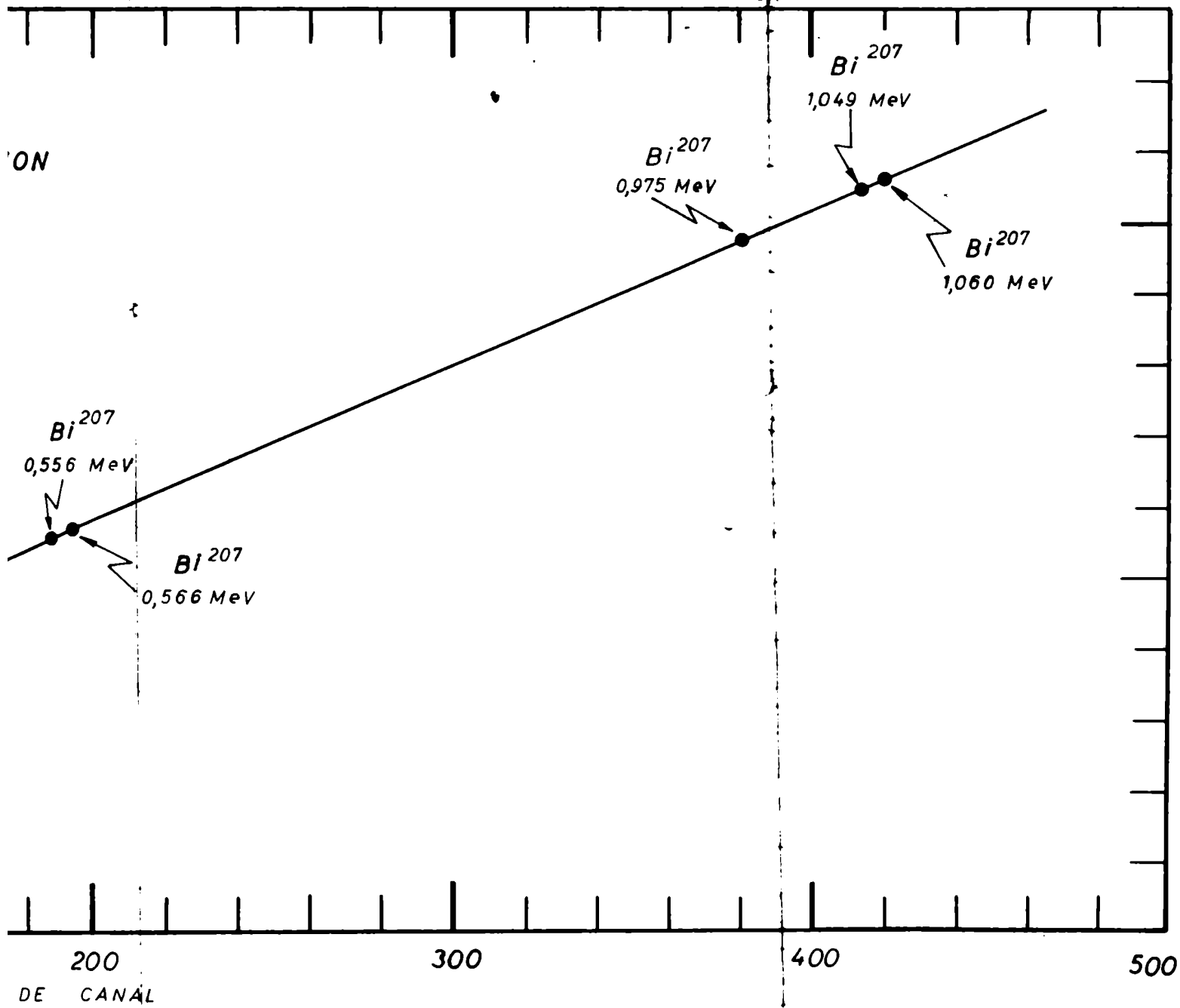
Bi<sup>207</sup>

0,481 MeV

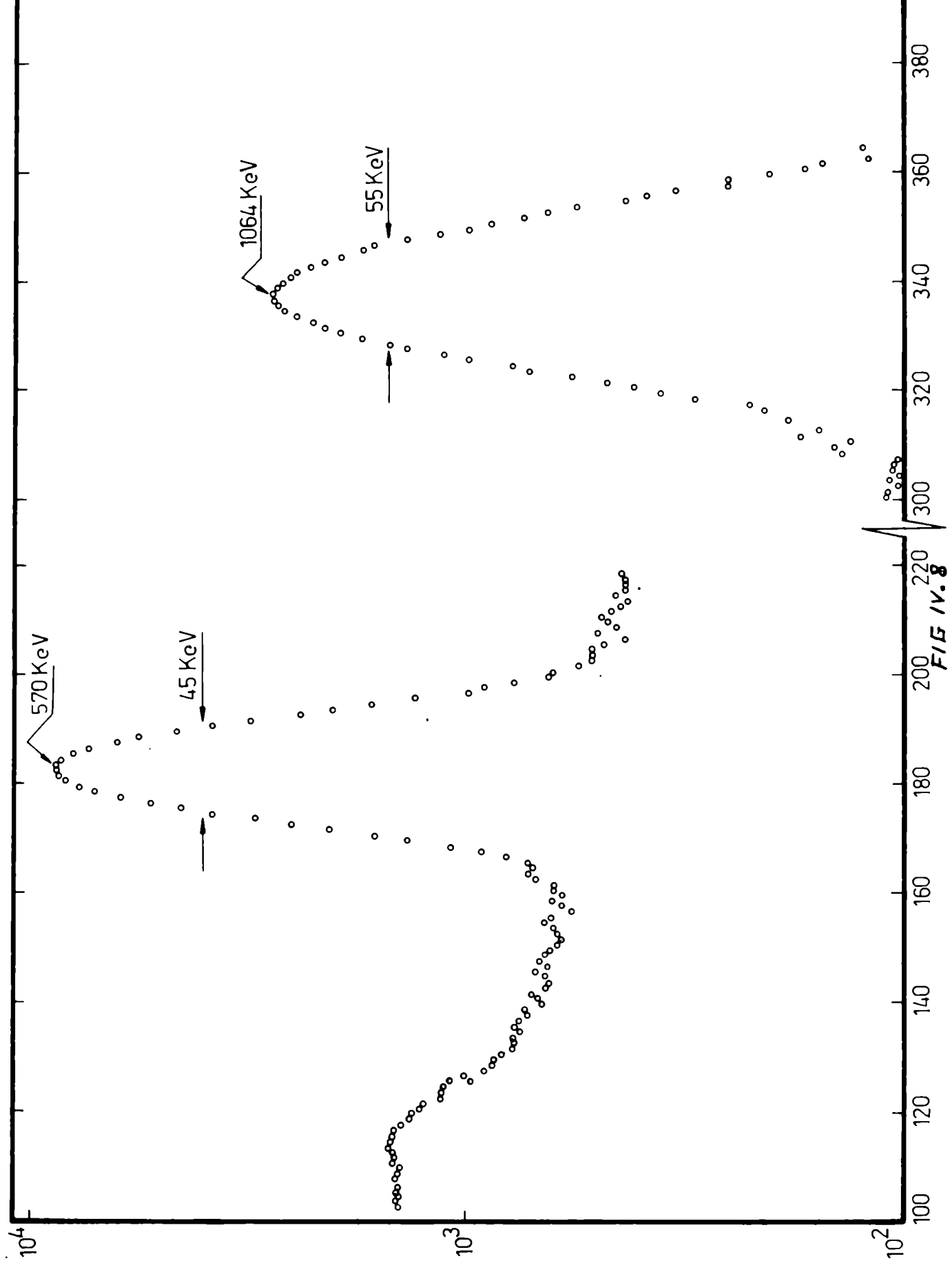
0,5

Fig. IV.7 Recta de calibración





ón del espectrómetro beta.



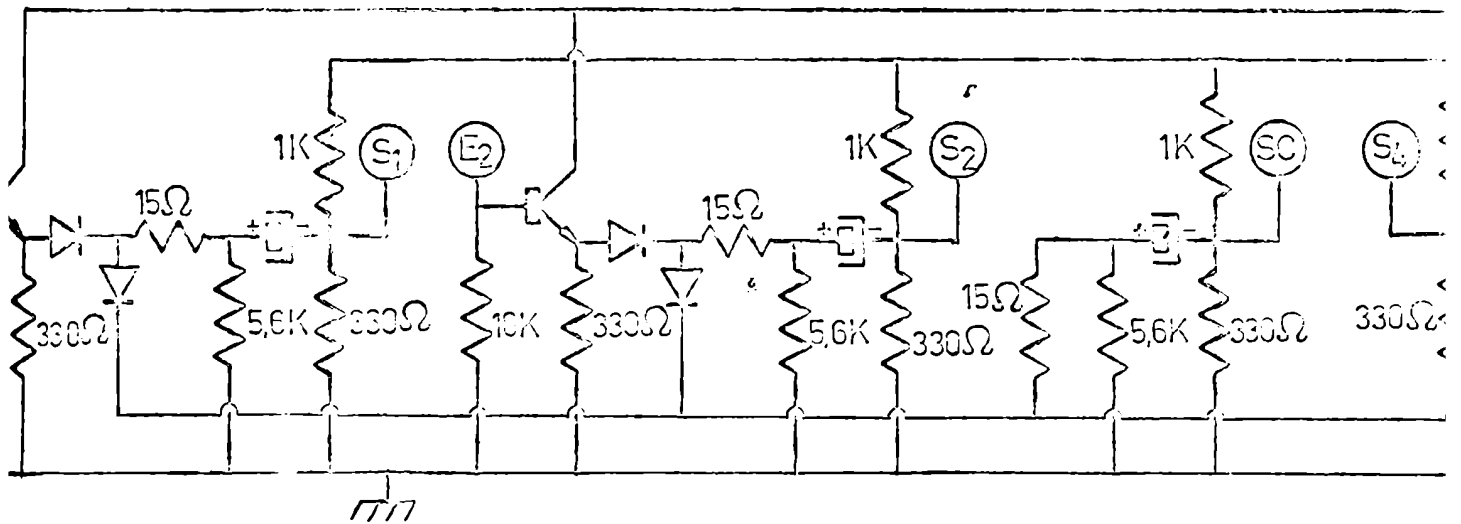
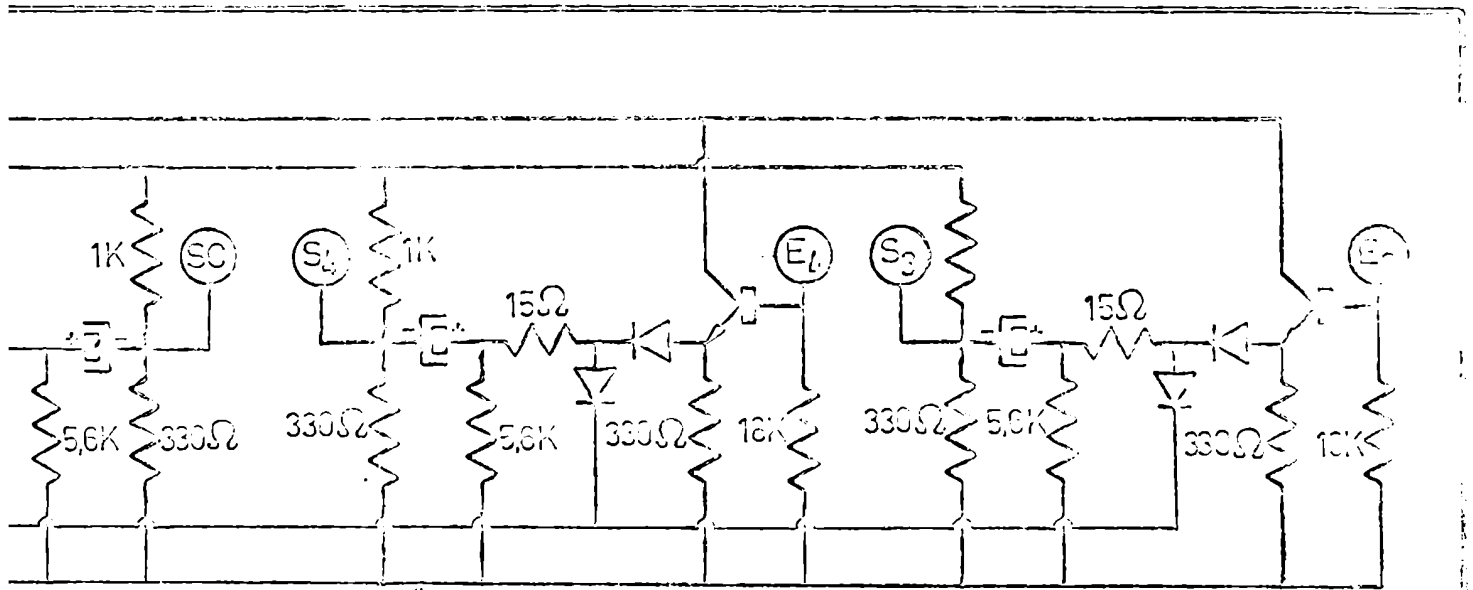


Fig. 1V 2 Sistema de Routing



TRANSISTORES 2N2923  
 DIODOS OA9  
 CAPACITORES  $100\mu\text{f} \times 12\text{V}$

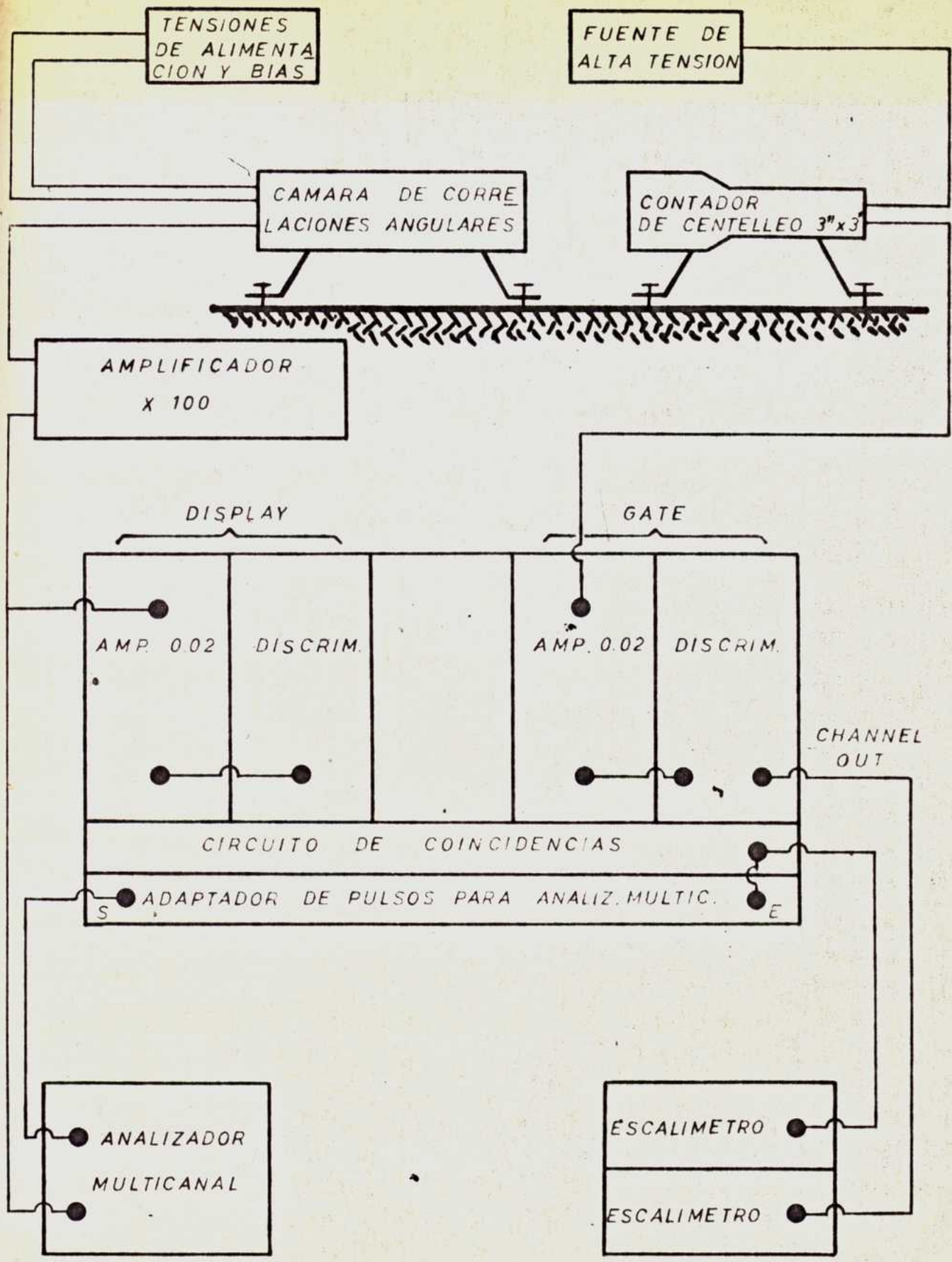
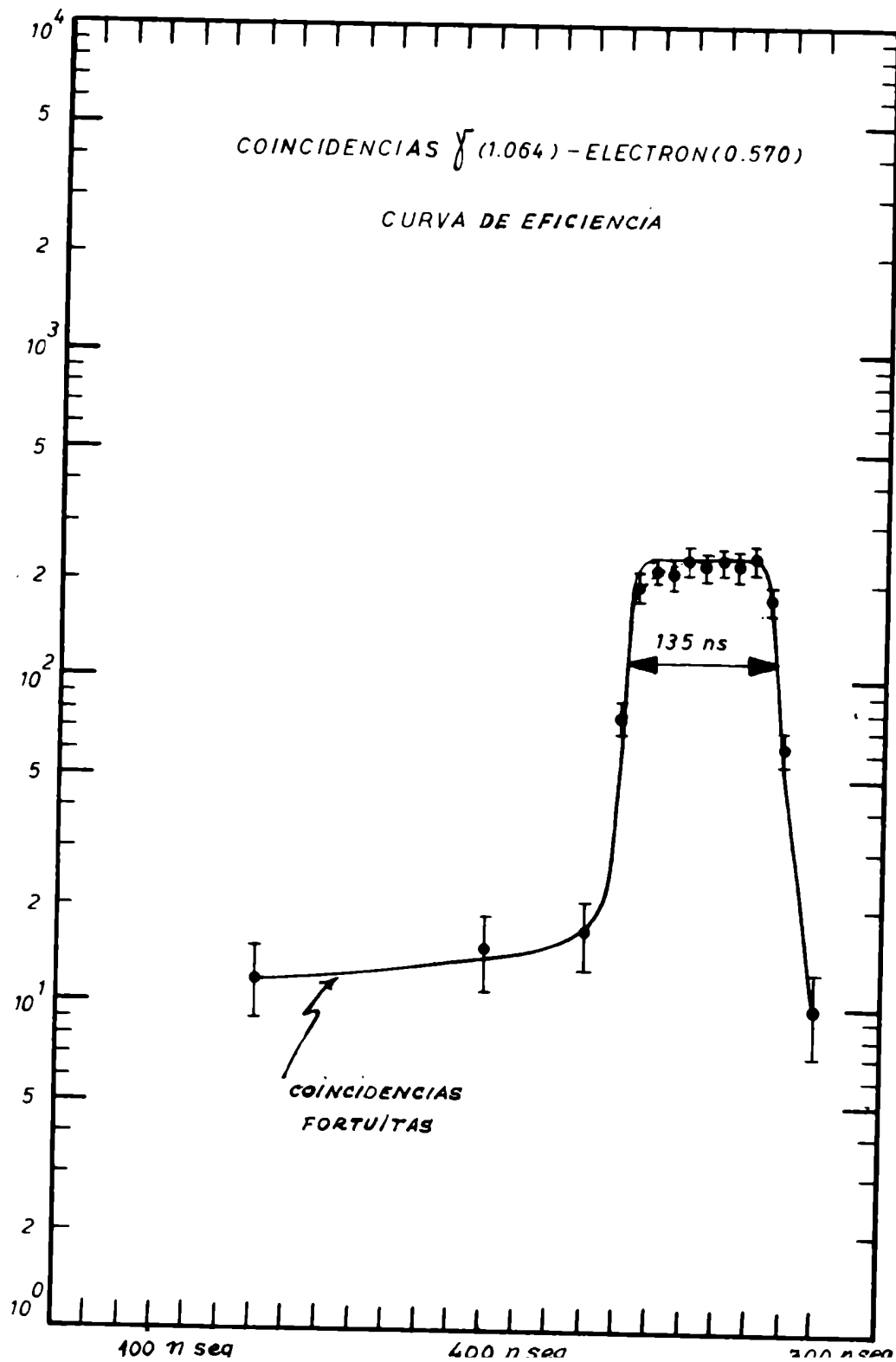


FIG. IV-10

función de los retrasos relativos de las ramas. Como se ve en la fig. IV.9. El ancho de esta curva está fijado externamente por el tiempo de resolución, que en este caso fue de 50ms y que influye en la relación de coincidencias fortuitas a reales.

Las coincidencias fortuitas son las coincidencias al azar entre dos núcleos distintos, esto constituye un error que es necesario corregir, su efecto se determina registrando un espectro con un retraso muy grande entre sus ramas. La probabilidad de observarlo crece con el tiempo de resolución, se procura obtener una buena relación real a fortuita, como en este caso de 20/1, para minimizar este efecto.

Las condiciones óptimas de retraso son en el medio de la parte plana de la curva para así evitar, que una variación en las condiciones del equipo, se traduzca en una fuerte variación en la eficiencia de coincidencias y por lo tanto invalide la medición.





## REFERENCIAS

- 41) I. R. Gerholm y B. G. Petterson, Nucl. Instr. and Meth. 4 (1959) 107
- 42) P. Kleinheinz, L. Samuelson, R. Vukanović y K. Siegbahn, Nucl. Instr. and Meth. 32 (1965) 1
- 43) H. T. Easterday, A. J. Haverfield y J. M. Hollander, Nucl. Instr. and Meth. 32 (1965) 333
- 44) H. E. Bosch, E. Szichman, A. Basoggio y R. Dolinkue, Nucl. Instr. and Meth. 52 (1967) 289
- 45) P. Kleinheinz, P. Vukanović, L. Samuelson, D. Krmptić, H. Lindstrom y K. Siegbahn, Nuclear Physics A93 (1967) 63
- 46) E. F. Zganjar y J. H. Hamilton, Proceedings of the International Conference of the Internal Conversion Process (1965)
- 47) E. Eled y M. Nakamura, Nucl. Instr. and Meth. 42 (1966) 315.

## CAPITULO V

### ANALISIS DE LA INFORMACION

Los espectros típicos obtenidos en coincidencia a varios ángulos se muestran en la fig. V.1.23. La información necesaria se obtiene calculando las áreas de los picos K, L y M, para cada uno de los ángulos, con un criterio fijo ya que el resultado surge de la comparación entre ellos. Se obtuvieron aproximadamente 50 espectros para cada transición analizándose del orden de 50.000 coincidencias en el pico de conversión K. Sobre el valor de las áreas fueron descontadas la contribución de las coincidencias fortuitas y todos estos datos fueron seleccionados mediante la prueba estadística del  $\chi^2$ .

#### V.1 Método de $\chi^2$

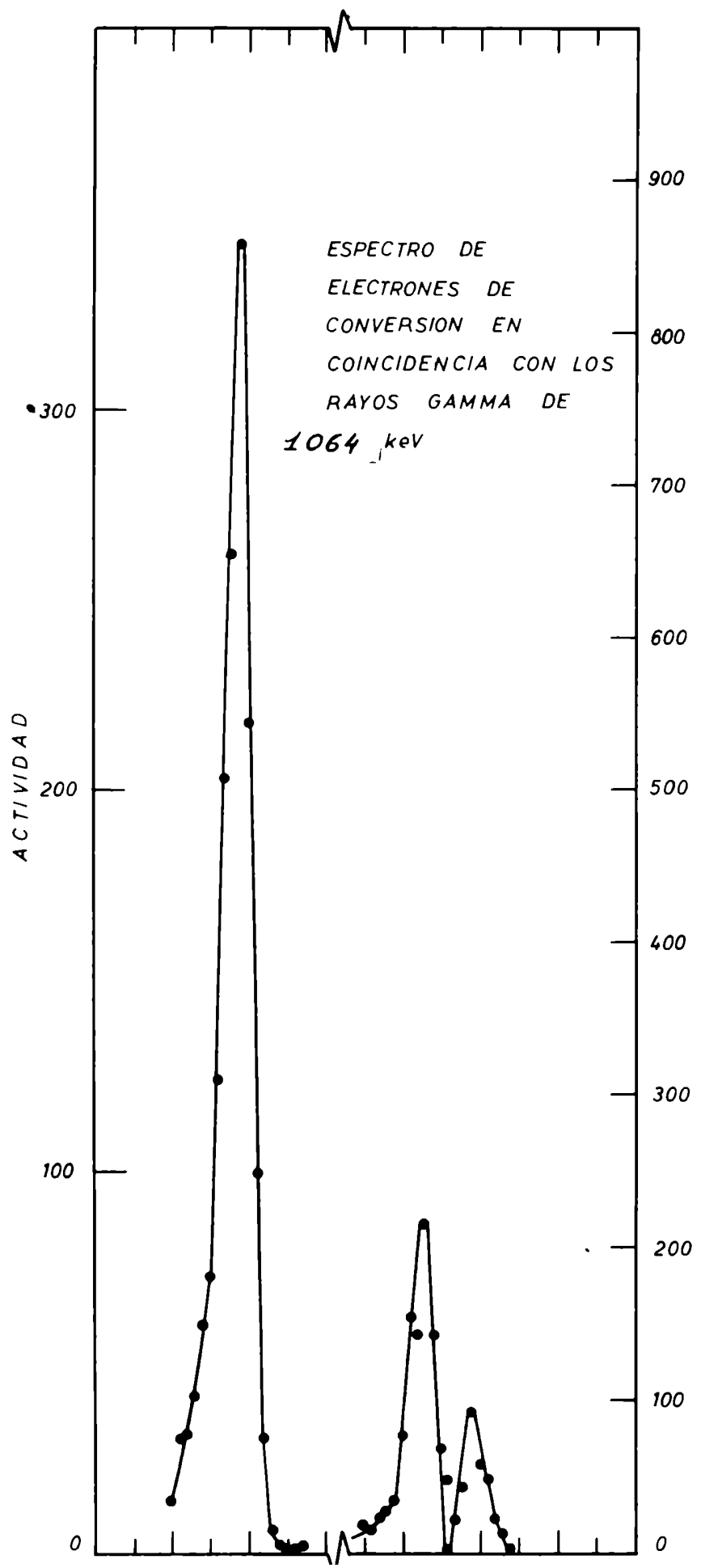
La distribución de Poisson se aplica sustancialmente a todas las observaciones de la física nuclear. El método de  $\chi^2$  es una prueba estadística, de la bondad de los datos experimentales, por ejemplo, una descarga periódica en algún lugar de los circuitos, que puede ocurrir debido a la pérdida de vacío en la cámara. Para tener conocimiento de su existencia o no se toma una cierta colección de datos y se aplica el método de  $\chi^2$ .

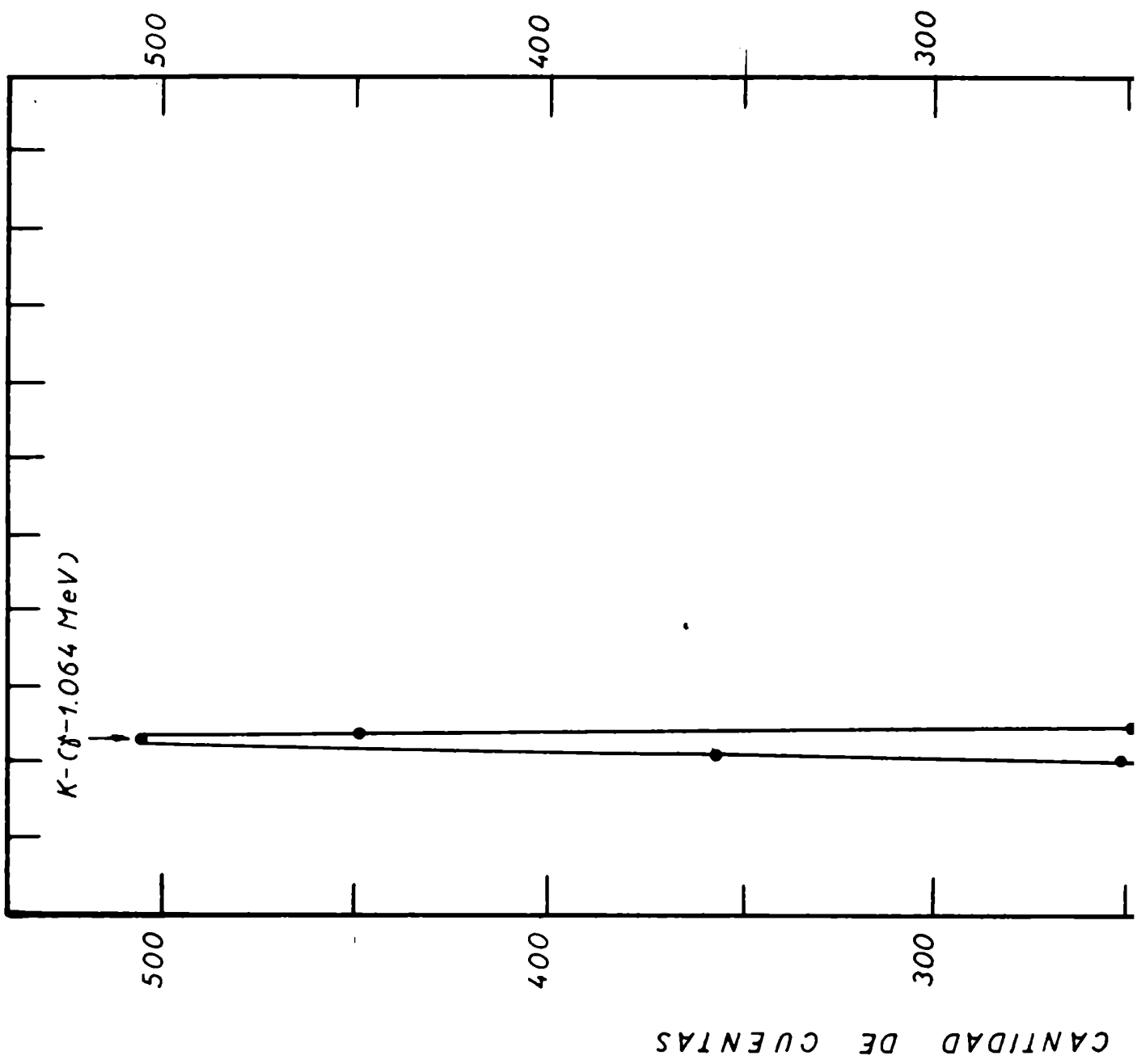
Para la aplicación del método se requiere un número de 30 medidas. Las medidas son agrupadas en intervalos que no tienen que ser de la misma longitud, pero suficientemente grande para que contenga por lo menos cinco medidas. En esta prueba la frecuencia observada es comparada con el valor del modelo teórico, correspondiente al centro del intervalo.

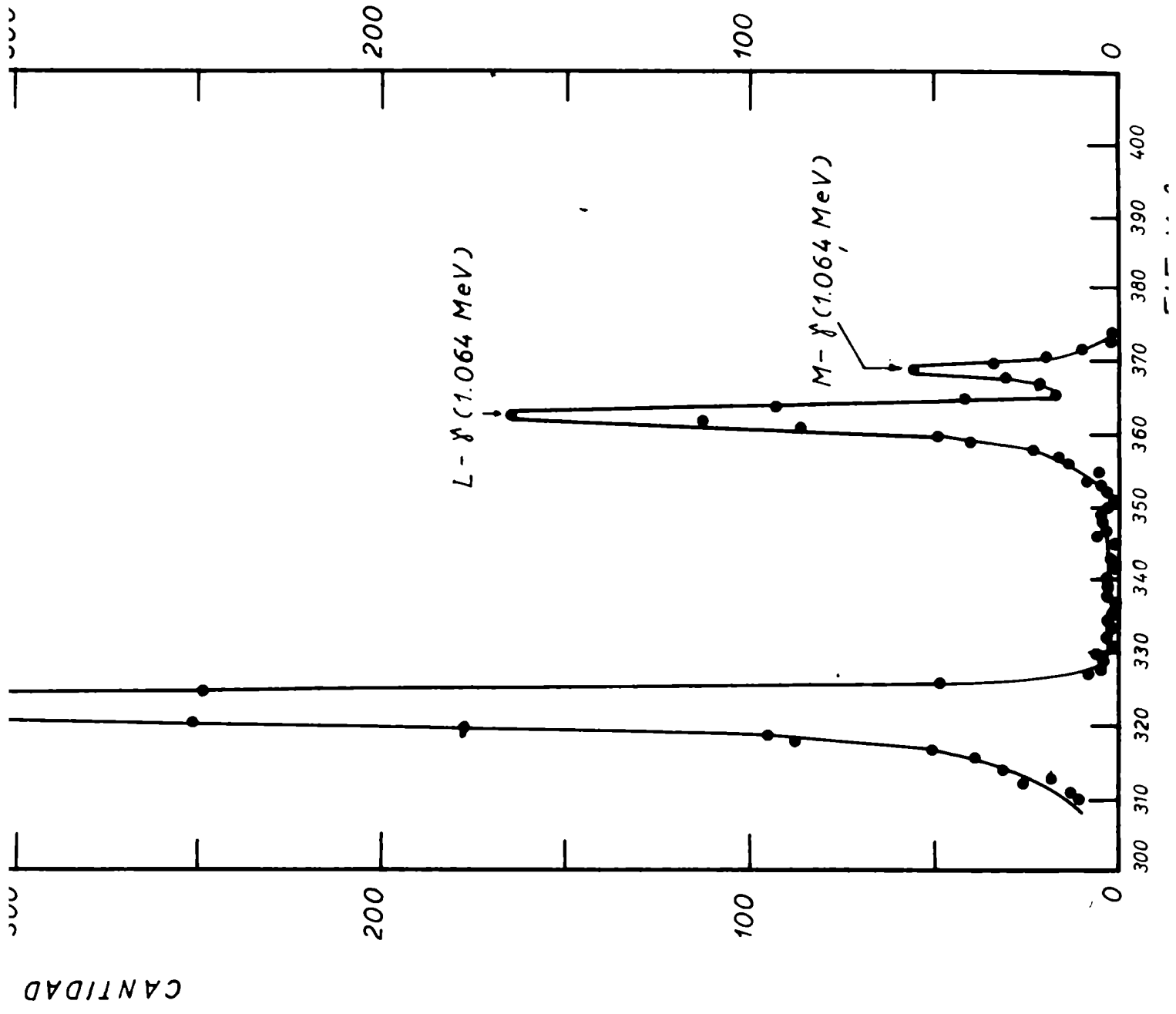
Definimos la cantidad

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(\text{valor observado})_i - (\text{valor esperado})_i}{(\text{valor esperado})_i}$$

$i$  : recorro el número de intervalos.







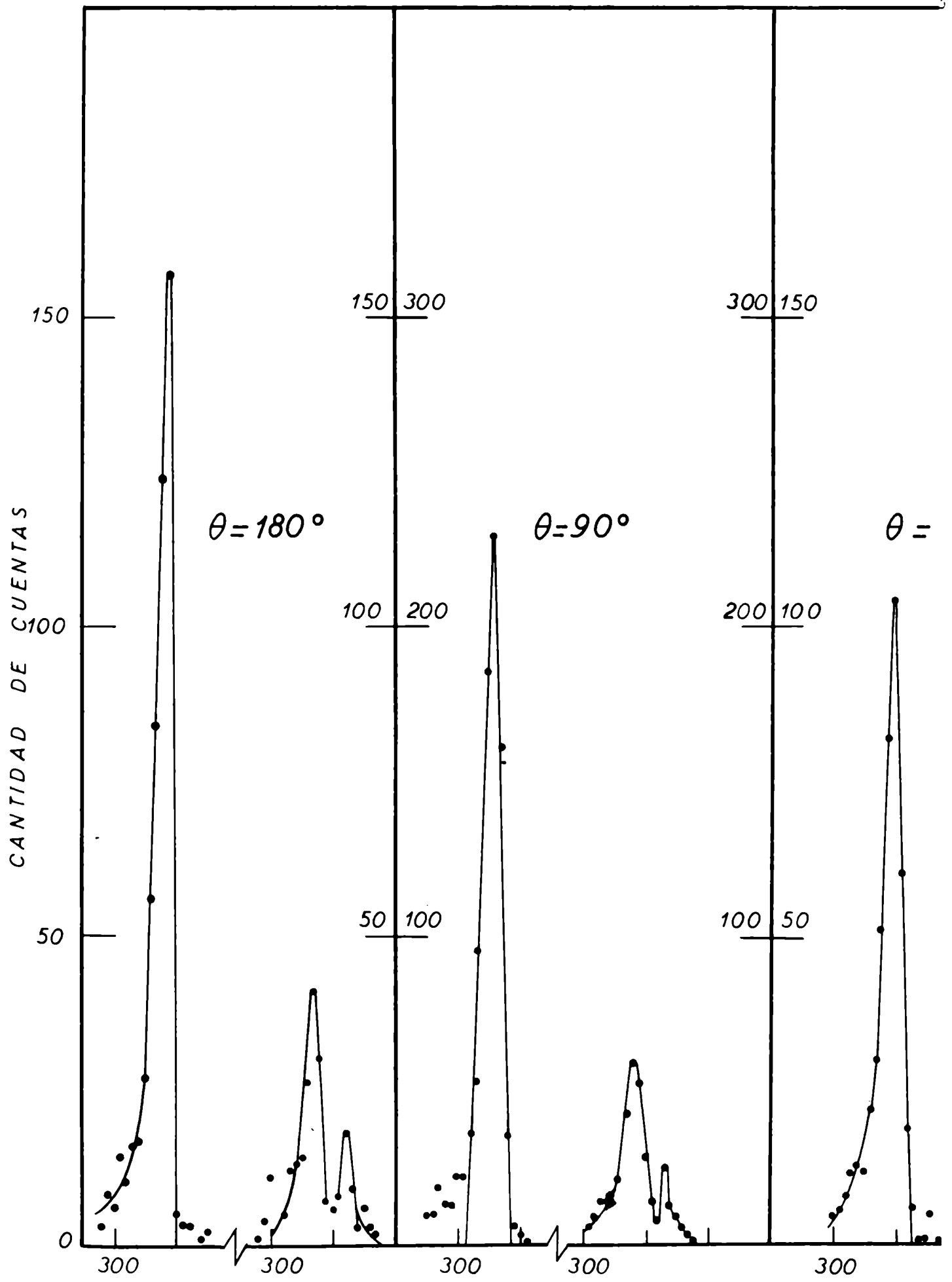


FIG V.3

NUMERO DE CANAL

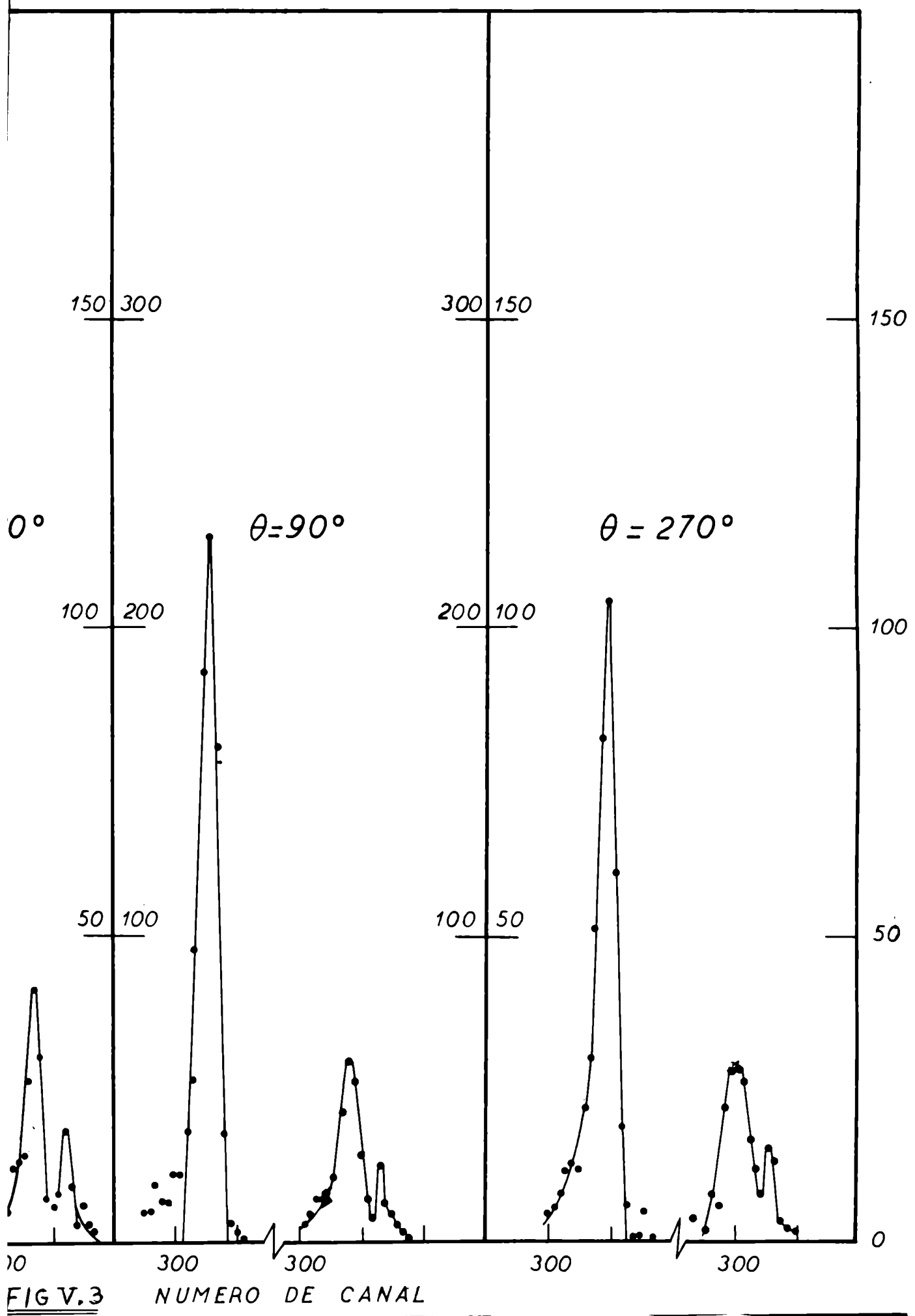


FIG V.3 NUMERO DE CANAL

El valor esperado es calculado de una función distribución arbitraria, que puede ser por ejemplo, Poisson, normal, etc.

Un empalme exacto entre el modelo teórico y los datos experimentales corresponde a  $\chi^2 = 0$ , este hecho es extremadamente fortuito y lo que en realidad se espera son fluctuaciones. Lo que se debe tratar de ver es que tipo de fluctuaciones es admisible, para un modelo dado. Luego de determinar el  $\chi^2$  se determina  $F$  que es el número de grados de libertad, y a partir del valor de  $\chi^2$  y  $F$  se entra en una tabla y se determina  $P$ , que es la probabilidad que en una nueva serie de valores, se observe una desviación mayor que los valores esperados.

Los valores de  $P$  se interpretan de la siguiente manera: nosotros decimos que si el valor de  $P$  está entre 0.02 y 0.98 la distribución que hemos supuesto es muy probable que corresponda a las observaciones, mientras que si  $P$  es menor que 0.02 o mayor que 0.98 la distribución es muy improbable y ésta es cuestionada seriamente.

#### UNA EXTENSION DE LA PRUEBA $\chi^2$

$\chi^2$  mide el cuadrado de la desviación observada de una distribución. Si no se especifica la distribución pero se impone la condición de que en la serie de  $n$  observaciones, subdivididas en iguales intervalos, el valor esperado es constante en todos los intervalos e igual a  $\bar{x}$ , nosotros podemos escribir que

$$\chi^2 = \sum_1^F \frac{(x_i - \bar{x})^2}{\bar{x}}$$

El número de grados de libertad es  $F = n - 1$  porque la única restricción es que los  $n$  valores esperados sean iguales entre sí.

En nuestro caso se tomaron los datos experimentales y se agruparon en series de ocho mediciones.



Se consideró que la serie de medidas pasaba la prueba si simultáneamente lo hacían las series de medidas para los picos K, L y M. De esta manera se desecharon aproximadamente el 25% de las medidas al no cumplir estos requisitos.

TABLA I

COEFICIENTES  $A_2(e)A_2(\gamma)$  EN EL  $P_b^{207}$

CASCADA	ESTE TRABAJO	REF: 57
	K) 0.261 (15)	K) 0.275 (13)
<u>e(570)-<math>\gamma</math>(1064)</u>	L) 0.248 (15)	
	M) 0.310 (24)	
	K) 0.231 (10)	K) 0.223 (4)
<u>e(1064)-<math>\gamma</math>(570)</u>	L) 0.233 (27)	~
	M) 0.256 (30)	

## V.2 Correlaciones angulares $\gamma$ - $\gamma$

Por las razones explicadas al comienzo del capítulo IV se montó una experiencia para determinar los coeficientes  $A_2$  y  $A_4$  de la correlación angular  $\gamma$ - $\gamma$ . Este montaje consistió en disponer simultáneamente tres contadores de centelleo, dos de los cuales podían ser rotados. El par de espectros de coincidencia así realizados fue almacenado en distintas submemorias del multicanal de manera similar al explicado anteriormente para las correlaciones  $e$ - $\gamma$ .

Esta serie de mediciones se realizó con la misma fuente radiactiva utilizada en la experiencia anterior, para evitar posibles errores.

Se determinaron las áreas de los picos de coincidencia para los ángulos de  $90^\circ$ ,  $105^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $165^\circ$ , y  $180^\circ$  rotando los contadores consecutivamente.

Las áreas fueron corregidas por coincidencias fortuitas, ángulo sólido y seleccionadas las series de medidas por el método de  $\chi^2$ .

Para extraer la información requerida a partir de estos datos fue necesario aplicar el método de los cuadrados mínimos ya que tenemos mayor cantidad de datos experimentales que parámetros a determinar.

### MÉTODOS DE CUADRADOS MÍNIMOS

Tenemos el problema de obtener los coeficientes de la función de correlación angular

$$f(\theta_1) = a_0 + a_2 P_2(\cos \theta_1) + a_4 P_4(\cos \theta_1)$$

Es conveniente tener un número mayor de medidas independientes que el número de parámetros a determinar, la relación es aproximadamente 3:1, pero así tener una indicación de los errores estadísticos o sistemáticos.

$$\Delta = \sum_i (W(\theta_i) - V(\theta_i))^2$$

sea un mínimo.

Expresado de otra manera significa

$$\frac{\partial \Delta}{\partial \alpha_k} = 0 \quad (k=0, 1, 2)$$

estas tres ecuaciones son las llamadas **ecuaciones normales**. Los resultados anteriores se obtienen considerando que todas las medidas son igualmente probables en forma más general, cada medida tiene diferente **peso** de acuerdo a su error.

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad \sigma_i: \text{ desviación standard, quedando}$$

$$\Delta = \sum_i w_i (W(\theta_i) - V(\theta_i))^2$$

y las ecuaciones normales son

$$\sum_i w_i \sum_k P_k(\cos \theta_i) P_k(\cos \theta_i) = \sum_i w_i P_k(\cos \theta_i) V(\theta_i)$$

estas tres fórmulas las podemos expresar en forma más compacta escribiendo la notación matricial de la siguiente forma

$$W = \sum_k P_k(\cos \theta_i)$$

donde W es una matriz columna de elementos  $W_i$ , es una matriz con elementos  $P_k(\cos \theta_i)$ , fila i y columna k, y P es una matriz columna de elementos  $w_i$ .

La función que minimizamos es

$$\Delta = \widetilde{(W - V)} \omega (W - V)$$

donde  $\omega$  es una matriz diagonal cuyos elementos son los pesos  $w_j$

$$\Delta = \tilde{a} \tilde{P} \omega P a - \tilde{a} \tilde{P} \omega V - \tilde{V} \omega P a + \tilde{V} \omega V$$

Las ecuaciones normales son:  $\frac{\partial \Delta}{\partial a_K} = 0$  y en lenguaje matricial

$$\tilde{P} \omega P a = \tilde{P} \omega V$$

todas las otras matrices, excepto  $a$ , son conocidas, luego la solución es:

llamando

$$\tilde{P} \omega P = N$$

$$a = N^{-1} \tilde{P} \omega V$$

#### ERRORES DE LOS PARAMETROS

Si tenemos una serie  $R$  de mediciones de  $V(\theta_j)$ , para cada  $\theta_j$ , la varianza de  $V$  es

$$\sigma^2 = \frac{1}{R} \sum_{j=1}^R (V - \bar{V})^2$$

en lenguaje matricial es

$$\left\{ (V - \bar{V}) \widetilde{(V - \bar{V})} \right\} = v \quad \text{y} \quad \omega = v^{-1}$$

Promedio

La matriz  $v$  para los parámetros  $a$  es

$$v(a) = \left| (a - \bar{a}) \widetilde{(a - \bar{a})} \right|_{\text{Promedio}}$$

como

$$a = N^{-1} \tilde{P} \omega V \quad \text{y}$$

$$\bar{a} = N^{-1} \tilde{P} \omega \bar{V} \quad \text{reemplazando}$$

$$v(a) = \left| N^{-1} \tilde{P} \omega (V - \bar{V}) \widetilde{(V - \bar{V})} \omega P \tilde{H}^{-1} \right|_{\text{Promedio}}$$

$$v(a) = N^{-1} \tilde{P} \omega \left[ (V - \bar{V}) \widetilde{(V - \bar{V})} \right] \omega P \tilde{H}^{-1}$$

$$= N^{-1} \tilde{P} \omega v \omega P \tilde{H}^{-1} = \tilde{H}^{-1}$$

luego la desviación standard de los parámetros es

$$\sigma_K = \left( \frac{N^{-1}}{K^2} \right)^{1/2}$$

Para mayores detalles ver ref. 51.

### V.3 Corrección por ángulo sólido

Este factor da cuenta del tamaño y material del detector utilizado para detectar la radiación gamma. Se determina conociendo la distancia del detector a la fuente radiactiva, y la eficiencia como función del ángulo en el cual penetra la radiación.

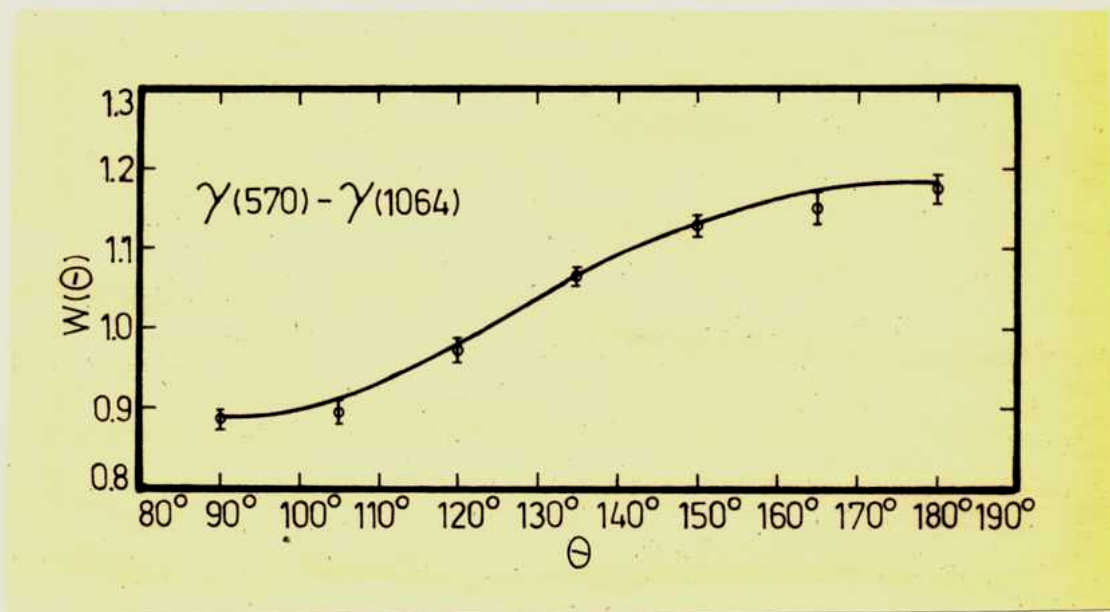
El resultado de las correlaciones angulares, que se expresa como una serie de polinomios de Legendre, se ve afectado por medio de esta corrección, como lo demostró Rose<sup>52)</sup>, multiplicando cada uno de los factores por un coeficiente de atenuación. Estos coeficientes de atenuación

se obtienen a partir de tablas <sup>53)</sup>, y representan una variación en los coeficientes de correlación del orden del 3%.

#### RESULTADOS OBTENIDOS

Los valores experimentales han sido elaborados por medio del formalismo anteriormente expuesto y los cálculos realizados por intermedio de la computadora.

En la figura siguiente se muestra la comparación de los datos experimentales y la curva teórica que mejor se aproxima a esos datos.



Los resultados de las correlaciones angulares se obtuvieron seleccionando al pico ya de 1064 keV y registrando la coincidencia con el de 570 keV. Se seleccionó este pico, porque al ser el de mayor energía entre los dos, las contribuciones por efecto Compton en la ventana disminuyen considerablemente. Este efecto no es totalmente anulado porque existe en la ventana del pico de 1064 keV una pequeña contribución del orden de 4% del fondo Compton del pico de 1770 keV.

Por esta razón es necesario corregir los resultados ya que el nivel de 1770 keV está en cascada con el nivel de 570 keV, que es el que observamos, y con una anisotropía no nula como ha sido probado por Lazar <sup>56)</sup>

$$A_2(1770 \text{ keV} - 570 \text{ keV}) = -0.0087(89)$$

$$A_4(1770 \text{ keV} - 570 \text{ keV}) = 0.029(14)$$

La correlación angular  $W(\theta)$  se obtiene a partir del número de coincidencias  $N$  registradas y normalizando esta cantidad, por el número de pulsos que pasan por la ventana  $G_A$ , resulta

$$W(\theta) = \frac{N}{G_A}$$

La correlación sin corregir  $W_u(\theta)$  se puede expresar como

$$W_u(\theta) = \frac{N(1064 \text{ keV} - 570 \text{ keV}) + N'(1770 \text{ keV} - 570 \text{ keV})}{G_A(1064) + \alpha G(1064)}$$

donde  $N'$  representa el número de coincidencias registradas en el pico



de 570 keV por el hecho de que se ventanea, además del pico de 1064 keV una pequeña fracción representada por  $\alpha G_A(1064)$  del pico de 1770 keV.

Por otro lado tenemos

$$W_1(\theta) = \frac{N(1064 \text{ keV} - 540 \text{ keV})}{G_A(1064)}$$

y

$$W_2(\theta) = \frac{N(1770 \text{ keV} - 570 \text{ keV})}{G_A(1770)}$$

A los efectos de normalizar hacemos  $G_A(1770) = G_A(1064)$ , y reemplazando estas expresiones en la fórmula de  $W_c(\theta)$ , resulta:

$$W_f(\theta) = W_c(\theta) (1+\alpha) - \alpha W_2(\theta)$$

Este resultado relaciona la correlación sin corregir  $W_c(\theta)$  y  $W_2(\theta)$  que es un dato, con  $W_f(\theta)$  que constituye la correlación corregida por ese efecto. Para expresar esta corrección directamente sobre los coeficientes  $A_2$  y  $A_4$ , reemplazamos el valor de  $W$  en función de los polinomios de Legendre y por propiedades de ortogonalidad nos queda:

$$A_2(\text{corregida}) = A_2(\text{sin corregir})(1+\alpha) - \alpha A_2(1770/1064 - 570/1064)$$

$$A_4(\text{corregida}) = A_4(\text{sin corregir})(1+\alpha) - \alpha A_4(1770/1064 - 570/1064)^2$$

Los números en el denominador y los valores de  $A_2$  y  $A_4(1770/1064 - 570/1064)$  son los obtenidos por Lazar <sup>(1)</sup>

1064 y - 570y	sin corregir	corregida
$A_2$	0.220(3)	0.230(3)
$A_4$	-0.038(8)	-0.039(10)

Como se puede observar de la comparación de los datos, esta corrección resulta importante.

Los valores obtenidos de estos coeficientes, por otros laboratorios se resumen en el siguiente cuadro

Cascada 1064y - 570 y

Referencia	$A_2$	$A_4$
Gustafsson (55)	0.231(3)	-0.025(5)
Körner (56)	0.232(7)	-0.021(3)
Kleinheinz (57)	0.230(4)	-0.027(8)
este trabajo	0.230(3)	-0.039(10)
valor medio	0.231(2)	-0.023(2)
teoría $\frac{13}{2}(4) \frac{5}{2}(2) \frac{1}{2}$	0.2207	-0.018

La comparación entre el resultado final, promediando todas las experiencias realizadas y el teórico calculado para la secuencia

$$\frac{13}{2}(4) \frac{5}{2}(2) \frac{1}{2}$$

muestra una diferencia considerable.

La perturbación de la correlación angular en el nivel intermedio, no pueda ser constante de esta desviación porque el valor de los coeficientes es mayor que los predichos por la teoría, y en caso de existir esta perturbación representaría una atenuación.

Körner <sup>56)</sup> determinó el factor de atenuación siendo  $G_2 = 1.00 \pm 0.03$ , resultado que es razonable debido a que el núcleo es prácticamente esférico (cerca de capa cerrada) y la vida media del estado intermedio es muy corta, 120 p. s., para observar este tipo de efectos.

Posibles efectos perturbativos, debido al reordenamiento de la estructura atómica, que sigue a la captura electrónica que alimenta al nivel de 1634 keV, no afectan la correlación de la cascada subsiguiente, ya que la vida media de este nivel es de 0.8 s.

Por todas las causas anteriormente citadas debemos considerar la diferencia entre la experiencia y la teórica  $\frac{13}{2} (M_4) \frac{5}{2} (E_2) \frac{1}{2}$  como real.

Esta diferencia la podemos justificar suponiendo que existen pequeñas mezclas de multipolos en la cascada considerada. O sea partiendo de una cascada simbolizada por  $\frac{13}{2} (M_4) \frac{5}{2} (E_2) \frac{1}{2}$  nuestro trabajo es determinar la contribución de los multipolos  $E_5$  y  $M_3$  para así obtener datos concordantes con la experiencia.

La expresión de los coeficientes angulares en función del parámetro  $\delta$  de mezcla de multipolos es; para la transición simbolizada por

$$i \xrightarrow{\gamma_1} j \xrightarrow{\gamma_2} k$$

$$\left( L_1, L_1' \right) \quad \left( L_2, L_2' \right)$$

igual a

$$A_{kk} = A_k(L_1 L_1' L_1) A_k(L_2 L_2' L_2)$$

$$(F_{10}^2(\gamma_1)) A_{10} \left( L_{10} \left( \frac{L_{10}(\gamma_1)}{1}, \frac{L_{10}(\gamma_1)}{1} \right) \right) = F_{10} \left( L_{10} \left( \frac{L_{10}(\gamma_1)}{1}, \frac{L_{10}(\gamma_1)}{1} \right) \right) + (-1)^{k-1} i^{k-1} \delta^2(\gamma_1)$$

$$\delta^2(\gamma_1) = F_{10} \left( L_{10} \left( \frac{L_{10}(\gamma_1)}{1}, \frac{L_{10}(\gamma_1)}{1} \right) \right)$$

particularizando para la transición:

$$\frac{1}{2} \delta^2(A, B) = \frac{1}{2} (2, 3) \frac{1}{2}$$

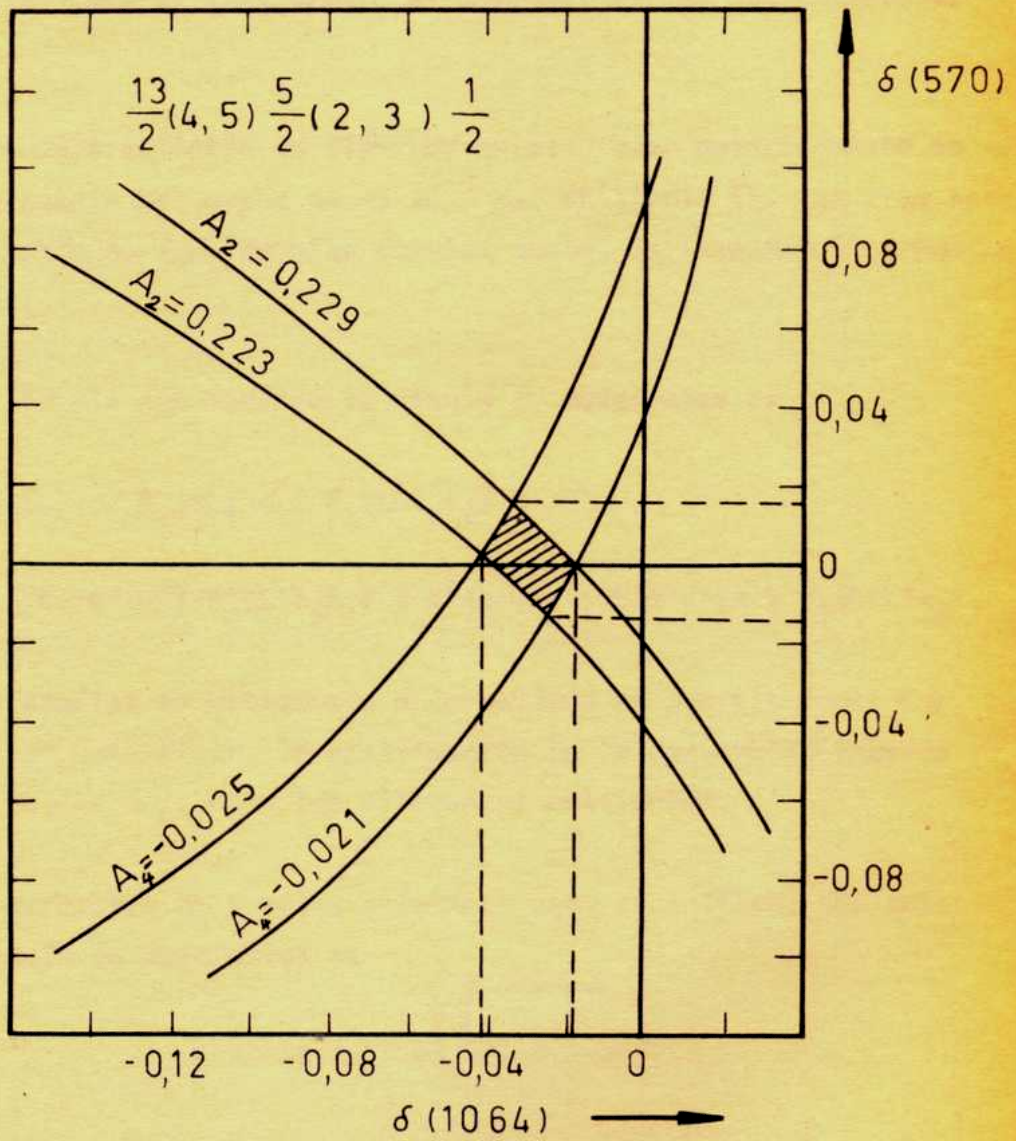
Observamos que los coeficientes  $\delta_{10}$  y  $\delta_0$  cada uno por separado dependen de las dos mezclas posibles:  $\delta(S70)$  y  $\delta(1054)$ .

Para obtener el valor de las mezclas, representamos gráficas, donde en los ejes coordenados figura  $\delta(S70)$  y  $\delta(1054)$  considerando como parámetros los coeficientes  $\delta_{10}(A, B)$  en un tablero a su turno. Esto lo hace corresponden a tres valores, en el plano  $\delta(S70) - \delta(1054)$ , permitiendo la intersección entre las dos líneas, correspondientes una de coincidencia de los datos, ver fig **V-4**

Esto se puede hacer a partir de la fig. **V-4** donde se afirma que existen

el  $\delta(1054)$

$\delta(1054) <$



Analisis de los resultados de la co-  
rrelacion  $(1064)\gamma - (570)\gamma$

FIG V-4

#### V.4 Determinación de los parámetros de partícula

A partir de los resultados de  $A_2(e-\gamma)$  consignados en la tabla V.1 junto con el valor de  $A_2(\gamma)$  de las correlaciones  $\gamma-\gamma$ , se obtuvieron los parámetros de partícula  $b_2$ . Que para el caso de la transición para E2 de 540 keV, es simplemente el cociente de las dos cantidades anteriores.

Para la transición de 1064 keV existe, como anteriormente se demostró, una mezcla del orden de  $-9 \cdot 10^{-4}$  del multipolo E5. Que tras aparejado un cambio en las fórmulas por las cuales se obtiene el parámetro de partícula.

La fórmula que incluye la mezcla de multipolos es

$$(1+\delta^2(a^-))A_\lambda(a^-) = b_\lambda(\pi L; a^-) F_\lambda(LL'1_f1_f) + \\ + 2\delta(a^-) b_\lambda(\pi L'\pi'L'; a^-) F_\lambda(LL'1_f1_f) + \delta^2(a^-) b_\lambda(\pi'L'\pi'L'; a^-) F_\lambda(L'L'1_f1_f)$$

Fórmula muy similar en estructura a la hallada en correlaciones  $\gamma-\gamma$ , solamente que en ésta figura la contribución de la conversión interna representada por los  $b_\lambda$ , para los diferentes multipolos.

El parámetro de mezcla, para este caso específico, con referencia a la mezcla de multipolos es

$$\delta(a^-) = \sqrt{\frac{a(\pi'L')}{a(\pi L)}} \delta(\gamma)$$

donde los coeficientes de conversión interna  $a(\pi L)$  traducen el efecto de la mezcla en la radiación electromagnética, a la conversión interna.

La variación que se observa, en los parámetros de partícula, debida a la mezcla de multipolos es del orden del 2%.

Los resultados obtenidos y su comparación con la teoría se muestra en la tabla siguiente.

TABLA II  
PARÁMETRO DE PARTICULA  $b_2$  PARA LAS TRANSICIONES DE 1064 KEV Y 570 KEV  
EN EL  $Po^{207}$

Transición	Este trabajo	Teoría <sup>56)</sup>	$\frac{b_{exp.}}{b_{teor.}}$	Kleinman <sup>57)</sup>
$E2(570keV)$	K) 1.19(7)	1.215	0.98(7)	1.21(3)
	L) 1.13(7)	1.104	1.02(7)	1.18(7)±
	H) 1.41(11)	1.100	1.28(11)	
$E2(1064keV)$	K) 1.05(5)	1.047	1.00(3)	0.99(2)
	L) 1.06(12)	1.038	1.02(12)	1.02(4)±
	H) 1.16(15)	1.030	1.12(15)	

\* estos valores se refieren a las capas L+K

A partir de los valores de  $A_{\lambda}(e^{-}\gamma)$  y  $A_{\lambda}(\gamma)$  se puede obtener de la misma manera anterior los parámetros de partícula  $b_{\lambda}$ . Pero, debido a los valores experimentales de  $A_{\lambda}(e^{-}\gamma)$ , (que son del orden de  $10^{-2}$  y por lo tanto tienen un error porcentual muy grande), resulta más conveniente utilizar una manera indirecta para su determinación.

Exista una fórmula, resultante del acoplamiento de multipolosulares involucrados en la transición, que relacione los parámetros de partícula  $b_2$  y  $b_{\lambda}$ . Se expresa como:

$$b_{\lambda}(\pi L; e^{-}) = 1 - \frac{\lambda(\lambda+1)[L(L+1)-3]}{3[2L(L+1)-\lambda(\lambda+1)]} [b_2(\pi L; e^{-}) - 1]$$

mediante la cual, determinamos el parámetro de partícula  $b_4$  y  $A_4(e-\gamma)$  con un error menor que el experimental.

TABLA III  
PARÁMETRO DE PARTÍCULA  $b_4$  PARA LAS TRANSICIONES DE 1064 KEV Y 570 KEV EN EL  $Pb^{217}$

Transición	$b_4$
E2(570 keV)	K) 0.52(17)
	L) 0.67(17)
	M) -0.02(20)
$H_4$ (1064 keV)	K) 1.28(28)
	L) 1.34(68)
	M) 1.90(85)

TABLA IV

Cascada	$A_4(e-\gamma)$	Ref. 57)
$e(570)-\gamma(1064)$	K) -0.020(8)	-0.012(4)
	L) -0.025(9)	
	M) -0	
$e(1064)-\gamma(570)$	K) -0.049(40)	-0.020(9)
	L) -0.051(30)	
	M) -0.072(49)	



## CONCLUSIONES

La determinación experimental de los parámetros de partícula para las tres capas principales en las transiciones de 570 y 1064 keV del  $Pb^{207}$ , han sido presentados.

Un trabajo previo realizado por Kleinheinz <sup>57)</sup>, para las capas K y L+M muestran un buen acuerdo con nuestros datos experimentales (ver tabla V

TABLA V

Causada	Kleinheinz <sup>57)</sup>	este trabajo
$\alpha(570)-\gamma(1064)$	$\frac{K}{L+M}$ ) 0.980(60)	$\frac{K}{L+M}$ ) 1.00(20)
$\alpha(1064)-\gamma(570)$	$\frac{K}{L+M}$ ) 0.980(30)	$\frac{K}{L+M}$ ) 0.943(85)

Esta consistencia de los datos entre dos experiencias, cuyas técnicas son completamente diferentes, da seguridad sobre los resultados propuestos para las capas L y M, por separado. El espectrómetro semiconductor, junto con la electrónica de bajo ruido utilizada en esta experiencia, ha exhibido una resolución de 0.6% suficiente para resolver las líneas de conversión L y M del  $Pb^{207}$ , demostrando una mejor resolución que las obtenidas por los espectrómetros magnéticos, utilizados en experiencias similares.

Se ha encontrado un buen acuerdo entre los datos experimentales y los predichos por la teoría obtenida a partir de Hager y Seltzer <sup>58)</sup>.

Solamente, que para el caso de la capa M, debido a la baja estadística no se puede afirmar una conclusión definitiva.

En base a todos estos resultados podemos afirmar que el proceso de conversión en el  $\text{Pb}^{207}$  no exhibe efectos anómalos.

## REFERENCIAS

- 51) A. J. Ferguson, Angular correlation methods in gamma-ray spectroscopy, North-Holland (1965)
- 52) H. E. Ross, Phys. Rev. 91 (1953) 610
- 53) M. J. L. Yates, Alpha, Beta and Gamma-ray spectroscopy, K. Siegbahn, Apéndice 9
- 54) M. H. Lazar y E. D. Klema, Physical Review Vol. 98 No. 3 (1955) 710
- 55) S. Gustafsson, K. Johansson, E. Karlsson y A. G. Svensson, Phys. Lett. 10 (1964) 191
- 56) H. J. Körner, K. Auerbach, J. Braunsfurth y G. Gerbau, Nuclear Physics 86 (1966) 395
- 57) P. Kellinheinz, R. Vukanović, L. Samuelson, D. Krmpotić y K. Siegbahn, Nuclear Physics A93 (1966) 395
- 58) R. S. Mager y E. C. Seltzer, California Institute of Technology, (1967).

## CAPITULO VI

### CORRELACIONES ANGULARES X-GAMMA

#### VI.1 INTRODUCCION

Se han realizado investigaciones teóricas respecto de la posible correlación direccional de la radiación X emitida como consecuencia de la captura electrónica K, con la radiación gamma que resulta de la desexcitación del núcleo hijo.

Dolginov<sup>63)</sup> en una serie de trabajos, ha establecido que la emisión de la radiación gamma, es isotrópica respecto de una dirección predeterminada de emisión de la radiación X, si no se observa la polarización de la radiación gamma.

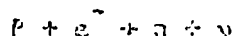
Desde el punto de vista experimental existen estudios en un número determinado de casos. Perepelkin<sup>61)</sup> ha realizado mediciones de la correlación direccional X-gamma que provienen de la captura electrónica del  $Mn^{54}$  y ha encontrado una anisotropía de  $(2,5 \pm 0,4)\%$ . Posteriormente McDonnell y Ramaswamy<sup>62)</sup> iniciaron una serie de mediciones en los núcleos  $Zn^{65}$ ,  $Sn^{113}$ ,  $Sr^{85}$  y  $Ba^{133}$ . En todos los casos la anisotropía resultó nula, dentro de los errores experimentales.

Debido al resultado obtenido por Perepelkin que afirma una anisotropía, en contradicción con las predicciones de la teoría. Se ha encendido un estudio sistemático de las correlaciones angulares X-gamma en las desintegraciones de  $Mn^{54}$ ,  $Zn^{65}$ ,  $Sr^{85}$ ,  $Sr^{87}$ ,  $Ba^{133}$  y  $Bi^{207}$ . En los cuales hay algunos de los núcleos medidos anteriormente por McDonnell y Ramaswamy, cuya consistencia con nuestros resultados aumenta la confiabilidad de la experiencia, ya que han sido determinados por dos laboratorios diferentes.

## VI.2 TEORIA DE LA CORRELACION ANGULAR X-GAMMA

Cuando se produce una vacante en las capas K o L de electrones atómicos, el reordenamiento de los electrones remanentes trae aparejada la emisión de uno o más rayos X y de electrones Auger. Hay dos tipos de transiciones nucleares que producen vacantes en las capas de electrones atómicos: la captura electrónica orbital y la conversión interna, ésta última explicada en el Capítulo III. Por lo tanto una sustancia cuyo decaimiento radiactivo involucra una de estas dos transiciones emite un espectro de radiación X.

La captura electrónica orbital, consiste en la captura por un protón nuclear, de un electrón orbital.



Los electrones capturados por esta interacción son en la mayoría de los casos, electrones K (1s) debido a que la densidad de probabilidad de estos electrones dentro del núcleo es mayor y por lo tanto tienen mayor probabilidad de interactuar con los protones. Al producirse vacante en la capa K(1s) la reestructuración electrónica trae aparejada serie de líneas K de fluorescencia

$$K_{\alpha_1} = (K - L_{III}) \quad K_{\alpha_2} = (K - L_{II}) \quad K_{\beta_1} = (K - M_{III})$$

La transición entre la capa K y la subcapa  $L_I$  es prohibida de transiciones entre electrones S.

Para obtener la expresión de las correlaciones angulares necesitamos observar detenidamente el proceso. Para el caso de transiciones angulares en general, desarrollado en el Capítulo I a la conclusión que se expresa a  $W(\theta)$  como;

$$W(\theta) = \sum \langle f | H_1 H_2 | i \rangle^2$$

donde  $H_1$  y  $H_2$  representan las interacciones que inducen las radiaciones observadas en cascada. En este caso existen varias interacciones involucradas.

$H_K$ ) Representa el Hamiltoniano de interacción entre el núcleo y el electrón orbital. Este produce la captura electrónica.

$H_X$ ) Representa el proceso por el cual un electrón atómico decae, emitiendo radiación X, llenando el vacío dejado por la captura nuclear.

$H_\gamma$ ) Representa la desexcitación del núcleo que ocurre una vez absorbido el electrón atómico. Emite en este caso radiación electromagnética.

Como observamos, la correlación existente entre la radiación X y la gamma, relacionadas entre sí por la captura electrónica, debemos calcular expresiones del tipo

$$I \sim \langle f | H_Y H_K H_X | i \rangle^2$$

En las páginas siguientes se expresará los lineamientos del cálculo lo seguido por Dolginov <sup>(63)</sup> para obtener las correlaciones angulares.

El Hamiltoniano que representa la captura K permitida se puede expresar como el producto de dos corrientes, una nuclear y otra leptónica de la siguiente manera:

donde  $\beta$  y  $\vec{\sigma}$  son matrices de Dirac

$$H_K = g_S \int (\psi_{j_1}^* \beta \psi_{j_2}) (\psi_q^* \beta \psi_{(i)K}) d\tau + g_T \int (\psi_{j_1}^* \beta \vec{\sigma} \psi_{j_2}) (\psi_q^* \beta \vec{\sigma} \psi_{(i)K}) d\tau$$

Donde se introduce dos constantes  $g_s$  y  $g_T$ , escalar y tensorial respectivamente que dan cuenta de la intensidad con la cual contribuyen esos términos de la interacción.

$\psi_{J_0 \mu_0}$  es el estado inicial del núcleo así como  $\psi_{J_1 \mu_1}$  es el estado del electrón antes de ser capturado, luego se emite un neutrino representado por  $\vec{q}$  y queda el núcleo en un estado  $\psi_{J_1 \mu_1}$ .

La función de onda del electrón en la capa atómica con impulso angular  $J$  y espín  $\lambda$  es un biespínor de la forma

$$\psi_{J\lambda}(\vec{r}) = (i F_{J\lambda}(r) \hat{Y}_{J\mu}^{-\lambda}(\theta\phi), G_{J\lambda}(r) \hat{Y}_{J\mu}^{\lambda}(\theta\phi))$$

donde  $G_{J\lambda}(r)$  y  $F_{J\lambda}(r)$  son las grandes y pequeñas componentes radiales de la función de onda del electrón en un campo de Coulomb;  $\hat{Y}_{J\mu}^{\lambda}(\theta\phi)$  es un espinor esférico cuyas componentes son

$$[\hat{Y}_{J\mu}^{\lambda}(\theta, \phi)]_0 = (-)^{\sigma} \sqrt{\frac{2J+1}{2}} C_{J\mu}^{j\sigma} Y_{Jm}(\theta\phi)$$

y  $C_{J_1 m_1 J_2 m_2}^{J m}$  son los coeficientes de Clebsch-Gordan

La función de onda del neutrino de momento  $\vec{q}(q, \theta_2, \phi_2)$  se puede representar mediante una superposición de funciones  $\psi_{l\nu\nu}(r)$  que difiere de la anterior solo en la parte radial, ya que en este caso corresponde a la solución de la ecuación para partícula libre.

$$\psi_{\vec{q}}(\vec{r}) = \sum_{l\nu\nu} i^{j-\nu-1} \phi_{l\nu\nu}^*(\theta_2\phi_2) \psi_{l\nu\nu}(\vec{r})$$

$$\phi_{l\nu\nu}(\theta_2\phi_2) = \sum_{\lambda m_2} C_{\lambda m_2}^{j\nu} \frac{1}{2} \times v_{\lambda}(\epsilon) Y_{\lambda m}(\theta_2\phi_2)$$

$v_x(\epsilon)$  es un espinor que determina la polarización del neutrino.

Reemplazando estas funciones de onda en el Hamiltoniano y calculándolo utilizando las fórmulas

$$(\hat{Y}_{JM}^\lambda \hat{Y}_{J'n}^\nu) = \sum_J a_{\lambda\nu}^J c_{JM'n}^{J\mu} Y_{JM}^*$$

$$(\hat{Y}_{J\mu}^{\lambda\sigma} \hat{Y}_{J'n}^\nu) = \sum_{J,\tau} b_{\lambda\nu}^{J\tau} c_{JM'n}^{J\mu} \hat{Y}_{J\mu}^*$$

donde  $a$  y  $b$  son combinaciones de funciones de Racah, obtenemos finalmente

$$H_K = \sum_{J\nu J\tau} |v-1+1| \phi_{J\nu}(\theta_2\phi_2) c_{JM\nu}^{J\mu} c_{JM'J\mu}^{J\mu} B_{\nu\lambda}^{J\tau}$$

$$B_{\nu\lambda}^{J\tau} = a_{-\nu-\lambda}^J K_1 - a_{\nu\lambda}^J K_2 + b_{-\nu-\lambda}^{J\tau} K_3 - b_{\nu\lambda}^{J\tau} K_4$$

$$K_1 = c_{JM}^{J_0\mu_0} - \tau_3 \int (\psi_{J\lambda\mu}^* B \psi_{J_0\mu_0}) Y_{JM}^* F_{J\nu}^* F_{J\lambda} d\hat{r}$$

$$K_3 = c_{JM}^{J_0\mu_0} = \tau_3 \int (\psi_{J\lambda\mu}^* B \hat{\sigma} \psi_{J_0\mu_0}) Y_{JM}^* F_{J\nu}^* F_{J\lambda} d\hat{r}$$

$K_2$  y  $K_4$  se obtienen intercambiando las funciones  $F$  por las  $G$ .

Si  $\psi_{i\mu_0}(\hat{r})$  es la función de onda del electrón que salta para ocupar la vacante en el nivel atómico  $(j\mu\lambda)$ , el elemento de matriz tiene la forma



$$H_A = \int \frac{1}{r} \sum_{\mu} \mathbf{J}_{\mu} \cdot \mathbf{A} \, dV_{\text{int}} \, d\mathbf{r}$$

donde  $\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \end{pmatrix}$

donde A es el potencial vectorial que puede ser desarrollado en serie de **multipolos**.

Si reemplazamos y multiplicamos utilizando las propiedades de ortogonalidad queda:

$$= \sum_{L, M} \int_{\text{int}} r^{L+1} C_{LM}^{L\sigma} \frac{J_{\mu}}{20\pi} \int_{\text{ext}} \frac{1}{r} Y_{LM}(\theta, \phi) dV_{\text{ext}}$$

donde R es una combinación de integrales de funciones radiales, funciones y coeficientes angulares.

El elemento de matriz de la transición y se le da:

$$\sum_{L, M} \int_{\text{int}} r^{L+1} C_{LM}^{L\sigma} \int_{\text{ext}} \frac{1}{r} Y_{LM}(\theta, \phi) dV_{\text{ext}}$$

$$C_{LM}^{L\sigma} = \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} \int_{\text{int}} r^{L+1} Y_{LM}(\theta, \phi) dV_{\text{int}}$$

donde  $\psi_{i, L, M}$  estado final del núcleo  $M, L$ , cantidad de momento angular  $L$  al orden multipolar.

Para hallar la correlación necesitamos calcular  $\langle \psi_{i, L, M} | \psi_{f, L, M} \rangle$  donde  $\psi_{f, L, M}$  es la suma sobre todos los estados **neutrino** la integración sobre los ángulos del vector  $\mathbf{q}$ .

Realizando todas estas operaciones resulta en

que la radiación es emitida por la transición de un electrón de momento  $l = 1/2$  a la capa K y luego emite el núcleo una radiación de multipolaridad  $2^L$

$$W(n) = 1 + \chi^2 - \sigma_{10} \frac{\sqrt{(2L+1)(2J_0+1)/L(L+1)J_0(J_0+1)}}{\dots}$$

$$\times W(L, 2, J_0, J_0, L) (1 + 2 \times \sqrt{J_0(J_0+1)}) \cos n$$

Si el electrón salta desde un nivel  $l = 3/2$  se tiene que multiplicar por  $-\frac{1}{2}$  el paréntesis.

$\chi$  es una relación de elementos de matriz nucleares y  $n$  el ángulo entre la radiación X y gamma correspondiente.  $\sigma_1$  y  $\sigma$  son las polarizaciones de las radiaciones emitidas.

Debido al hecho de que las transiciones del nivel  $L_{111}$  ( $l = 3/2$ ) es aproximadamente el doble más probable que las de  $L_{11}$  ( $l = 1/2$ ), por lo tanto no se observará anisotropía si además se utilizan espectrómetros sensibles a la polarización no se separan energéticamente las líneas  $K_{\alpha_1}$  y  $K_{\alpha_2}$ .

REFERENCIAS

- 61) V. V. Perepelkin, Soviet Phys. JETP Letters 5 (1967) 81
- 62) H. Mc Donnell y M. K. Ramaswamy, Phys. Rev 171 (1968)
- 63) A. Z. Dolginov, Nuclear Physics 2 (1956/57) 723

1911

1912

1913

1914

1915

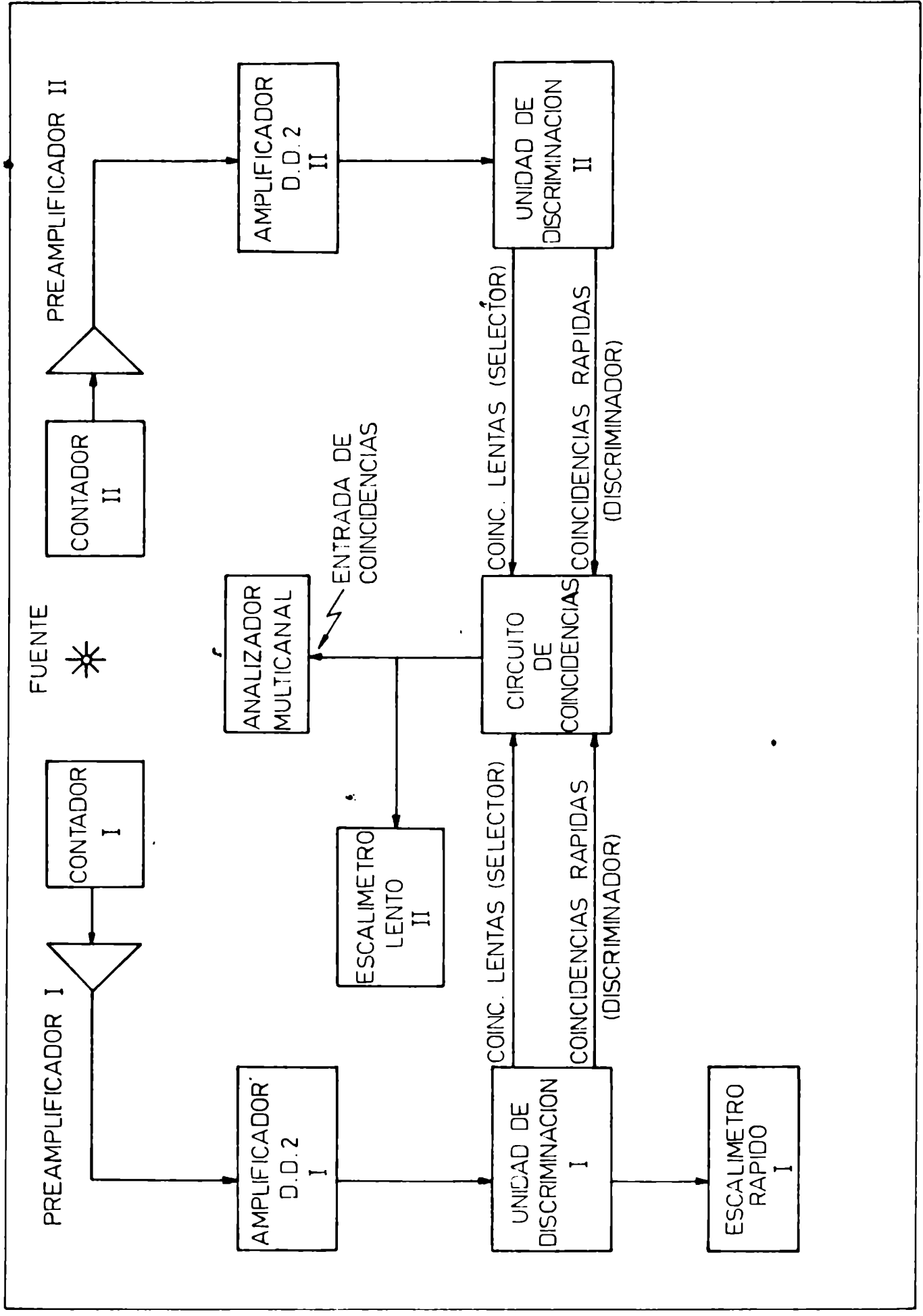
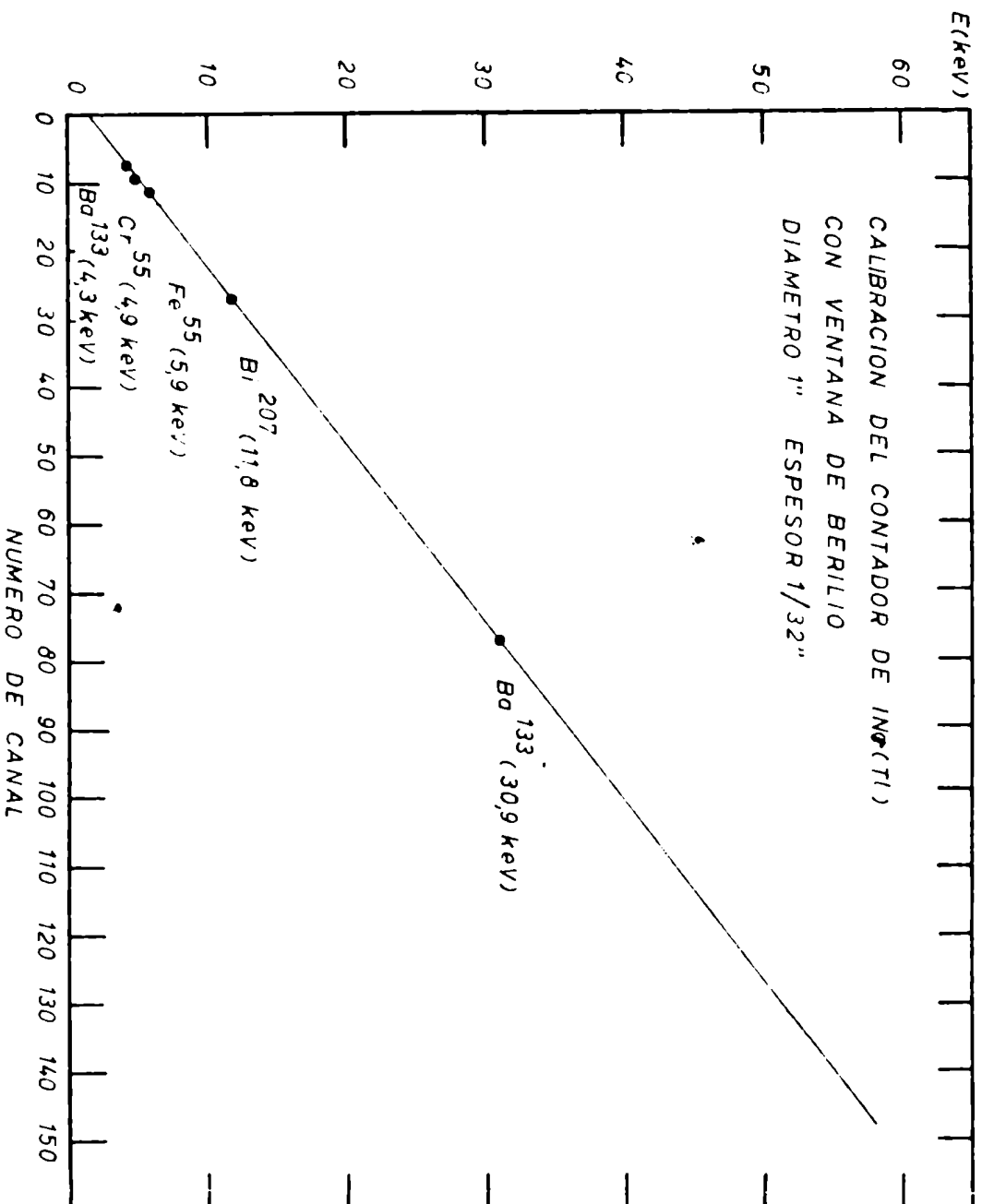


Fig.6-1



aproximadamente de 25.000 coincidencias, obteniéndose con esta estadística un error razonable en los resultados finales.

Definimos como el coeficiente de anisotropía

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)}$$

donde  $W$  representa el área normalizada y corregida de los picos  $X$  en coincidencias con los  $\gamma$ . El montaje anterior y el procesamiento de datos es en forma general el utilizado para el estudio de este conjunto de núcleos. Particularidades de cada uno de ellos, se expresarán en las páginas siguientes:

**$\text{Mn}^{54}$**  El  $\text{Mn}^{54}$  presenta un esquema de decaimiento (fig.VII-2) muy simple. Pasa al nivel de 835 keV del  $\text{Cr}^{54}$  emitiendo una radiación X-K de 5.4 keV. La anisotropía resultó nula con un error menor del 1%, en desacuerdo con un trabajo previo de Peropelkin

**$\text{Zn}^{65}$**  El decaimiento por captura electrónica permitida del  $\text{Zn}^{65}$  (fig. VII-3) al nivel de 1115 keV del  $\text{Cu}^{65}$  ha sido estudiado. El valor de la anisotropía, entre el X-K de 8.05 keV y el gamma de 1115 keV concuerda, dentro de los errores experimentales, con el obtenido por Ramaswamy.

**$\text{Sr}^{85}$**  El  $\text{Sr}^{85}$  decae en un 99% al nivel de 514 keV (fig. VII-4) del  $\text{Rb}^{85}$ . Debido a que el nivel intermedio es inestable (1/2 s) debió utilizarse retardos adicionales, para poder realizar las coincidencias entre el X-K de 13.4 keV y el gamma de 514 keV.

**$\text{Ba}^{133}$**  Decae con una intensidad del 78% (fig.VII.6) al nivel de 437 del  $\text{Cs}^{133}$ . Para resolver el espectro gamma del  $\text{Ba}^{133}$  se neces-

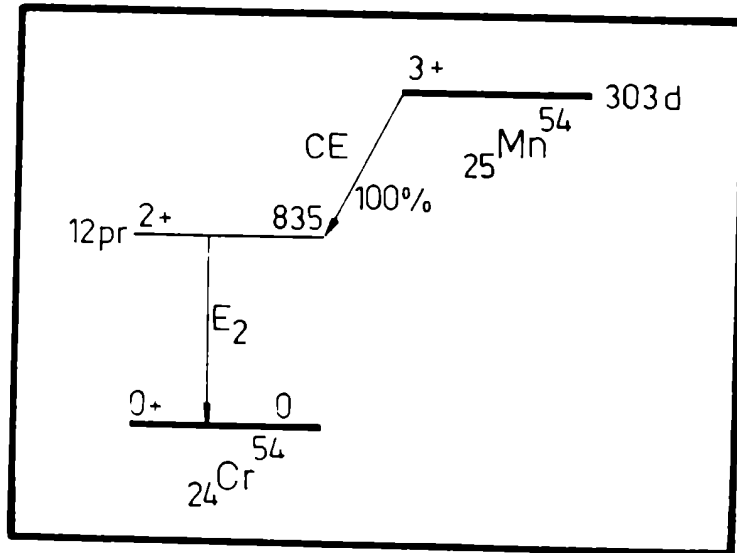


FIG VII-2



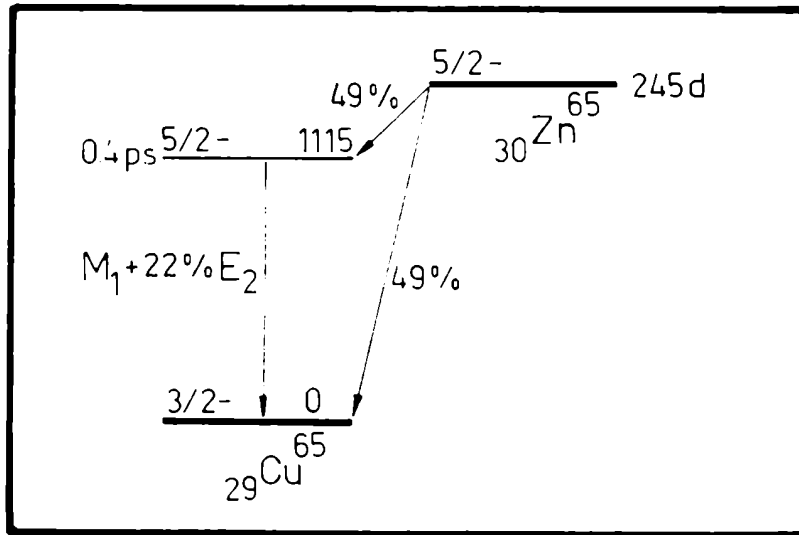


FIG VII-3

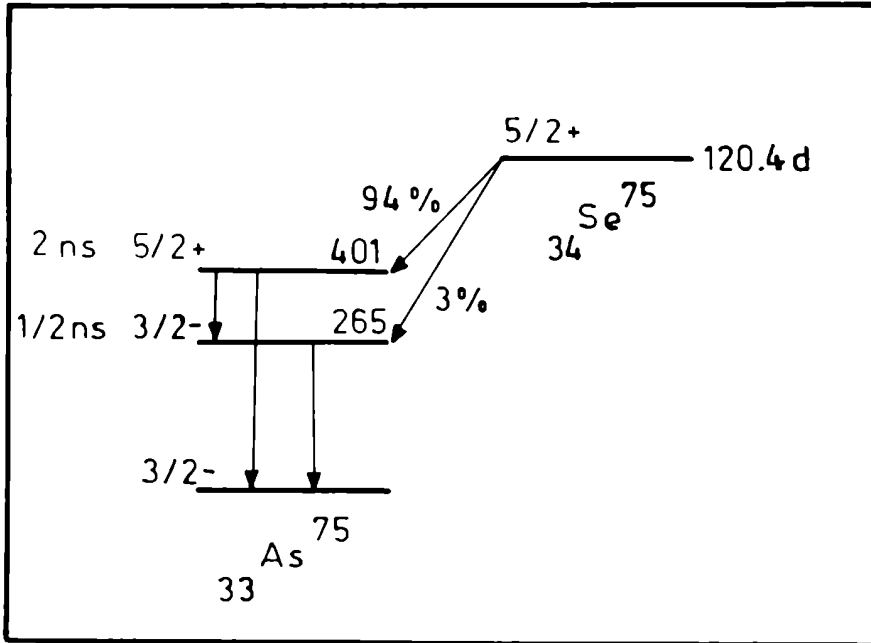


FIG VII-5

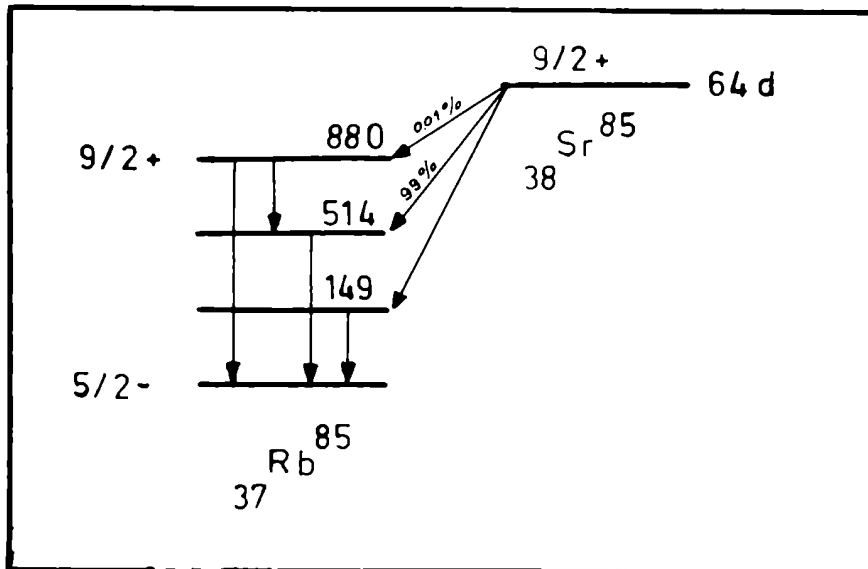


FIG VII-4

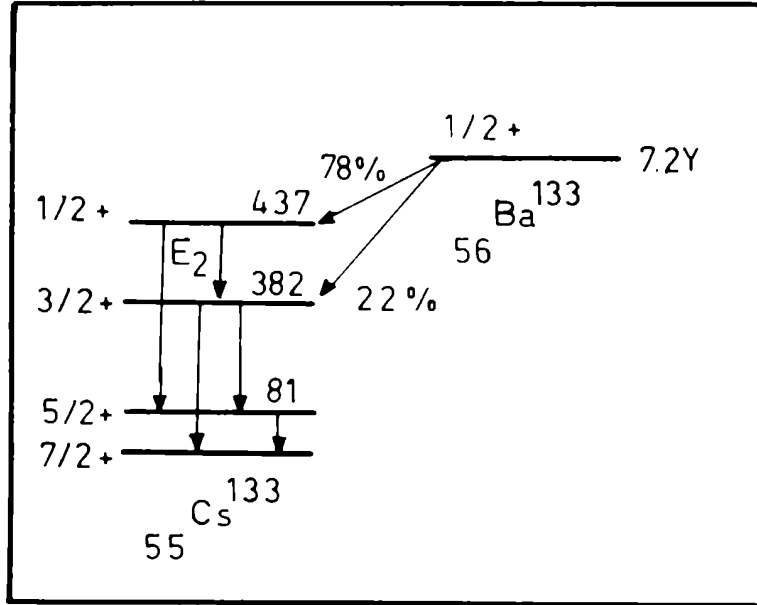


FIG VII-6

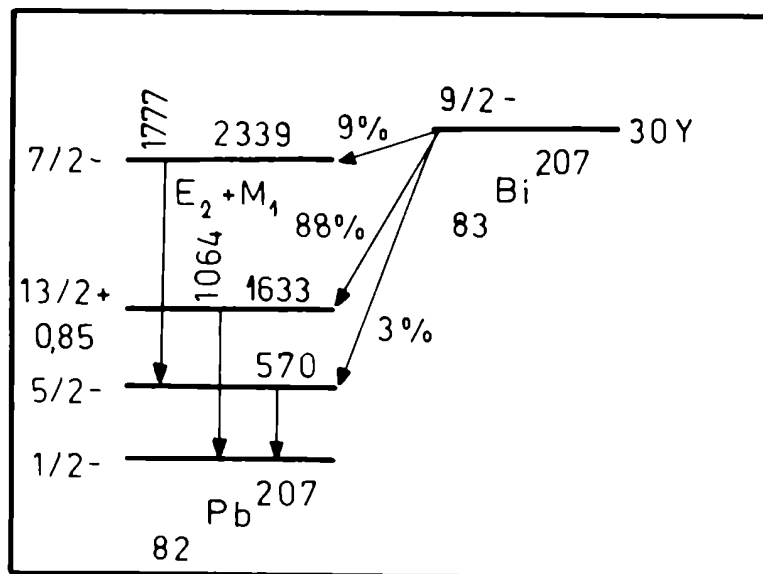


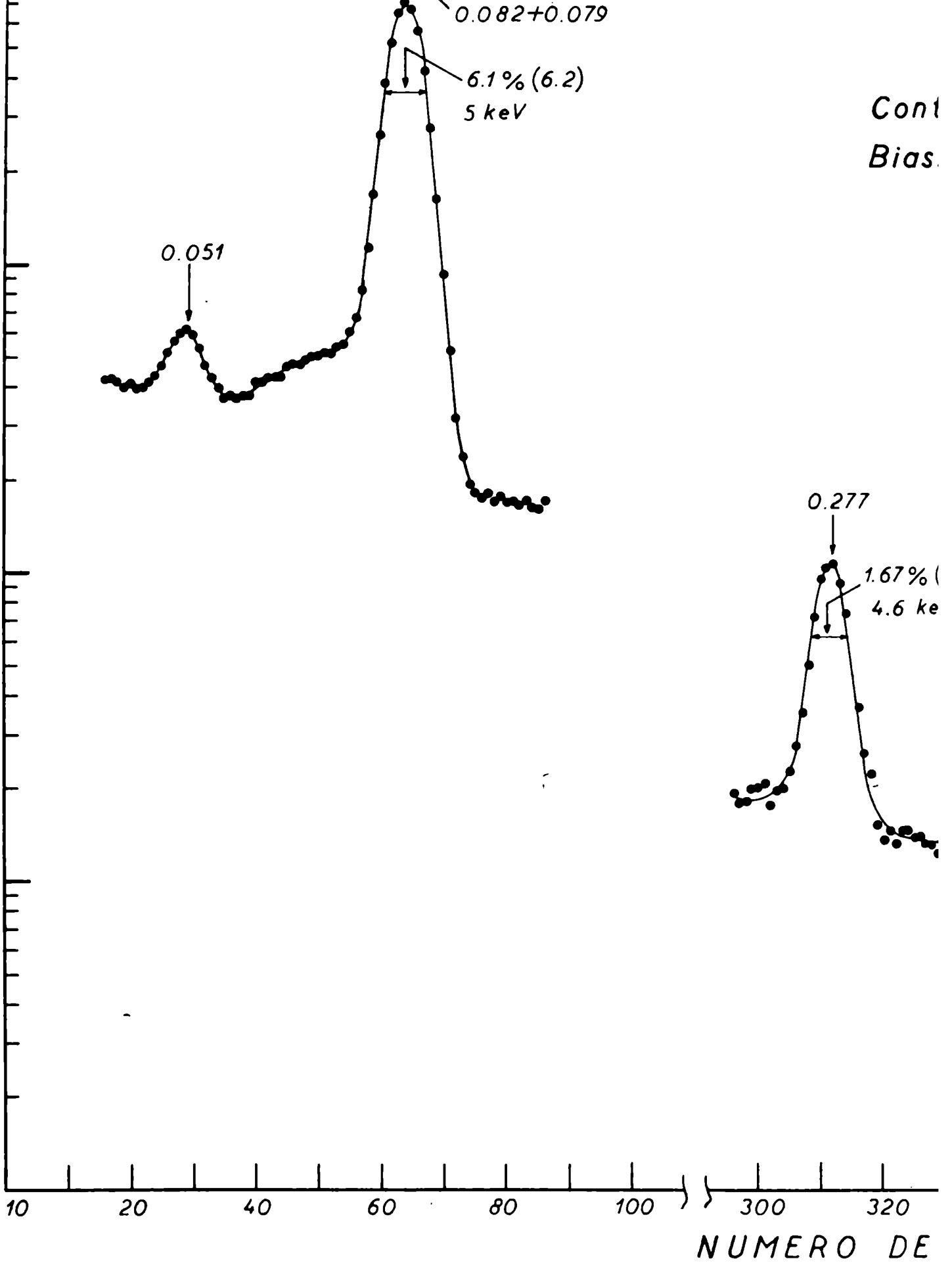
FIG VII-7

si se usó un detector de Ge(Li), el espectro obtenido se muestra en la fig.VII.8 ). La radiación X-K de 30.9 keV en coincidencia con el gamma de 437 keV, resultó tener una anisotropía nula dentro de los errores experimentales.

**Pb207** Decae al nivel de 2.338 MeV del  $Pb^{207}(VII)$  La radiación gamma de 1777 keV es detectado en coincidencia con el X-K de 75 keV.

**Se75** Entre los decaimientos del  $Se^{75}(VII)$  a los niveles excitados del  $As^{75}$ , ha sido seleccionado el decaimiento al nivel de 401 keV, con un 34 % de intensidad. La correlación entre el X-K de 10.5 keV y el gamma de 401 keV no evidenció ninguna anisotropía.

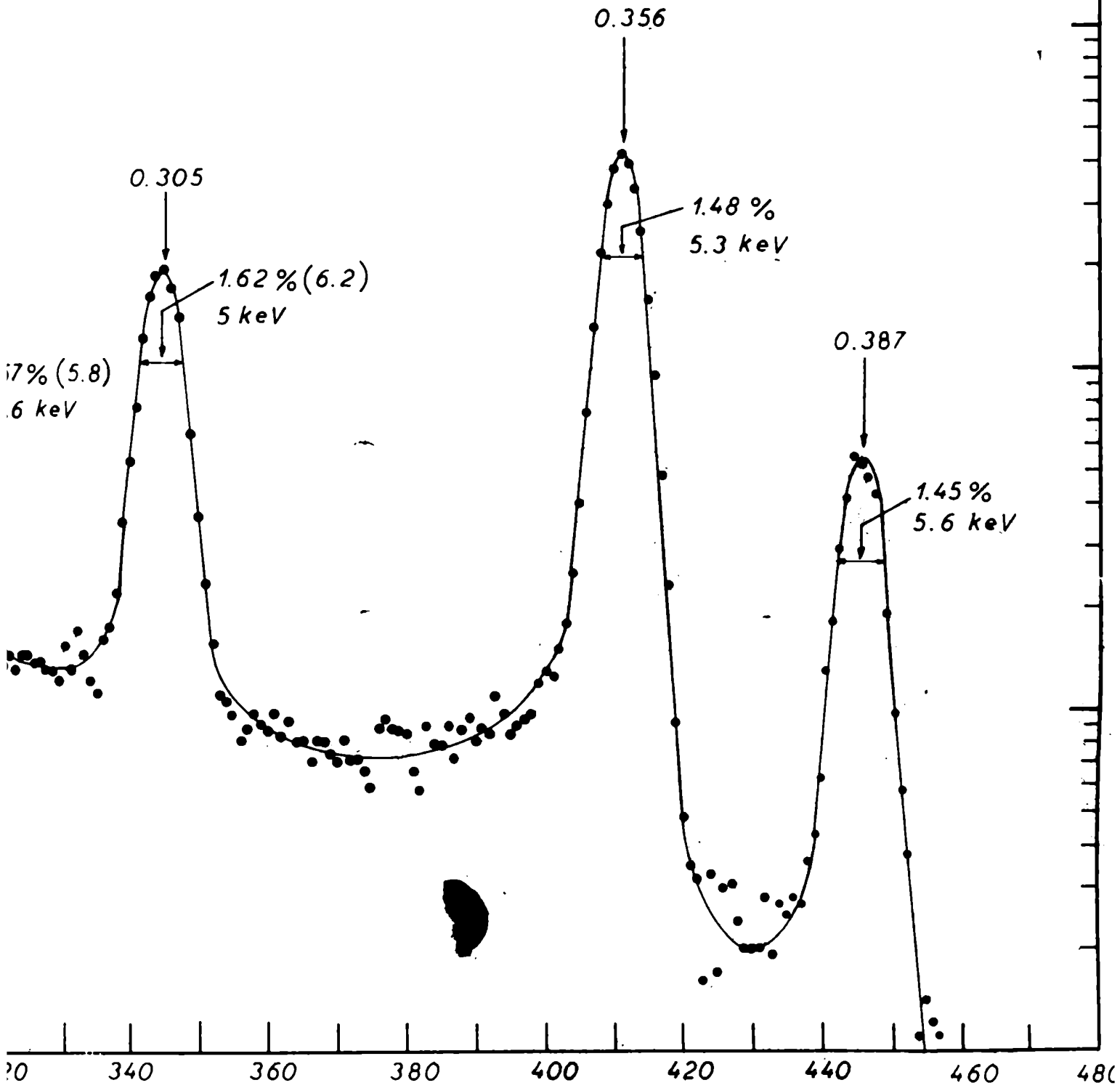
Cont  
Bias.



$Ba^{133}$

Contador Ge (RCA)

bias = -150V I=D=2  $\mu$ s



DE CANAL

FIG VII-8

TABLA VI

NUCLEO	TRANSICION	S CAPTURA ELECTRONICA	ENERGIA DEL RAYO K X (keV)	ENERGIA RAYO GAMMA (keV)	ANISOTROPIA A		R
					Este trabajo	Otros autores	
$^{56}\text{Mn}$	$3^+ \rightarrow 2^+$	100	5.4	835	$0.002 \pm 0.003$	$0.025 \pm 0.004$	
$^{65}\text{Zn}$	$5^- \rightarrow 2^-$	49	8.0	1.115	$0.008 \pm 0.014$	$0.006 \pm 0.011$	
$^{75}\text{Se}$	$5^+ \rightarrow 2^+$	24	10.5	403	$0.003 \pm 0.008$		
$^{85}\text{Sr}$	$5^+ \rightarrow 2^+$	33	13.4	514	$0.03 \pm 0.05$	$0.011 \pm 0.016$	
$^{133}\text{Ba}$	$1^+ \rightarrow 2^-$	78	30.9	356	$0.002 \pm 0.008$	$0.005 \pm 0.006$	
$^{207}\text{Bi}$	$5^- \rightarrow 2^-$	9	75.0	1.777	$-0.003 \pm 0.007$		

## CONCLUSIONES

Las mediciones presentadas en este trabajo realizadas en la región de la tabla periódica entre  $A = 54$  y  $A = 207$ , muestran que no existe anisotropía proveniente de la correlación angular  $K_{\lambda = \gamma}$ . Si existe anisotropía ésta debe ser menor que el 1%, de acuerdo a los errores experimentales.

Del análisis final de los resultados podemos afirmar que no existe ninguna excepción experimental de acuerdo a las predicciones de la teoría.



## REFERENCIAS

- 71) A. Z. Dolginov, Soviet Physics JETP 7 (1958) 644
- 72) V. V. Parapelkin, Soviet Physics JETP Letters 5 (1967) 81
- 73) M. K. Ramaswamy, Physics Letters 27B (1968) 215
- 74) M. McDonnell y M. K. Ramaswamy, Phys. Rev. 171 (1968) 1278