

Tesis de Posgrado

Estudio de correlaciones angulares

Silbergleit, Virginia Mabel

1976

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. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

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

Cita tipo APA:

Silbergleit, Virginia Mabel. (1976). Estudio de correlaciones angulares. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1536_Silbergleit.pdf

Cita tipo Chicago:

Silbergleit, Virginia Mabel. "Estudio de correlaciones angulares". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1976.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1536_Silbergleit.pdf

Tesis Doctoral de

VIRGINIA MABEL SILBERGLEIT



ESTUDIO DE CORRELACIONES ANGULARES



Dirigida por el

Dr. H. E. Bosch

- 1976 -



1536 -
ef. 2

*A mí compañero y
esposo.*

INTRODUCCION

El presente estudio involucra una serie de trabajos teóricos y experimentales que cubren parte de los procesos de desintegración nuclear y de su interacción con las capas electrónicas. Como ejemplo de estudio de la desintegración nuclear se ha tomado el caso ${}_{107}^{207}\text{Pd} \rightarrow {}_{109}^{137}\text{Ag}$.

Con respecto al estudio de la interacción núcleo-corteza electrónica se ha considerado la desintegración del ${}_{207}^{207}\text{Bi} \rightarrow {}_{109}^{137}\text{Pb}$ y del ${}_{137}^{137}\text{Ce} \rightarrow {}_{139}^{139}\text{La}$.

Mediante la desintegración del ${}_{109}^{109}\text{Pd}$ se ha determinado el carácter de algunos niveles excitados de la ${}_{109}^{109}\text{Ag}$, basado en el método experimental de correlaciones angulares gamma - gamma.

Se ha arribado a la presentación de una discusión de la estructura de niveles del núcleo de ${}_{109}^{109}\text{Ag}$, la cual se compara con modelos realizados por diferentes autores.

Con respecto a la desintegración del ${}_{207}^{207}\text{Bi}$ y del ${}_{137}^{137}\text{Ce}$ se ha realizado un estudio experimental de correlaciones angulares LX - gamma el cual es analizado de acuerdo con las predicciones teóricas del modelo desarrollado por Doginov.

Por razones de completitud en el Capítulo I se hace una reseña de la teoría de emisión de radiación electromagnética nuclear.

En el Capítulo II se detalla la teoría correspondiente a las correlaciones angulares de radiaciones en cascada, para los casos de transiciones radiativas y no radiativas.

En el Capítulo III se describe el tratamiento estadístico de datos indispensable para determinar la validez de los resultados experimentales.

En los Capítulos IV y V se describen los montajes experimentales para realizar las mediciones de espectros simples y en coincidencia de las radiaciones gamma y de fluorescencia y de correlaciones angulares gamma - gamma y X - gamma.

El Capítulo IV está dedicado a los estudios realizados sobre la desintegración del $^{109}\text{Pd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$. El Capítulo V presenta el desarrollo de las experiencias sobre correlaciones angulares no perturbadas X - gamma provenientes de la desintegración del ^{207}Bi por medio de la captura L al ^{207}Pb .

En el Capítulo VI se describen las experiencias análogas de la correlación angular X - gamma proveniente de la desintegración del ^{139}Ce al ^{139}La . En estos tres últimos capítulos se presentan los resultados experimentales y se comparan con los obtenidos por otros autores.

Este trabajo de tesis ha sido el fruto de seis años de labor continua, lo que ha permitido sustentarlo con diversos estudios realizados secuencialmente. Cada uno de estos estudios ha sido debidamente documentado en las publicaciones que figuran en el Apéndice I.

CAPITULO I

CARACTERISTICAS DE LA RADIACION ELECTROMAGNETICA Y DE LOS ELECTRONES DE CONVERSION INTERNA

INTRODUCCION

El estudio de la interacción electromagnética, ha sido desarrollado exhaustivamente, con la ayuda del conocimiento de los campos \underline{E} y \underline{B} . Observaciones experimentales, como las de Ampere (1820); Faraday (1832) y Hertz (1887) dieron relaciones para las corrientes, cargas eléctricas y fuentes con los clásicos campos \underline{E} y \underline{B} . En 1865; Maxwell resumió estas observaciones, en su famoso conjunto de ecuaciones.

Desde el punto de vista de la Física Nuclear; el tratamiento de la interacción electromagnética, permitió conocer características y predecir efectos, algunos de los cuales ya han sido comprobados.

I.1. ECUACIONES DE MAXWELL, SUS SOLUCIONES Y SU SIGNIFICADO FISICO

Para una dada distribución de cargas $\rho(\underline{r},t)$ y corrientes $\underline{J}(\underline{r},t)$, las ecuaciones de Maxwell son :

$$\begin{aligned} \underline{\nabla} \times \underline{E} + \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} &= 0 & \underline{\nabla} \cdot \underline{E} &= -4 \pi \rho \\ \underline{\nabla} \times \underline{B} - \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} &= -4 \pi \underline{J} & \underline{\nabla} \cdot \underline{B} &= 0 \end{aligned} \tag{I.1.1.}$$

Considerando las unidades $\hbar = m_e = c = 1$, donde m_e es la masa del electrón y e su carga.

La ecuación de continuidad (o conservación de la carga) es obtenida como consecuencia de las ecuaciones de Maxwell.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \underline{\nabla} \cdot \underline{\mathbf{J}} = 0 \quad (\text{I.1.2.})$$

Una forma elegante de desacoplar los vectores $\underline{\mathbf{E}}$ y $\underline{\mathbf{B}}$ es utilizando un potencial vectorial $\underline{\mathbf{A}}(\underline{\mathbf{r}}, t)$ y uno escalar $\phi(\underline{\mathbf{r}}, t)$ tal que

$$\underline{\mathbf{B}} = \underline{\nabla} \times \underline{\mathbf{A}} \quad \underline{\mathbf{E}} = - \frac{\partial \underline{\mathbf{A}}}{\partial t} - \underline{\nabla} \phi \quad (\text{I.1.3.})$$

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{\mathbf{A}} + \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad (\text{ecuación de Lorentz})$$

Utilizando estas relaciones, las ecuaciones de Maxwell se reducen a :

$$\Delta \underline{\mathbf{A}} - \frac{\partial^2 \underline{\mathbf{A}}}{\partial t^2} = - 4 \pi \underline{\mathbf{J}} \quad (\text{I.1.4})$$

$$\Delta \phi - \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = - 4 \pi \rho$$

La no arbitrariedad de los potenciales $\underline{\mathbf{A}}$ y ϕ no está completamente definida con la ecuación de Lorentz.

Una ecuación más conveniente, para la cuantificación del campo electromagnético es la condición de Coulomb

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{A} = 0 \quad (\text{I.1.5.})$$

La relación (I.1.5.) selecciona de todas las posibles soluciones de las ecuaciones de Maxwell, aquellas en las que los campos son vectores transversales.

Utilizando (I.1.5.); las ecuaciones para $\underline{A}(\underline{r}, t)$ y $\phi(\underline{r}, t)$ pueden reescribirse de la forma :

$$\Delta \underline{A} - \frac{\partial^2 \underline{A}}{\partial t^2} = - 4\pi \underline{J}_T \quad (\text{I.1.6.})$$

$$\Delta \phi = - 4 \pi \rho$$

La densidad de corriente transversal $\underline{J}_T(\underline{r}, t)$, satisface

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{J}_T(\underline{r}, t) = 0 \quad (\text{I.1.7.})$$

En el vacío $\rho(\underline{r}, t) \equiv 0$ y $\underline{J}_T(\underline{r}, t) = 0$ y en consecuencia $\phi(\underline{r}, t) \equiv 0$, por lo cual las ecuaciones^T(I.1.6.) se reducen a :

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{A} = 0$$

$$\Delta \underline{A} - \frac{\partial^2 \underline{A}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.1.8.})$$

Dependiendo de la elección del sistema de coordenadas y de las condiciones de contorno, pueden encontrarse soluciones simples e importantes como son las ondas planas y esféricas.

a) Solución de onda plana

Una onda plana, linealmente polarizada, que se mueve en una dirección \underline{k} , está representada por :

$$\underline{A}(\underline{r}, t) = \underline{e}_x, e^{i(\underline{p} \cdot \underline{r} - \omega t)} \quad \text{ó} \quad \text{(I.1.9.)}$$

$$\underline{A}(\underline{r}, t) = \underline{e}_y, e^{i(\underline{p} \cdot \underline{r} - \omega t)}$$

donde

$$\underline{p} = \omega \underline{k} \quad \text{y} \quad |\underline{k}| = 1 \quad \text{(I.1.10)}$$

Los vectores unitarios \underline{e}_x , y \underline{e}_y , caracterizan la dirección de la polarización lineal; y verifican que

$$\underline{e}_x \cdot \underline{e}_y = 0 \quad \text{(I.1.11)}$$

$$\underline{k} = \underline{e}_x \times \underline{e}_y,$$

Como las soluciones (I.1.9.) son linealmente independientes, la superposición lineal de las mismas también es solución, en consecuencia, introduciendo el vector polarización circular unitario :

$$\underline{e}_{\pm 1} = \frac{-\underline{e}_{x'} \pm i \underline{e}_{y'}}{\sqrt{2}} \quad (\text{I.1.12.})$$

podemos reescribir las ecuaciones (I.1.9.) de la forma :

$$\underline{A}_{\underline{p}, \tau}(\underline{r}, t) = C \underline{e}_{\tau} e^{i(\underline{p} \cdot \underline{r} - \omega t)} \quad (\text{I.1.13})$$

con

$$\tau = \pm 1$$

Los valores $\tau = \pm 1$, corresponden a la helicidad de la onda circularmente polarizada, $\tau = +1$ es una onda circular polarizada a la derecha y $\tau = -1$ a la izquierda.

La constante de normalización C es importante en el cálculo de las posibilidades de transición.

La solución de onda plana (I.1.13.) puede ser normalizada tal que $\underline{A}_{\underline{p}, \tau}(\underline{r}, t) + \underline{A}_{-\underline{p}, \tau}^*(\underline{r}, t)$ represente a un fotón en una caja de volumen L^3 . El factor C es función de la energía del fotón en la caja ω , que es igual a la energía del campo electromagnético.

$$\frac{W}{L^3} = \frac{|\underline{E}|^2 + |\underline{H}|^2}{8\pi} = c^2 \frac{R_e(\omega e^{i(\underline{p} \cdot \underline{r} - \omega t)})}{4\pi} = \omega \quad (\text{I.1.14})$$

Para obtener esta relación se consideró $|\underline{E}| = |\underline{H}|$ y se utilizaron las ecuaciones (I.1.3.).

En consecuencia :

$$\underline{A}_{\underline{p} \tau}(\underline{r}, t) = \sqrt{\frac{2\pi}{L^3 \omega}} \underline{e}_{\tau} e^{i(\underline{p} \cdot \underline{r} - \omega t)} \quad (\text{I.1.15.})$$

Esta ecuación representa a un fotón circularmente polarizado de energía $E = \omega$, momento $\underline{p} = \omega \underline{k}$ y helicidad τ .

Otra posible solución de las ecuaciones diferenciales (I.1.8.) .

b) Solución de onda esférica

Suponiendo que la dependencia de $\phi(\underline{r}, t)$ con el tiempo, es de la forma :

$$\phi(\underline{r}, t) = \phi(\underline{r}) e^{-i\omega t}, \quad (\text{I.1.16.})$$

La ecuación diferencial para $\phi(\underline{r})$ que se obtiene es :

$$(\Delta + \omega^2) \phi(\underline{r}) = 0 \quad (\text{I.1.17.})$$

cuya solución en ordenadas esféricas es :

$$\phi_{LM}(\underline{r}, t) = \phi(\underline{r}, \theta, \phi, t) = f_L(\omega r) Y_{LM}(\theta, \phi) e^{-i\omega t} \quad (\text{I.1.18.})$$

donde $Y_{LM}(\theta, \phi)$ son los esféricos armónicos y

$f_L(x) = J_L(x)$ funciones esféricas de Bessel.

$f_L(x)_+ = h_L^{(1)}(x)$ funciones esféricas de Hankel de 1ra. clase.

$f_L(x)_- = h_L^{(2)}(x)$ funciones esféricas de Hankel de 2da. clase.

Estos tres tipos de funciones radiales difieren en sus singularidades.

Para resolver las ecuaciones (I.1.8.) debe definirse una función escalar $\phi_{LM}(\vec{r}, t)$ que se corresponda con la función esférica vectorial $\vec{A}_{LM}(\vec{r}, t)$.

Los campos vectoriales transversales $\vec{L} \phi_{LM}(\vec{r})$ y $(\vec{\nabla} \times \vec{L}) \phi_{LM}(\vec{r}, t)$ son soluciones de las ecuaciones (I.1.8.); donde \vec{L} es el operador momento angular orbital.

Los campos esféricos transversales, eléctricos y magnéticos; o soluciones multipolares, son definidos como :

$$\vec{A}_{LM}^{(M)}(\underline{r}, t) = \frac{1}{[L(L+1)]^{1/2}} \vec{L} \phi_{LM}(\vec{r}) e^{-i\omega t} \quad (I.1.19a)$$

$$\vec{A}_{LM}^{(E)}(\underline{r}, t) = \frac{1}{\omega [L(L+1)]^{1/2}} (\vec{\nabla} \times \vec{L}) \phi_{LM}(\underline{r}) e^{-i\omega t} \quad (I.1.19b)$$

Las paridades de estos campos electromagnéticos multipolares son :

$$\pi = (+1)^L \text{ para múltiplo magnético}$$

$$\pi = (-1)^{L+1} \text{ para múltiplo eléctrico}$$

c) Ondas planas y esféricas y su significado físico

Cualquier onda electromagnética plana, de helicidad ζ que se mueve en la dirección Z ($\underline{k} = \underline{e}_z$) puede representarse de la forma :

$$\begin{aligned} \underline{A}_{\underline{e}_z \tau}(\underline{r}, t) = & \underline{e}_\tau e^{i\omega(\underline{e}_z \underline{r} - t)} - \sqrt{2} \sum_L i^{L(2L+1)^{1/2}} \left[\underline{A}_{\underline{L} \tau}^{(E)}(\underline{r}, t) + \right. \\ & \left. + \tau \underline{A}_{\underline{L} \tau}^{(M)}(\underline{r}, t) \right] \end{aligned} \quad (\text{I.1.20.})$$

introduciendo un factor tal que :

$$\Lambda(E) = 0 \quad \text{para múltiplos eléctricos}$$

$$\Lambda(M) = 1 \quad \text{para múltiplos magnéticos}$$

La expresión (I.1.19.) se reduce a :

$$\underline{A}_{\underline{e}_z \tau}(\underline{r}, t) = -\sqrt{2} \sum_{L, \pi} i^{L(2L+1)} \tau^{\Lambda(\pi)} \underline{A}_{\underline{L} \tau}^{(\pi)}(\underline{r}, t) \quad (\text{I.1.21.})$$

Para comprender el significado físico de las soluciones de ondas planas y esféricas, es importante recalcar las definiciones del momento \underline{p} , la energía ω y el momento angular \underline{J} de un campo electromagnético.

$$\underline{p} = \frac{1}{4\pi} \int (\underline{E} \times \underline{B}) \, dV \quad (\text{I.1.22.})$$

$$\omega = \frac{1}{8\pi} \int (\underline{E}^2 + \underline{B}^2) \, dV \quad (\text{I.1.23.})$$

$$\underline{J} = \frac{1}{4\pi} \int \underline{r} \times (\underline{E} \times \underline{B}) \, dV \quad (\text{I.1.24.})$$

La solución de estas ecuaciones para la onda plana real $\underline{A}_{\underline{p}\tau} + \underline{A}_{\underline{p}\tau}^*$ ecuación (I.1.15) en el volumen de normalización L^3 impone :

$$\underline{p} = \omega \underline{k} \quad (I.1.25)$$

$$W = \omega \quad (I.1.26.)$$

$$\underline{J} \cdot \underline{k} = \tau \quad (I.1.27.)$$

La onda plana $\underline{A}_{\underline{p}\tau} + \underline{A}_{\underline{p}\tau}^*$ representa a un fotón en una caja, con energía ω , momento \underline{p} y helicidad $\tau = \pm 1$. Las soluciones $\tau = 0$ no verifican las relaciones (I.1.8.), por lo tanto no son aceptables. La helicidad τ , es la proyección del momento angular total \underline{J} del campo, sobre la dirección de propagación \underline{k} . Los dos valores de la helicidad $\tau = +1$ y $\tau = -1$, corresponden a las dos proyecciones del spin del fotón; ($S = 1$).

Las soluciones multipolares (I.1.21), normalizadas a una esfera de radio R tal que $\omega R \gg 1$, representan un campo electromagnético tal que :

$$W = \omega \quad (I.1.28.)$$

$$|J| = \sqrt{L(L+1)} \quad (I.1.29.)$$

$$J_z = M \quad (I.1.30.)$$

correspondiendo a un fotón de energía ω ; momento angular \underline{L} con proyección $J_z = M$ sobre el eje Z .

I.2. EMISION DE RADIACION ELECTROMAGNETICA

Para un sistema de cargas eléctricas y corrientes, la emisión de radiación electromagnética, responde a las ecuaciones (I.1.5.) y (I.1.6.)

$$\Delta \underline{A} - \frac{\partial^2 \underline{A}}{\partial t^2} = -4 \pi \underline{J}_T(\underline{r}, t) \quad (\text{I.2.1a})$$

$$\Delta \phi = 4 \pi \rho(\underline{r}, t) \quad (\text{I.2.1b})$$

Realizando separación de variables espaciales y temporales, resulta :

$$\underline{J}_T(\underline{r}, t) = \underline{J}_T(\underline{r}) e^{-i\omega t} \quad (\text{I.2.2a})$$

$$\rho(\underline{r}, t) = \rho(\underline{r}) e^{-i\omega t} \quad (\text{I.2.2b})$$

con lo cual

$$\Delta \underline{A} + \omega^2 \underline{A} = -4 \pi \underline{J}_T(\underline{r}) \quad (\text{I.2.3.})$$

Considerando la ecuación de ondas para el potencial escalar :

$$\left(\Delta - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \phi(\underline{r}, t) = -4 \pi \rho'(\underline{r}, t) \quad (\text{I.2.4.})$$

$$\left(\Delta + \omega^2 \right) \phi(\underline{r}) = -4 \pi \rho'(\underline{r}) \quad (\text{I.2.5.})$$

y siendo válida la relación (I.2.2b).

La solución es :

$$\phi(\underline{r}, t) = \int \rho'(\underline{r}') \frac{e^{i\omega|\underline{r} - \underline{r}'|}}{|\underline{r} - \underline{r}'|} dv' e^{-i\omega t} = 4\pi \int \rho'(\underline{r}') G(\underline{r}, \underline{r}') dv' e^{-i\omega t} \quad (I.2.6.)$$

La función de Green $G(\underline{r}, \underline{r}')$ puede ser desarrollada en término de funciones multipolares

$$G(\underline{r}, \underline{r}') = \frac{e^{i\omega|\underline{r} - \underline{r}'|}}{4\pi|\underline{r} - \underline{r}'|} = \sum_{l,m} i\omega j_l(\omega r') Y_{lm}(\underline{r}') h_l^{(1)}(\omega r) Y_{lm}^*(\underline{r}) \quad (I.2.7.)$$

para $r' < r$. Si $r' > r$ los roles de \underline{r} y \underline{r}' deben intercambiarse.

La solución escalar para la ecuación (I.2.4.) puede reescribirse de la forma :

$$\phi(\underline{r}, t) = \sum_{l,m} 4\pi i\omega \left[\int \rho'(\underline{r}') J_L(\omega r') Y_{lm}(\underline{r}') dv' \right]^* \cdot h_l^{(1)}(\omega r) Y_{lm}^*(\underline{r}) e^{-i\omega t} \quad (I.2.8.)$$

Este desarrollo es válido cuando la densidad $\rho'(\underline{r}')$ está localizada en una región pequeña (tal como el volumen nuclear) y se buscan soluciones a grandes distancias \underline{r} .

Este mismo formalismo puede generalizarse para la función vectorial, obteniéndose para el campo vectorial transversal :

$$\underline{A}(\underline{r}, t) = \sum_{L,M} 4\pi i\omega \left[\int \underline{J}_T(\underline{r}') A_{LM}^{(i)}(\underline{r}') dv' \right] A_{LM}^*(\underline{r}) e^{-i\omega t} \quad (I.2.9.)$$

La dependencia espacial del campo $\underline{A}(\underline{r}, t)$ está determinada por la función de onda saliente

$$A_{LM}^{(H)*}(\underline{r})^+ = (-1)^{M+1} A_{L-M}(\underline{r})^+ \quad (I.2.10.)$$

La distribución direccional de intensidad y polarización de la radiación está contenida en $A_{L-M}^{(H)*}(\underline{r})$. El cuadrado del bracket de (I.2.9.), determina la intensidad absoluta de los componentes del campo multipolar.

En la ecuación (I.2.9.) puede reemplazarse $\underline{J}_T(\underline{r})$ por $\underline{J}(\underline{r})$ (densidad de corriente total), pues la contribución de \underline{J}_L es nula. La solución general se obtiene utilizando el principio de correspondencia. La densidad de corriente clásica $\underline{j}(\underline{r}) e^{-i\omega t}$ debe ser reemplazada por una transición de la densidad de corriente

$$\underline{J}(\underline{r}') e^{-i\omega t} \longrightarrow \langle \downarrow | \underline{J}_{op}(\underline{r}') | i \rangle e^{-i(E_L - E_F)t} \quad (I.2.11.)$$

$$\omega = E_i - E_f \quad (I.2.12.)$$

El principio de correspondencia es una aproximación, que si bien da la respuesta correcta, no representa un tratamiento completo del proceso de emisión de la radiación electromagnética.

a) Cuantificación de la radiación

El Hamiltoniano del campo de radiación puede escribirse en término de un conjunto de osciladores armónicos, bajo la hipótesis de la teoría de cuantificación :

$$H = \sum_{\underline{p}, \tau} \omega_{\underline{k}} a_{\underline{p}, \tau}^{\dagger} a_{\underline{p}, \tau} \quad (\text{I.2.13.})$$

donde $a_{\underline{p}, \tau}^{\dagger}$ y $a_{\underline{p}, \tau}$ son los operadores de creación y de destrucción respectivamente.

El campo cuántico o fotones, tiene helicidad τ y momento $\underline{p} = \omega \underline{k}$.

Los estados vectoriales de los fotones, están caracterizados por el número de fotones $n_{\underline{p}, \tau}$ en un estado definido \underline{p}, τ de la forma :

$$| n_{\underline{p}, \tau} \rangle$$

El Hamiltoniano total, puede ser escrito como :

$$H = H_1 + H_2 + H_3 \quad (\text{I.2.14.})$$

donde H_1 ya ha sido definido por la ecuación (I.2.13.)

H_2 es el Hamiltoniano del átomo, núcleo, etc..., y

H_3 describe la interacción entre el sistema material y el campo de radiación ;

y tiene la expresión :

$$H_3 = - \int \underline{J}(\underline{r}') \underline{A}(\underline{r}', t) dv' \quad (\text{I.2.15.})$$

siendo $\underline{J}(\underline{r}')$ es el operador densidad de corriente.

El Hamiltoniano no relativista H_2 en la presencia de un

campo electromagnético $\underline{A}(\underline{r})$ es de la forma :

$$H_2 = \sum_i \frac{1}{2m_i} (\underline{p}_i - e_i \underline{A}(\underline{r}_i))^2 \quad (I.2.16.)$$

La probabilidad de emisión de un fotón con momento \underline{p} y helicidad ζ , bajo el ángulo sólido $d\Omega$, está caracterizado por el elemento de matriz :

$$\langle 1_{\underline{p}\zeta} f | H_2 | i, 0 \rangle = \langle 1_{\underline{p}\zeta} | a_{\underline{p}\zeta}^+ | 0 \rangle \int \langle f | \underline{J}(\underline{r}') | i \rangle \frac{A_{\underline{p}\zeta}^*(\underline{r}')}{\underline{p}\zeta} d\underline{v}' e^{-i\underline{p}\cdot\underline{r}'} \quad (I.2.17.)$$

La probabilidad de transición, en la unidad de tiempo será :

$$\begin{aligned} T_{(k) i \rightarrow f}^{d\underline{t}} &= 2\pi |\langle 1_{\underline{p}\zeta} f | H_2 | i, 0 \rangle|^2 \frac{d\underline{n}}{d\underline{\omega}} = \\ &= \frac{L^3 \omega^2 d\underline{\Omega}}{(2\pi)^2} \left| \int \langle f | \underline{J}(\underline{r}') | i \rangle \frac{A_{\underline{p}\zeta}^*(\underline{r}')}{\underline{p}\zeta} d\underline{v}' \right|^2 \quad (I.2.18.) \\ &= \frac{\omega}{2\pi} \left| \int \langle f | \underline{J}(\underline{r}') | i \rangle \frac{e_{\underline{p}\zeta}^*}{\underline{p}\zeta} e^{-i\underline{p}\cdot\underline{r}'} d\underline{v}' \right|^2 d\underline{\Omega} \end{aligned}$$

En la aproximación dipolar eléctrica $e^{-i\underline{p}\cdot\underline{r}'} = 1$ y el cálculo de la probabilidad de transición se reduce a la integral :

$$\underline{d} = \int \langle f | \underline{J}(\underline{r}') | i \rangle d\underline{v}' = \underline{d}_1 + i \underline{d}_2 \quad (I.2.19.)$$

Los dos vectores reales \underline{d}_1 y \underline{d}_2 determinan la polarización de la radiación que es emitida en la dirección \underline{k} .

La componente transversal de \underline{d} , llamada $\underline{d}^T = \underline{d}_1^T + i \underline{d}_2^T$, es proporcional al vector campo \underline{A} y en consecuencia tiene la dirección

de \underline{E} . Estos dos vectores (\underline{d}_1^T y \underline{d}_2^T) son los ejes de una elipse, que caracteriza la polarización de la radiación, (la cuál es en general, elíptica). Cuando $\underline{d}_1^T \cdot \underline{d}_2^T = 0$ y $\underline{d}_1^T = \underline{d}_2^T$, la radiación es circularmente polarizada. Cuando uno de los vectores \underline{d}_i^T desaparece, la polarización es lineal.

b) Emisión de radiación multipolar

En el estudio de la radiación electromagnética es importante detallar las multipolaridades de la misma.

Los operadores multipolares eléctricos y magnético están definidos por

$$M_O(M_L, M) = -i \frac{(2L+1)!!}{\omega^L (L+1)} [L(L+1)]^{1/2} \int \underline{J}(\underline{r}') \underline{A}_{LM}^{(M)}(\underline{r}') dv' \quad (I.2.20a)$$

$$M_O(E_L, M) = \frac{(2L+1)!!}{\omega^L (L+1)} [L(L+1)]^{1/2} \int \underline{J}(\underline{r}') \underline{A}_{LM}^{(E)}(\underline{r}') dv' \quad (I.2.20b)$$

Estos operadores son tensores esféricos de rango L y paridad $(-1)^{L+\Lambda(i)}$

Para el caso de longitudes de onda grandes tales que $\lambda \gg R$; (lo cual ocurre para rayos gamma de energías de unos pocos MeV), los momentos multipolares se vuelven :

$$M_O(M_L, M) = \frac{-i}{(L+1)} \int \underline{J}'(\underline{r}') \underline{L} \underline{r}'^L Y_{LM}(\hat{\underline{r}}') dv' \quad (I.2.21a)$$

$$\begin{aligned} M_O(E_L, M) &= \frac{1}{\omega(L+1)} \int \underline{J}(\underline{r}') \underline{\nabla} \times \underline{L} \underline{r}'^L Y_{LM}(\hat{\underline{r}}') dv' = \\ &= \int \rho(\underline{r}') \underline{r}'^L Y_{LM}(\hat{\underline{r}}') dv' \end{aligned} \quad (I.2.21b)$$

I.3. MOMENTOS MULTIPOLARES

La longitud de onda λ de la radiación nuclear gamma de unos pocos MeV de energías es considerablemente mayor que el radio nuclear R. En consecuencia, para la mayoría de las transiciones nucleares es una buena aproximación considerar que

$$\lambda \gg R/\lambda \quad \delta \quad \omega R \ll L \quad (I.3.1.)$$

La magnitud ωR puede ser estimada por la relación

$$\omega R = 6.1 \times 10^{-9} A^{1/3} E \quad (I.3.2.)$$

donde E es la energía de la radiación gamma en MeV y A es el número de masa.

La condición (I.3.1.) implica que los componentes multipolares de mayor orden, no contribuyen a la probabilidad total de transición. Sólo para longitudes de onda grandes, los momentos multipolares son independientes de la energía.

Para el estudio completo del decaimiento radioactivo es de fundamental importancia esclarecer el rol de los dipolos magnéticos y los cuádruplos eléctricos.

Los momentos nucleares estáticos están definidos por elementos de una matriz diagonal de la forma :

$$\text{Momento dipolar magnético } \mu = \langle I I | \mu_z | I I \rangle$$

$$\text{Momento cuadrupolar eléctrico } Q = \langle II | Q_{20} | II \rangle$$

Los operadores μ y Q_2 , están relacionados con los tensores $\mathcal{M}(M1, M)$ y $\mathcal{M}(E2, M)$ de la forma :

$$\mathcal{M}(M1, 0) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \mu_z \quad (I.3.3.)$$

$$\mathcal{M}(M1, \pm 1) = \mp \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\mu_x \pm i \mu_y}{\sqrt{2}}$$

$$\mathcal{M}(E1, 0) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} D_z \quad (I.3.4.)$$

$$\mathcal{M}(E1, \pm 1) = \mp \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{D_x \pm i D_y}{\sqrt{2}}$$

Donde D es el operador momento dipolar eléctricos

$$\mathcal{M}(E2, 0) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} Q_2 \quad (I.3.5.)$$

Aplicando el teorema de Wigner - Eckart, se obtiene :

$$\mu = 2 \sqrt{\frac{\pi}{3}} \left[\frac{I}{(2I+1)(I+1)} \right]^{1/2} \langle I || \mathcal{M}(M1) || I \rangle \quad (I.3.6.)$$

$$Q = 4 \sqrt{\frac{\pi}{5}} \left[\frac{2I(2I-1)}{(2I+3)(2I+2)(2I+1)} \right]^{1/2} \langle I || \mathcal{M}(E2) || I \rangle \quad (I.3.7.)$$

los cuales representan elementos diagonales; en tanto que las transiciones electromagnéticas entre estados nucleares de momentos angulares I_i y I_f están caracterizados por elementos no diagonales de elementos de matriz reducidos :

$$\langle I_f || \mathcal{M}(M, L) || I_i \rangle .$$

b) Reglas de selección y conservación

Estas reglas se deducen del comportamiento especial que observan los operadores que se aplican en el estudio de las transiciones electromagnéticas.

- i) Los momentos angulares, aceptan en general la isotropía del espacio tridimensional y se basan en la invariancia de la descripción de un sistema físico bajo rotaciones y reflexiones.

Los números cuánticos son los resultados de transformaciones simétricas y son constantes de movimiento.

Los números cuánticos I y m de un estado nuclear discreto, cumplen la relación :

$$|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f| \quad (I.3.8.)$$

$$M = m_i - m_f \quad (I.3.9.)$$

- ii) Los operadores multipolares electromagnéticos, tienen bien definida la paridad π .

$$P \mathcal{M}_Q(\pi L, M) P^{-1} = \pi \mathcal{M}_Q(\pi L, M) \quad (I.3.10.)$$

donde

$$\pi = (-1)^{L+\lambda(E)} \quad (I.3.11.)$$

Luego los elementos de matriz $\langle I_f, m_f | \mathcal{M}_Q(L, M) | I_i, m_i, \pi_i \rangle$

no desaparecen salvo que :

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{L+A} (E) \quad (I.3.12.)$$

siendo π_i y π_f las paridades de los estados inicial y final.

Para transiciones multipolares magnéticas, la regla de selección se reduce a :

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{L+1} \quad (I.3.13.)$$

y para transiciones multipolares eléctricas

$$\pi_i \pi_f = (-1)^L$$

- iii) Debido a su antilinealidad, el operador inversor del tiempo no es una cantidad que se conserva, pero impone restricciones a las fases de las amplitudes de las transiciones. Esto hace que el cociente de mezcla $\delta(L/L')$ sea real.

Simultáneamente con las reglas de selección estrictas, coexisten reglas de selección aproximadas, las cuales se basan en principios de simetría que son sólo cercanamente correctos o se basan en propiedades específicas de simetrías del modelo nuclear considerado.

I.4. CONVERSION INTERNA

La emisión de radiación gamma, puede estar fuertemente influenciada por la presencia de electrones cerca del núcleo. La

directa transferencia de la energía de excitación a electrones de capas atómicas y su posterior eyección da origen a los procesos de conversión.

La probabilidad de transición total para el decaimiento de un estado nuclear inicial I_i a un estado final I_f en la presencia de electrones atómicos es :

$$T_{I_i \rightarrow I_f} = T(\gamma) + T(e, k) + T(e, L_I) + T(e, L_{II}) + \dots \quad (I.4.1.)$$

Los coeficientes de conversión están definidos como :

$$a_i = \frac{T(e, i)}{T(\gamma)} \quad (I.4.2.)$$

siendo i el subíndice que indica la capa k ; L_I ; L_{II} , etc.

La vida media τ de un estado excitado I_i está dado por :

$$\tau = \frac{1}{T_{I_i \rightarrow I_f}} = \frac{1}{1+a} \frac{1}{T(\gamma)} \quad (I.4.3.)$$

siendo α el coeficiente de conversión total.

Los procesos de conversión dependen fuertemente de la energía de la transición $\omega = E_i - E_f$, del orden multipolar de la transición, de la carga del núcleo y de las características del electrón eyectado.

La interacción del campo electromagnético $A_{LM}^{(il)}(\underline{r}, t)$, con la densidad de corriente electrónica $\underline{J}_e(\underline{r})$ puede ser expresada en la forma :

$$H_{int} = - \int \underline{J}_e(\underline{r}) \cdot A_{LM}^{(il)}(\underline{r}, t) dV \quad (I.4.4.)$$

En una transición nuclear $I_i, m_i \rightarrow I_f, m_f$ las $2L + 1$ componentes de la onda saliente, $A_{LM}^{(il)}(\underline{r})$, son pesadas por los cuadrados de los símbolos $3 - j$

I.5. ABSORCION DE RADIACION

La probabilidad de absorción de un fotón de energía ω_1 por un núcleo con un estado excitado de energía E_0 , es en general, muy pequeña, excepto en la condición de resonancia

$$\omega_1 \approx \omega_0 = E_1 - E_0 \quad (I.5.1.)$$

Para la resonancia, $\omega_0 = \omega_1$ la teoría de perturbación no es válida y debe tenerse en cuenta un estado excitado intermedio $|I_1 \omega_1\rangle$ con longitud Γ finita.

El estado vectorial intermedio tiene la dependencia temporal $e^{-\Gamma t/2}$, el cual implica una energía compleja de la forma :

$$\tilde{E} = E - i \frac{\Gamma}{2} \quad (I.5.2.)$$

La sección eficaz total para la resonancia de fluorescencia por scattering, puede escribirse como :

$$\sigma_{\text{scatt.}} = \frac{2\pi}{\omega^2} \frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \left[\frac{\Gamma^2}{(\omega_0 - \omega_1)^2 + \Gamma^2/4} \right] \quad (I.5.3.)$$

Cuando la longitud total Γ de los estados excitados con tiene contribuciones de otras formas de decaimiento debe tenerse en cuenta que $\Gamma = \Gamma_Y (1 + \alpha)$.

Luego la sección eficaz total de absorción será :

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{2\pi}{\omega^2} \frac{2I_1 + 1}{2I_0 + 1} \left[\frac{\Gamma_Y \Gamma}{(\omega_0 - \omega_1)^2 + \Gamma^2/4} \right] \quad (I.5.4.)$$

La Sección eficaz de absorción es mayor que la correspondiente al scattering por un factor ρ_γ pues una fracción de los cuantos absorbidos serán reemitidos.

REFERENCIAS

1. K. Alder and R. M. Steffen, The Electromagnetic Interaction. Curso dado en el Departamento de Física de la Universidad de Purdue (U.S.A.) en 1974.
2. K. Sieghban, Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1966).

CAPITULO II

CORRELACIONES ANGULARES

Introducción

La teoría de correlaciones angulares, de radiaciones nucleares emitidas por estados nucleares orientados, es una de las mejores y más claras teorías para la descripción de fenómenos nucleares. Se basa en principios muy generales de simetrías (simetría por reflexiones y rotaciones), los cuales implican la conservación de los momentos angulares y de la paridad.

La razón fundamental para la existencia de distribuciones angulares anisotrópicas se debe a la isotropía espacial con su implicancia en la conservación del momento angular.

La importancia de la distribución angular y de los experimentos de correlación para la espectroscopía nuclear, se debe a que la información extraída es independiente del modelo utilizado.

Del estudio de la correlación de dos radiaciones nucleares, emitidas sucesivamente, se obtiene información directa sobre los momentos angulares de los estados nucleares involucrados y del carácter multipolar del campo de radiación emitido.

Debido a que las distribuciones angulares, dependen de términos de interferencia entre amplitudes de diferentes múltiplos, este método es particularmente útil para la determinación de las mezclas de los distintos momentos angulares que componen las transiciones multipolares.

Otros métodos complementarios en el estudio de las paridades de los estados nucleares, son las correlaciones : electrón de conversión - gamma; y polarización gamma-gamma.

La mayoría de los valores $E2/M1$ y $M2/E1$ han sido determinados mediante este método de correlaciones.

Los resultados obtenidos de correlaciones angulares que involucran electrones de conversión revelaron la existencia de efectos causados por la penetración de electrones atómicos dentro del volumen nuclear.

II.1. DESCRIPCIÓN DE UN CONJUNTO DE PARTICULAS ORIENTADAS

Un sistema físico se denomina un estado puro si cada observable de un conjunto completo conmutativo ha sido medido y en consecuencia se tiene un máximo de información del sistema en estudio.

Esta información especificada por un conjunto de números cuánticos puede ser representada por un estado vectorial en el espacio de Hilbert.

En las medidas de correlaciones angulares, los estados nucleares iniciales están generalmente orientados al azar.

La descripción cuántica, de estados mezclas o impuros, requiere la superposición de estados cuánticos puros. Estos conjuntos estadísticos, no pueden ser descriptos por funciones de onda o estados vectoriales. La descripción más elegante para estos estados mezclas, utiliza las matrices densidad.

Llamando $|m\rangle$ al conjunto completo ortonormal que describe cual -

quier estado vectorial en el espacio de Hilbert, un posible estado vectorial $|a\rangle$ podrá escribirse de la forma :

$$|a\rangle = \sum_m |m\rangle \langle m|a\rangle \quad (\text{II.1.1.})$$

El valor medio, de cualquier operador A , en el estado $|a\rangle$ estará dado por :

$$\langle a|A|a\rangle = \sum_{m,m'} \langle a|m'\rangle \langle m'|A|m\rangle \langle m|a\rangle \quad (\text{II.1.2.})$$

Si un conjunto está formado por miembros independientes de partículas o cuantos; cada una en N estados puros diferentes $|a_n\rangle$. Este conjunto, es un estado mezcla y no puede ser descripto por un estado vector. El valor medio, de un operador A , en tal sistema mezclado, estará dado por el promedio pesado

$$\begin{aligned} \langle \bar{A} \rangle &= \sum_n g_n \langle a_n | A | a_n \rangle = \\ &= \sum_n \sum_{m,m'} \langle m | a_n \rangle g_n \langle a_n | m' \rangle \langle m' | A | m \rangle \end{aligned} \quad (\text{II.1.3.})$$

donde g_n son los pesos y están dados por la proporción de partículas o cuantos del conjunto en el estado $|a_n\rangle$. Es conveniente normalizarlos de la forma

$$\sum_{n=1}^N g_n = 1$$

Los elementos de matriz $\langle m' | A | m \rangle$ dependen del operador A y la

elección de los estados base $|m\rangle$.

El estado del sistema está caracterizado por los factores $\langle m|a_n\rangle$ $g_n \langle a_n|m'\rangle$ los cuales también dependen de la elección de la base $|m\rangle$.

La matriz densidad ρ del conjunto, en la representación $\{m\}$ tendrá los elementos :

$$\langle m|\rho|m'\rangle = \sum_{n=1}^N \langle m|a_n\rangle g_n \langle a_n|m'\rangle \quad (\text{II.1.4.})$$

y el operador densidad ρ_{op} estará definido como :

$$\rho = \sum_{n=1}^N |a_n\rangle g_n \langle a_n| \quad (\text{II.1.5.})$$

De esta forma, está completamente definido cada estado del conjunto; cuando el sistema está en un estado mezcla, sólo dos g_n serán no nu los; si está en un estado puro, sólo un g_n no desaparece.

En la nomenclatura de la matriz densidad, la ecuación (II.1.3.) se vuelve :

$$\langle A \rangle = \sum_{m'} \langle m'|A_Q|m'\rangle = T_T (A_Q) \quad (\text{II.1.6.})$$

II.2. APLICACION DE LA MATRIZ DENSIDAD A UN CONJUNTO DE PARTICULAS DE MOMENTO ANGULAR TOTAL J

El operador densidad, para un conjunto de partículas o cuantos, (cada uno de los cuáles con momento angular J) es :

$$\rho_{op} = \sum_{M=-J}^J |jM\rangle g_M \langle Mj| \quad (II.2.1.)$$

donde los vectores $|jM\rangle$ representan los autoestados de \vec{J}^2 y de proyección J_z .

El valor medio del operador momento angular J, para un conjunto arbitrario ρ de partículas en el estado de momento angular j está dado por :

$$\langle \vec{J} \rangle = \text{Tr} (\vec{J} \cdot \rho) \quad (II.2.2.)$$

Este valor medio, es un vector tridimensional que tiene su valor máximo en $|\langle \vec{J} \rangle| = j$. Se define entonces el vector polarización \vec{P} del conjunto orientado de partículas o cuantos

$$\vec{P} = \frac{\langle \vec{J} \rangle}{j} = \frac{1}{j} \text{Tr} (\vec{J} \rho) \quad (II.2.3.)$$

Para una distribución al azar $\vec{P} = 0$; el máximo valor del vector polarización se obtiene cuando todas las partículas están en su estado de máximo m; en cuyo caso

$$|\vec{P}_{\text{máx}}| = 1$$

II.3. CORRELACION ANGULAR DE DOS RADIACIONES EMITIDAS SUCESIVAMENTE

La emisión de dos radiaciones X_1 y X_2 entre estados nucleares, de momentos angulares I_0 , I_1 e I_2 , respectivamente es representada en la fig. (II. 1.).

La matriz densidad para el estado intermedio I_1 es :

$$\rho(I_1) = H(\vec{k}_1 \vec{P}_1) \rho(I_0) H^\dagger(\vec{k}_1 \vec{P}_1) \quad (\text{II.3.1.})$$

donde $H(\vec{k}_1 \vec{P}_1)$ es el elemento de matriz para la radiación X_1 .

Considerando que el estado $\rho(I_1)$ no cambia, durante su corta vida media τ y despreciando las perturbaciones extranucleares, la matriz densidad $\rho(I_2)$ del estado final I_2 es :

$$\rho(I_2) = H(\vec{k}_2 \vec{P}_2) H(\vec{k}_1 \vec{P}_1) \rho(I_0) H^\dagger(\vec{k}_1 \vec{P}_1) H^\dagger(\vec{k}_2 \vec{P}_2) \quad (\text{II.3.2.})$$

donde $H(\vec{k}_2 \vec{P}_2)$ es el elemento de matriz para la radiación X_2 .

La correlación angular de las dos radiaciones es obtenida calculando la traza de la ecuación (II.3.2.), luego

$$W(2,2) = \text{Tr}[\rho(I_2)] = \sum_{\lambda q} B_q^\lambda(\vec{k}_1 \vec{P}_1) A_q^\lambda(\vec{k}_2 \vec{P}_2) \quad (\text{II.3.3.})$$

donde los tensores $B_q^\lambda(\vec{k}_1 \vec{P}_1)$ y $A_q^\lambda(\vec{k}_2 \vec{P}_2)$ se aplican sobre la primera y la segunda radiación respectivamente.

donde

$$B_q^{\lambda+}(\vec{k}_1 \vec{P}_1) = T_T (H(\vec{k}_1 \vec{P}_1) \rho(I_0) H^+(\vec{k}_1 \vec{P}_1) U_q^{\lambda+}(I_1)) \quad (\text{II.3.4a})$$

y

$$A_q^\lambda(\vec{k}_2 \vec{P}_2) = T_T (H(\vec{k}_2 \vec{P}_2) U_q^\lambda(I_1) H^+(\vec{k}_2 \vec{P}_2)) \quad (\text{II.3.4b})$$

Considerando que el estado inicial I_0 está orientado al azar, resulta que $\rho(I_0)$ es proporcional a la matriz unidad.

$$\rho(I_0) = (2I_0 + 1)^{-1} \cdot \mathbb{1} \quad (\text{II.3.5.})$$

En consecuencia

$$B_q^{\lambda+}(\vec{k}_1 \vec{P}_1) = T_T (H(\vec{k}_1 \vec{P}_1) H^+(\vec{k}_1 \vec{P}_1) U_q^{\lambda+}(I_1)) \quad (\text{II.3.6.})$$

Como la primera radiación X_1 (ver fig. (II. 1.)) es emitida por un estado I_0 , orientado al azar, y X_2 es emitida por un estado I_1 orientado, las estructuras de $A_q^\lambda(X_2)$ y $B_q^{\lambda+}(X_1)$ si bien son similares no resultan idénticas, generalmente, una es la inversa temporal de la otra; en consecuencia los elementos de matriz $H(\vec{k}_1 \vec{P}_1)$ y $H(\vec{k}_2 \vec{P}_2)$ presentan diferencias de fases.

Representamos por $B_q^{\lambda+}(X)_0$ a los coeficientes de orientación angular, tal que :

$$B_q^{\lambda+}(X)_0 = T_T (H(X)_0 H^+(X)_0 U_q^{\lambda+}) \quad (\text{II.3.7.})$$

La correlación angular es fácilmente obtenida como :

$$W(1,2) = \sum_{qq'q''} B_{q'q''}^{\lambda} (X_1)_0 A_{q''}^{\lambda} (X_2)_0 D_{q'q''}^{(\lambda)*} (\vec{k}_1 \vec{P}_1 \rightarrow \vec{k}_2 \vec{P}_2) \quad (\text{II.3.8.})$$

Las funciones D dependen de los ángulos de Euler que describen la rotación del sistema $\vec{k}_1 \vec{P}_1$ respecto al sistema $\vec{k}_2 \vec{P}_2$.

Los coeficientes que aparecen en la eq. (II.3.8.) corresponden a la primera radiación X_1 y a la segunda X_2 .

Si la correlación angular, es observada con detectores no sensibles a la polarización, y si únicamente la correlación angular entre dos radiaciones es medida, la simetría axial alrededor de las direcciones \vec{k}_1 y \vec{k}_2 hacen que $q' = q'' = 0$ y la función de correlación direccional, se reduce en tonces a

$$W(\theta) = \sum_{\lambda} B_{\lambda}(X_1) A_{\lambda}(X_2) P_{\lambda}(\cos \theta) = \sum_{\lambda} A_{\lambda\lambda} P_{\lambda}(\cos \theta) \quad (\text{II.3.9.})$$

donde : θ es el ángulo entre las direcciones de propagación \vec{k}_1 y \vec{k}_2 .

$A_{\lambda\lambda}$ es el producto de $B(X_1)$ y $A(X_2)$

λ es un número entero par.

II.4. COEFICIENTES DE DISTRIBUCION ANGULAR, PARA RADIACION ELECTRO-MAGNETICA

El operador de emisión $H_{LM}^{(\pi)+}$ para múltiplos electromagnéticos ($\pi = e$ para múltiplos eléctricos y $\pi = m$ para múltiplos magnéticos) es :

$$H_{LM}^{\pi}(\gamma, \text{emisión}) = H_{LM}^{(\pi)+} = - (j_{NLM}^{\pi})^{\dagger} = - j_{NLM}^{\pi *} \quad (\text{II.4.1.})$$

Donde \vec{j}_N es el operador de corriente nuclear. Es conveniente, definir explícitamente los campos $A_{LM}^{(\pi)}$ para facilitar la comparación entre los resultados teóricos y experimentales de las amplitudes multipolares relativas (coeficientes de mezcla).

Luego :

$$\begin{aligned}
 A_{LM}^{(e)}(\vec{k}, \vec{r}) &= \frac{i^L}{k} \frac{\vec{\nabla} \times \vec{L}}{[L(L+1)]^{1/2}} j_L(kr) Y_{LM}(\hat{r}) \\
 A_{LM}^{(m)}(\vec{k}, \vec{r}) &= \frac{i^L}{[L(L+1)]^{1/2}} \vec{L} j_L(kr) Y_{LM}(\hat{r})
 \end{aligned}
 \tag{II.4.2.}$$

La función $j_L(kr)$ es la función esférica de Bessel y k es la energía de los fotones en unidades naturales ($\hbar = m = c = 1$).

Los vectores de los campos electromagnéticos verifican la relación :

$$A_{LM}^{(i)*} = (-1)^{L-M+1} A_{L-M}^{(i)}
 \tag{II.4.3.}$$

Luego :

$$|L_M(\gamma, \text{emisión})\rangle = \vec{j}_N A_{LM}^{(\pi)*} = (-1)^{L-M+1} (\vec{j}_N A_{L-M})
 \tag{II.4.4.}$$

Para fuerzas nucleares locales, el operador de corriente nuclear \vec{j}_N es proporcional al momento nuclear y a los operadores de spin.

Para un estado nuclear, $|Im\rangle$ tal que bajo una inversión temporal cumpla que : $T|Im\rangle = (-1)^{I-m} |I-m\rangle$, el cuál siempre es posible, el elemento de matriz $\langle I_f m_f | \vec{j}_N A_{LM}^{(\pi)} | I_i m_i \rangle$ es real.

Los elementos de matriz reducidos, (reales), calculados por Bohr y Mottelson y Alder et al. son :

$$\langle I_f || \int_{N L} \hat{A}^{(e)} || I_i \rangle = \frac{k^L}{(2L+1)!!} \left(\frac{L+1}{L}\right)^{1/2} \langle I_f || i^L \mathcal{M}^{(eL)} || I_i \rangle \quad (\text{II.4.5.})$$

$$\langle I_f || \int_{N L} \hat{A}^{(m)} || I_i \rangle = \frac{k^L}{(2L+1)!!} \left(\frac{L+1}{L}\right)^{1/2} \langle I_f || i^{L-1} \mathcal{M}^{(mL)} || I_i \rangle \quad (\text{II.4.6.})$$

II.5. OBSERVACION DE RADIACION ELECTROMAGNETICA

La radiación electromagnética es observada por detectores, para los cuales los estados corresponden a ondas planas.

Una onda plana de helicidad p (proyección del spin del fotón sobre el eje de propagación k) atravesando en la dirección $+z$ está representado por

$$\hat{A}_p(\vec{k})_0 = \vec{e}_p e^{ikz} = \sqrt{2\pi} \sum_{LM} (2L+1)^{1/2} (\hat{A}_{LM}^{(e)} + \rho \hat{A}_{LM}^{(m)}) \delta_{M,p} \quad (\text{II.5.7.})$$

donde $\vec{e}_{\pm 1} = \mp \sqrt{\frac{1}{2}} (\vec{e}_x \pm i \vec{e}_y)$

siendo

\vec{e}_z y \vec{e}_n los vectores unitarios en las direcciones de los ejes z y n . El sistema (z, η) es el sistema \vec{k}, \vec{p} de la radiación.

Si el detector responde con igual probabilidad a los estados $p = \pm 1$ de polarización de la radiación, significa que no los distingue y en consecuencia el detector no es sensible a la polarización de la radiación y en este caso es

$$\epsilon(0) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II.5.8.})$$

II.6. COEFICIENTES DE LA DISTRIBUCION ANGULAR PARA RADIACION ELECTROMAGNETICA

El coeficiente de correlación angular, $A_0^\lambda(\gamma)_0$ puede escribirse de la forma :

$$A_0^\lambda(\gamma)_0 = \sum_{L\pi L'\pi'} F_\lambda(LL'I_2I_1) \langle I_2 || \sum_{N L} \hat{A}_{N L}^{(\pi)} || I_1 \rangle \times \langle I_2 || \sum_{N L'} \hat{A}_{N L'}^{(\pi')} || I_1 \rangle \quad (\text{II.6.1.})$$

donde los coeficientes F están definidos por la relación :

$$F_\lambda(LL'I_2I_1) = (-1)^{I_1+I_2-1} [(2\lambda+1)(2L+1)(2L'+1)(2I_1+1)]^{1/2} \times \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1-1 & 0 & \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & \lambda \\ I_1 & I_1 & I_2 \end{Bmatrix} \quad (\text{II.6.2.})$$

En cualquier transición gamma cuando sólo contribuye un sólo múltiplo, (o sea $L = L'$), el coeficiente direccional se reduce a :

$$A_{\lambda}(\gamma) = F_{\lambda}(LL I_2 I)$$

Cuando se involucran dos múltiplos con $L' = L+1$ (transiciones multipolares mezcladas, por ej. : $E2+M1$) el coeficiente de la distribución direccional se transforma en:

$$A_{\lambda}(\gamma) = \frac{F_{\lambda}(LL I_2 I) + 2\delta(\gamma) F_{\lambda}(LL+1 I_2 I) + \delta^2(\gamma) F_{\lambda}(L+1 L+1 I_2 I)}{1 + \delta^2(\gamma)} \quad (\text{II.6.3.})$$

Los coeficientes direccionales suelen normalizarse a $A_0(\gamma) = 1$.

La amplitud de la relación de mezcla $\delta(\gamma)$ está definida por:

$$\delta(\gamma) = \frac{\langle I_2 || \sum_N \hat{A}_{N, L+1}^{(\pi')} || I_1 \rangle}{\langle I_2 || \sum_N \hat{A}_{N, L}^{(\pi)} || I_1 \rangle} \quad (\text{II.6.4.})$$

De la misma manera, para una transición con mezcla de multipolaridades $L_1 \pi_1$ y $L'_1 \pi'_1$, se obtienen los coeficientes de orientación direccional $B_{\lambda}(\gamma)$ como:

$$B_{\lambda}(\gamma) = \frac{F_{\lambda}(L_1 L_1 I_0 I_1) + 2(-1)^{L_1+L'_1} \delta(\gamma) F_{\lambda}(L_1 L'_1 I_0 I_1) + \delta^2(\gamma) F_{\lambda}(L'_1 L'_1 I_0 I_1)}{1 + \delta^2(\gamma)} \quad (\text{II.6.5.})$$

donde

$$\delta(\gamma) = \frac{\langle I_1 || \sum_N \hat{A}_{N, L'}^{(\pi'_1)} || I_0 \rangle}{\langle I_1 || \sum_N \hat{A}_{N, L}^{(\pi)} || I_0 \rangle} \quad (\text{II.6.6.})$$

Si los estados nucleares involucrados en la transición gamma contienen pequeñas mezclas de distinta paridad, la distribución direccional con tiene términos en B_λ con λ impar; pues $B_\lambda(I_1) \neq 0$ para este caso.

II.7. DISTRIBUCION ANGULAR Y COEFICIENTES DE ORIENTACION PARA LA CONVERSION INTERNA

Los coeficientes de distribución y orientación para la conversión interna electrónica, es mucho más compleja que la correspondiente a la radiación gamma. Esto se debe a que hay que tener en cuenta el acoplamiento del campo de radiaciones $|LM\rangle$ con los estados electrónicos $|j\mu\rangle$. Además, los posibles estados del electrón deben tratarse en forma relativista.

La distribución angular y los coeficientes de orientación dependen de los coeficientes de recoplamiento de los distintos momentos angulares y de los elementos de matriz radiales de las funciones de onda relativistas del electrón que describen las condiciones por las cuales se lo eyecta.

Los coeficientes de la direccionalidad de los electrones eyectados de la caja x pueden ser escritos de la forma

$$A_\lambda(e_x^-) = \sum_{L, L', \pi, \pi'} [\alpha_x(L, \pi) \alpha_x(L', \pi')]^{1/2} b_\lambda(L, \pi, L', \pi'; e_x) \times \quad (II.7.1.)$$

$$\times F_\lambda(LL' I_2 I_1) \langle I_2 || \hat{J}_{N, L}^{(\pi)} || I_1 \rangle \langle I_2 || \hat{J}_{N, L'}^{(\pi')} || I_1 \rangle$$

donde $\alpha_x(L, \pi)$ son los coeficientes de conversión interna para los electrones

de la caja (o sub-caja) λ para una transición multipolar de carácter L_{ii} .

Los $b_{\lambda}(L_{ii}, L'_{ii}; e_{\lambda}^{-})$ son los parámetros de partículas para electrones de la caja λ y para la mezcla multipolar (L_{ii}, L'_{ii}). Estos valores pueden encontrarse por ej. en las tablas de Hager y Seltzer y están normalizados de la forma :

$$b_{\lambda}(L_{ii}, L'_{ii}; e_{\lambda}^{-}) = \delta_{LL'}$$

Los coeficientes de la distribución direccional (normalizados) para electrones de conversión, emitidos en una mezcla (L_{ii}, L'_{ii}) son:

$$A_{\lambda}(e_{\lambda}^{-}) = [b_{\lambda}(L_{ii}; e_{\lambda}^{-}) F_{\lambda}(LLI_2I_1) + 2\delta(e_{\lambda}^{-}) b_{\lambda}(L'_{ii}, L'_{ii}; e_{\lambda}^{-}) \times \\ \times F_{\lambda}(LL'I_2I_1) + \delta^2(e_{\lambda}^{-}) b_{\lambda}(L'_{ii}; e_{\lambda}^{-}) F_{\lambda}(L'L'I_2I_1)] \times \quad (II.7.2.) \\ \times [1 + \delta^2(e_{\lambda}^{-})]^{-1}$$

donde $\delta(e_{\lambda}^{-})$ es la amplitud de mezcla para la conversión

$$\delta(e_{\lambda}^{-}) = \left[\frac{\alpha_{\lambda}(L'_{ii})}{\alpha_{\lambda}(L_{ii})} \right]^{1/2} \frac{\langle I_2 || \hat{J}_N \hat{A}_{L'}^{(\pi')} || I_1 \rangle}{\langle I_2 || \hat{J}_N \hat{A}_L^{(\pi)} || I_1 \rangle} \quad (II.7.3.)$$

Para una radiación multipolar pura; el coeficiente de la distribución direccional, se reduce a :

$$A_{\lambda}(e_{\lambda}^{-}) = b_{\lambda}(L_{ii}; e_{\lambda}^{-}) F(LL I_2I_1) \quad (II.7.4.)$$

Los coeficientes de orientación direccional (sin normalizar) $B_{\lambda}(e_{\lambda}^{-})$ están

Dados por :

$$B_{\lambda}(e_X^-) = \sum_{L, L', \Pi'} [a_X(L, \Pi) a_X(L', \Pi')]^{1/2} b_{\lambda}(L, L', \Pi', e_X^-) (-1)^{L+L'} \quad (II.7.5.)$$

$$\times F_{\lambda}(LL'I_0I_1) \langle I_1 || J_{NL}^{(\Pi)} || I_0 \rangle \langle I_1 || J_{NL'}^{(\Pi')} || I_0 \rangle$$

II.8. DISTRIBUCION ANGULAR DE RAYOS X EMITIDOS DESPUES DE LA CAPTURA ELECTRONICA

Las capturas K y L son de mucho interés debido a que están conectadas con la interpretación de resultados experimentales no explicados hasta el presente. Se ha comprobado, sin embargo que cuando los rayos X son emitidos de vacancias en las capas atómicas K, la función de correlación angular entre el rayo X y la transición gamma siguiente es constante. Cuando las capturas ocurren en las capas L₁ o L₂; la correlación X-gamma presenta las mismas características que la captura K. En el caso de la captura L₃, existe una distribución angular anisotrópica entre las orientaciones relativas de los rayos X y los núcleos alineados. Para núcleos no orientados con captura electrónica L₃, seguida de una emisión gamma, existe una correlación angular entre los rayos X y gamma.

Considerando una cascada nuclear, donde el primer nivel de spin J₀ decae a un segundo nivel de spin J₁ (como se muestra en la fig. II.2.)), por emisión de una radiación de multipolaridad L. La transición desde el nivel J₁ al nivel final J₂ se relaciona con el nivel atómico de spin j₀ a través de la conversión interna. Finalmente el salto de otro electrón de una órbita externa a j da lugar a un fotón de rayos X de polaridad L_X.

Llamamos j al momento angular del electrón eyectado y L al mo-

mento angular del fotón correspondiente a la transición convertida.

Quando un rango γ de momento \vec{k} es emitido, formando un ángulo θ con la dirección del rayo X cpincidente, la probabilidad de que este evento ocurra puede escribirse de la forma

$$P \propto \sum | M_{\gamma} M_e M_x |^2 \quad (II.8.1.)$$

donde la suma se realiza sobre todos los números cuánticos magnéticos (no observados) y promediando sobre la polarización del estado inicial.

M_{γ} , M_e y M_x indican los elementos de matriz para las transiciones : gamma, electrónica y X respectivamente.

La aproximación de núcleo puntual puede dividirse el factor M_e en dos partes independientes.

- a) dependencia de las funciones de onda nucleares;
 - b) dependencia de las funciones de onda electrónica,
- o sea :

$$M_e \propto \sum_{L M \tau} \langle J_2 M_2 | H(A_L^{-\tau}(\tau)) | J_1 M_1 \rangle \langle j_2 m_2 | H(B_L^{-m}(\tau)) | j_1 m_1 \rangle \quad (II.8.2.)$$

Esta ecuación muestra explícitamente que los elementos de matriz nucleares, pueden expandirse en término de multipolos $A_L^{-\tau}(\tau)$ eléctricos ($\tau = e$) y magnéticos ($\tau = m$) y además que el hamiltoniano para los elementos de matriz atómicos depende linealmente de los múltiplos retardados $B_L^{-m}(\tau)$.

Para los otros dos elementos de matriz, podemos escribir que

$$M_Y = \langle J_1 M_1 | H(\vec{A}) | J_0 M_0 \rangle \quad (\text{II.8.3.})$$

$$M = \langle j_1 m_1 | H(\vec{A}) | j_0 m_0 \rangle \quad (\text{II.8.4.})$$

Ambas interacciones dependen linealmente del sector potencial \vec{A} de las ondas planas emitidas.

Reemplazando los valores M_θ , M_Y y M_X en la ecuación (II.8.1.) y realizando los cálculos se puede escribir :

$$W(\theta) = \sum_{\lambda \geq 0} \underset{\text{par}}{A_\lambda(L_Y L'_Y J_0 J_1)} B_\lambda(L_X L'_X j_1 j_0) U_\lambda(L L' J_1 J_2 j_0) P_\lambda(\cos \theta) \quad (\text{II.8.5.})$$

Donde los coeficientes A_λ y B_λ están definidos como en los apartados anteriores y su forma explícita está dada por :

$$A_\lambda(L_Y L'_Y J_0 J_1) = \frac{F_\lambda(L_Y L_Y J_0 J_1) + 2\delta_Y F_\lambda(L_Y L'_Y J_0 J_1) + \delta_Y^2 F_\lambda(L_Y L_Y J_0 J_1)}{1 + \delta_Y^2} \quad (\text{II.8.6.})$$

Similarmente para B_λ .

Los coeficientes F_λ son combinaciones de los coeficientes de acoplamiento de los momentos angulares.

Los valores U_λ dependen de los cocientes de mezcla para la conversión interna de la forma :

$$U_{\lambda}(L L' J_1 J_2 j_0) = \frac{G(L L' J_1 J_2 j_0) + 2\delta_c G_{\lambda}(L L' J_1 J_2 j_0) + G_0(L L' J_1 J_2 j_0) + \delta_c^2 G_0(L' L' J_1 J_2 j_0)}{\lambda} + \frac{\delta_c^2 G_{\lambda}(L' L' J_1 J_2 j_0)}{\lambda} \quad (\text{II.8.7.})$$

donde

$$G_{\lambda}(L L' J_1 J_2 j_0) = (2j_0 + 1)^{3/2} \left[\frac{(2L+1)(2L'+1)(2J_2+1)}{L(L+1)L'(L'+1)} \right]^{1/2} \times \\ \times W(J_1 L J_2 j_0; J_2 L') \sum_j (2j+1) \begin{pmatrix} j & j_0 & L \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j & j_0 & L' \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \\ \times W(j_0 j_0 k L'; L j_0) X_{Lj} X_{L'j} \quad (\text{II.8.8.})$$

Los símbolos $W(a b c d; ef)$ indican la función de Racah.

Las cantidades X_{Lj} son combinaciones lineales de los integrales radiales que sólo tienen en cuenta las funciones de onda electrónicas.

La ecuación (II.8.5.) se ve sólo alterada por los elementos de matriz nucleares, a través de factores constantes. El estudio de esta correlación angular no provee información acerca de las interacciones β , pero puede ser utilizada para determinar momentos angulares de niveles nucleares.

REFERENCIAS

1. R. M. Steffen; Angular Distribution and Correlations of Radiation emitted from oriented nuclei; LA-4565-M5. Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, January 1971.
2. A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. I, (W. A. Benjamin, Inc., New York, 1969) pág. 391.
3. K. Alder et. al., Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 432.
4. R. S. Hager and E. C. Seltzer, Nuclear Data A4 (1968) 397, and A6 (1969) 1.
5. A. Z. Dolginov, Soviet Phys. JETP 34 (1958) 644.

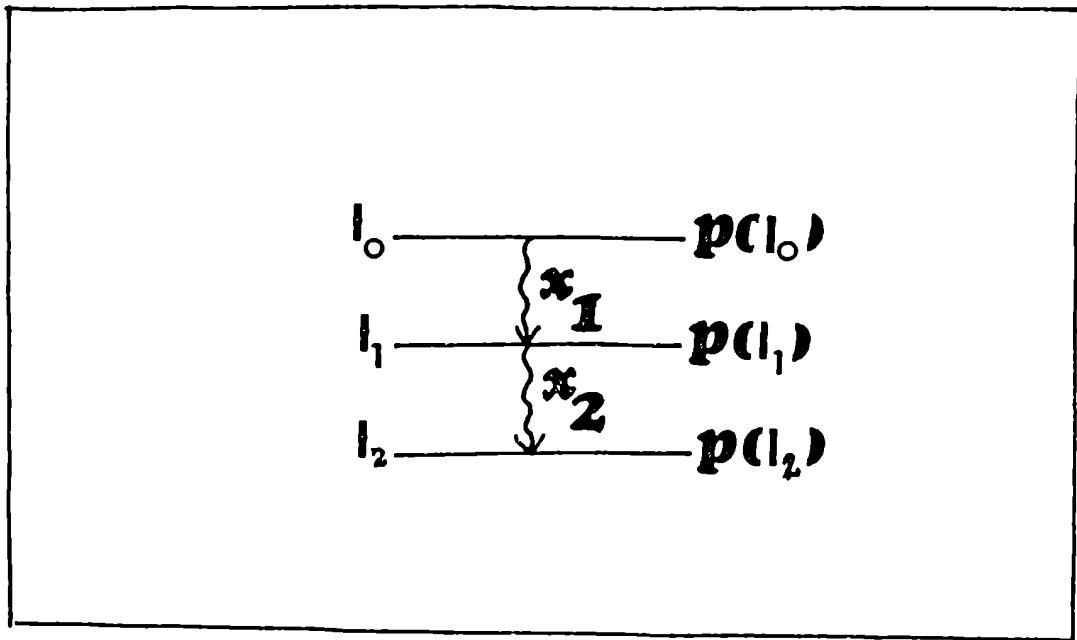


Fig. II.1 Esquema de niveles involucrados por dos radiaciones sucesivamente emitidas.

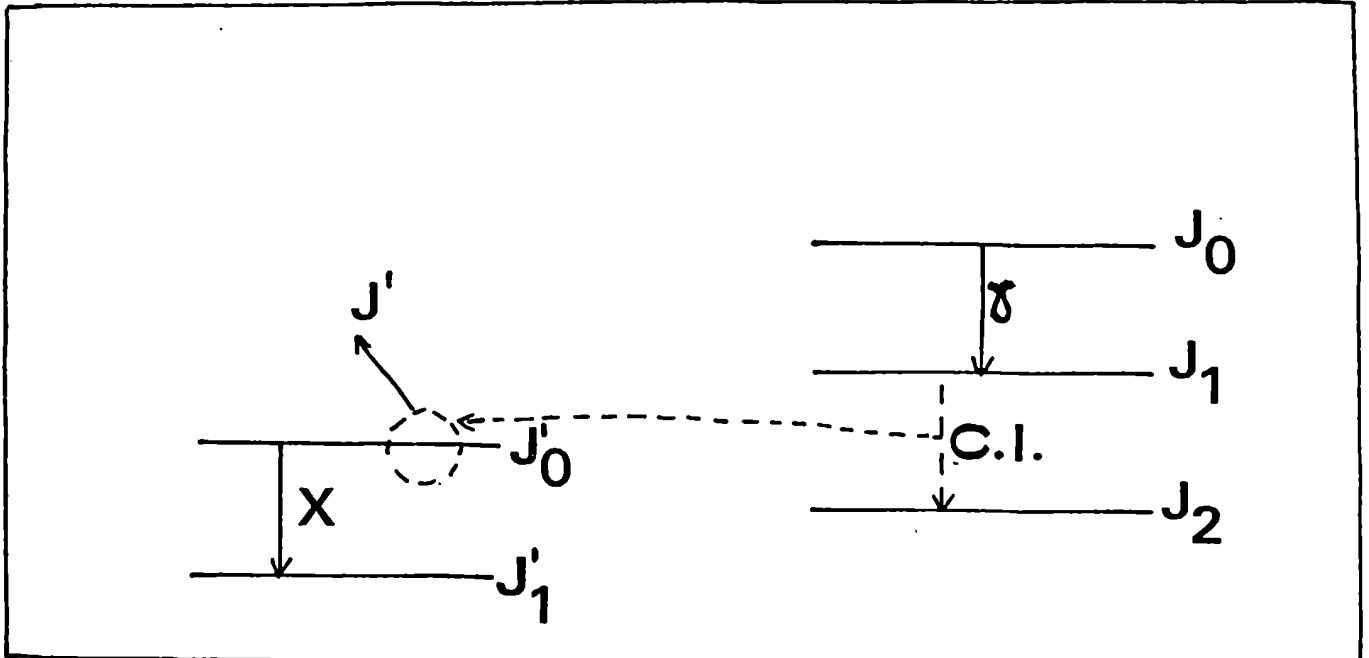


Fig. II.2 Cascada nuclear entre los espines J_0 y J_1 . La transición al nivel final J_2 es convertida internamente en el nivel

CAPITULO III

TRATAMIENTO DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

INTRODUCCION

Al trabajar experimentalmente, surge la necesidad de hacer un estudio estadístico de los datos medidos en el Laboratorio.

No sólo es necesario considerar el método más apropiado para calcular promedios y propagación de errores, sino que también es imprescindible considerar qué desviación tienen las funciones que podemos calcular a partir de la experiencia, respecto de la que teóricamente se debe cumplir.

Para poder realizar este tipo de estudio de datos, debemos tener conocimiento de cómo se aplica el cálculo de promedios, utilizando datos con distintos errores; el error del promedio, el test del χ^2 y cómo se propagan los errores cuando no se mide directamente la magnitud física en estudio.

3.1. CALCULO DEL VALOR MEDIO Y SU ERROR

Cualquiera sea el método para la determinación numérica de magnitudes físicas, siempre éste está sujeto a error.

Al realizar observaciones repetidas de una misma magnitud física, generalmente los valores medidos varían de una observación a otra: por lo cual se debe tener una base para poder extraer el valor más probable de la magnitud y el grado de confiabilidad con que se la determina.

El objeto de la teoría de errores, que fue fundada por Gauss y

y Laplace, es la creación de métodos para estimar valores numéricos de magnitudes (por medio de un conjunto de observaciones) y posibilidad de conocer el grado de precisión de los valores obtenidos.

Cualquier método de observación estará más o menos afectado por errores que el observador no puede dominar por completo; o sea fluctúan para las distintas observaciones y es imposible predecir exactamente su valor.

La teoría de errores, se basa fundamentalmente sobre el supuesto de que los errores de medida pueden considerarse como variables aleatorias que siguen una dada distribución (por ejemplo normal).

El valor verdadero de una magnitud observada, se identifica con la media de la correspondiente distribución normal, mientras que la desviación típica de la distribución caracterizará el grado de precisión de las medidas.

Sin embargo es importante destacar que algunos resultados de la teoría son independientes del supuesto de la distribución normal.

Considerando un conjunto de n medidas x_1, x_2, \dots, x_n cada una con un error $\epsilon_1, \dots, \epsilon_n$ de una cierta magnitud observada X , se define el valor verdadero m de X a la expresión

$$m = \bar{x} = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \left(\frac{1}{\epsilon_i} \right)}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\epsilon_i}} \quad (\text{III.1.1.})$$

En el caso particular en el que todos los errores coinciden o sea cuando $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \dots = \epsilon_n$, esta expresión se reduce a :

$$m = \bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{III.1.2.})$$

Para obtener una medida de la precisión de un estimador x^* del parámetro desconocido m , es necesario hallar dos números positivos δ y ϵ tales que la probabilidad de que el parámetro verdadero m quede incluido entre los límites $x \pm \delta$ sea igual a $1 - \epsilon$; o sea :

$$P (x^* - \delta < x < x^* + \delta) = 1 - \epsilon \quad (\text{III.1.3.})$$

Para una probabilidad dada $1 - \epsilon$, una gran precisión en el estimador, está asociada con pequeños valores de δ . La relación (III.1.3.) expresa que la probabilidad de que el intervalo $(x^* - \delta, x^* + \delta)$ incluya el valor verdadero m es igual a $1 - \epsilon$.

Para cada tipo de distribución, se puede hallar el valor δ subiendo el número de grados de libertad, el ϵ (porcentaje de error) con que se trabaja y recurriendo a tablas ya existentes.

El error σ de la media aritmética ponderada está dado por la relación

$$\frac{1}{\sigma^2} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\epsilon^2_i} \quad (\text{III.1.4.})$$

III.2. OBSERVACIONES INDIRECTAS

En muchos casos, las magnitudes a determinar (λ) no pueden obtenerse en forma directa, sin embargo, pueden medirse ciertas funciones (x_i)

de estas magnitudes y en este caso es necesario emplear estas medidas para estimar los valores verdaderos desconocidos de las magnitudes buscadas y sus errores más probables (σ).

i) Dependencia de la magnitud física de la forma

$$X = x_1 \pm x_2 \pm \dots \pm x_n$$

Quando una magnitud física es obtenida como suma o diferencia de observaciones independientes, el error final más probable para la magnitud X tiene la forma

$$\sigma^2 = \epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + \dots + \epsilon_n^2 \quad (\text{III.2.1.})$$

donde $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_n$ son los errores correspondientes a las medidas x_1, x_2, \dots, x_n respectivamente.

ii) Dependencia de la magnitud física de la forma

$$X = \prod_{i=1}^n \frac{x_i}{x_j} \quad \text{o} \quad X = x_1 \cdot x_2 \cdot x_3, \dots \cdot x_n$$

Quando una magnitud física, X es obtenida por multiplicación o división de muchas observaciones independientes x_1, x_2, \dots, x_n ; el error fraccional más probable $\frac{\sigma}{X}$ para el valor resultante X , depende de los errores fraccionales

$$\left(\frac{\epsilon_1}{x_1}\right); \left(\frac{\epsilon_2}{x_2}\right) \dots \left(\frac{\epsilon_n}{x_n}\right), \text{ o sea :}$$

$$\sigma = X \left[\left(\frac{\epsilon_1}{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon_2}{x_2}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\epsilon_n}{x_n}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.2.2.})$$

donde σ es el error a través de los valores x_1, x_2, \dots, x_n y

$\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_n$ son los errores más probables de las medidas x_i ($i=1, n$).

La relación (III.2.2.) es una buena aproximación si los errores fraccionales parciales $\left(\frac{\epsilon_i}{x_i}\right)$ son pequeños.

Esta relación fue utilizada para el estudio de la función de correlación angular, ya que se cumple que :

$$W(\theta) = \frac{N_c(\theta)}{N_G}$$

donde N_c es el número de coincidencias para un dado ángulo entre los detectores de las radiaciones X y Y ó γ y ν .

N_G es el número de cuentas del pico gatillado, en el intervalo que dura la medición.

Un estudio más detallado de la función de correlación angular $W(\theta)$ se hará en el apartado (III.4.).

Sabiendo que para cada medición resulta :

$$x_1 \pm \epsilon_1 = N_c \pm \sqrt{N_c}$$

$$x_2 \pm \epsilon_2 = N_G \pm \sqrt{N_G}$$

resulta

$$W = \frac{N_c}{N_G} \pm \frac{N_c}{N_G} \left[\left(\frac{\sqrt{N_c}}{N_c}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{N_G}}{N_G}\right)^2 \right]^{1/2} = \frac{N_c}{N_G} \left(1 \pm \sqrt{\frac{1}{N_c} + \frac{1}{N_G}} \right) \quad (\text{III.2.3.})$$

La ecuación (III.2.3.) se obtuvo teniendo en cuenta que en los pro

cesos de desintegración nuclear, se cumple la ley estadística de Poisson donde :

- i) Para una sola determinación experimental x_i ; el error correspondiente es $\epsilon_i = \sqrt{x_i}$;
- ii) la relación (III.2.2.) es aplicable.

Luego para cada valor de θ se obtuvieron r valores de la función de correlación angular $W(\theta)$ y sus correspondientes errores.

Aplicando las relaciones (III.1.1.) y (III.1.4.) se calculó el valor medio y su error para dicha función de correlación, para cada posición relativa entre los detectores.

Todos estos cálculos fueron efectuados mediante el uso de un programa computacional que fue elaborado especialmente para hallar valores medios y sus correspondientes errores, de acuerdo con las relaciones anteriormente mencionadas (III.1.1.) y (III.1.4.).

III.3. TEST DEL χ^2

Cuando se conoce la distribución que describe un conjunto de datos, y se quieren predecir los resultados de futuros experimentos desde el punto de vista estadístico, se utiliza el test χ^2 .

Definiendo la cantidad

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left[\frac{(\text{valor medido})_i - (\text{valor esperado})_i}{(\text{error de la medida})_i} \right]^2 \quad (\text{III.3.1.})$$

donde n , es el número de datos.

Los procesos de desintegración nuclear, están gobernados fundamentalmente por la ley de distribución de Poisson, en la cual la variancia es igual al valor medio de la distribución.

La cantidad definida en la ecuación (III.3.1.) caracteriza la desviación de los valores observados respecto de los esperados.

Se define como grado de libertad de la función χ^2 al número total de datos menos el número de parámetros de la distribución que se considera que éstos siguen.

Para determinar la bondad del ajuste de los valores observados respecto de los esperados, debe conocerse la distribución de la función χ^2 , o sea debe conocerse la probabilidad de observar el valor calculado del χ^2 a partir de la muestra de datos; si tal valor es altamente probable, entonces puede afirmarse que las medidas experimentales siguen la ley que se consideró válida. Con este fin existen tablas en las que pueden hallarse estas probabilidades para distintos valores de χ^2 y del número de grados de libertad.

Cuando los valores predichos y los observados coinciden uno a uno, da $\chi^2 = 0$; este caso es altamente improbable.

En cualquier experimento, real, los valores medidos y los esperados no coinciden en general y es de esperar que χ^2 tienda al valor dado por el número de grados de libertad. Esto indicaría que las dispersiones observadas y predichas son en promedio iguales. Grandes valores de χ^2 indicarían mayores desviaciones que las esperadas.

El método del χ^2 permite rechazar datos que se alejan del comportamiento estadístico, y pone de manifiesto irregularidades experimentales,

como ser : problemas electrónicos, pérdidas de vacío de los detectores; variaciones grandes en las temperaturas del Laboratorio, etc.

III.4. APLICACION DE LOS METODOS ESTADISTICOS AL METODO DE CORRELACIONES ANGULARES

La función de correlación angular $w(\theta)$ se obtiene experimentalmente a partir del cociente entre el área del pico de radiación (X ó γ), denominado por N_c respecto al número de pulsos (N_G) detectados por la ventana de energía G , resultando :

$$w(\theta) = N_c(\theta)/N_G \quad (\text{III.4.1.})$$

N_c depende del ángulo entre los detectores utilizados como se muestra en la relación (III.4.1.).

N_G es el número de cuentas registradas en el escalímetro conectado a la salida de la unidad discriminadora del detector de Ge(Li) ó Si(Li) según los núcleos en estudio.

En el valor de las áreas N_c , se debe descontar la contribución de las coincidencias fortuitas; los datos finales utilizados fueron seleccionados mediante la prueba estadística del χ^2 . En nuestras experiencias, alrededor del 20 % de las medidas realizadas fueron desechadas por no cumplir con los requisitos ya mencionados.

Utilizando la relación (III.4.1.) y haciendo el cálculo de errores según la sección (III.2.) se obtuvieron los valores $\overline{w(\theta_i)}$ y $\overline{\sigma(\theta_i)}$ para cada uno de los datos a utilizar, donde $\overline{w(\theta_i)}$ indica el valor medio de la

función de correlación para el ángulo θ_i y $\sigma(\theta_i)$ el error correspondiente.

Sabiendo por el estudio realizado en el capítulo II, que

$$W(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \theta) + A_{44} P_4(\cos \theta) + \dots \quad (\text{II.3.9.})$$

y cortando la serie infinita en el término de orden cuarto; se determinaron $A_{22} \pm \sigma_2(A_{22})$ y $A_{44} \pm \sigma_4(A_{44})$ donde $\overline{A_{22}}$ y $\overline{A_{44}}$ indican los valores promedios de los A_{22} y A_{44} , $\sigma_2(A_{22})$ y $\sigma_4(A_{44})$ respectivamente y indican los errores para A_{22} y A_{44} respectivamente.

En el caso en que $\overline{A_{44}} = 0$, como se obtuvo en nuestra experiencia, la función de correlación se reduce a

$$W(\theta_i) = 1 + A_{22} P_2(\cos \theta_i) \quad (\text{III.4.2.})$$

Sabiendo que $P_2(\theta = \pi/2) = -1/2$ y $P_2(\theta = \pi) = 1$ resulta :

$$W(\theta = \pi/2) = 1 + A_{22} \times (-1/2) = 1 - \frac{A_{22}}{2} \quad (\text{III.4.3.})$$

$$W(\theta = \pi) = 1 + A_{22} \times (1) = 1 + A_{22} \quad (\text{III.4.4.})$$

Definiendo la anisotropía A de la forma :

$$A = \frac{W(\pi) - W(\pi/2)}{W(\pi/2)} \quad (\text{III.4.5.})$$

resulta a partir de (III.4.4.) y (III.4.5.) que

$$A = \frac{3 A_{22}}{2 - A_{22}} \quad (\text{III.4.6.})$$

o bien

$$A = \frac{2A}{3+A} \quad (\text{III.4.7.})$$

Se realizaron las correcciones por ángulo sólido finito, las que incluyen el tamaño y material de los cristales usados en la detección de las radiaciones X y gamma. Debido a esto, la distribución angular observada, diferirá ligeramente de la idealmente esperada para detectores puntuales, en los que es válida la relación (II.3.9.), luego debe modificarse la misma de forma tal de tener en cuenta el tamaño finito de los detectores.

Rose concluyó en que este efecto se traduce en un factor de atenuación (Q_λ) que debe afectar a cada término de la función de correlación dado por la ecuación (III.4.2.)

Para detectores que siguen la simetría axial alrededor de la dirección de propagación de las radiaciones, la forma de la función de distribución no cambia, y se transforma en :

$$W(\theta) = \sum_{\lambda \text{ par}} Q_\lambda A_{\lambda\lambda} P_\lambda(\cos \theta) \quad (\text{III.4.9.})$$

donde

$$A_{\lambda\lambda} = A_\lambda B_\lambda$$

Q_λ es el factor de corrección por ángulo sólido finito y se lo encuentra tabulado según el tipo de detector, sus dimensiones, la distancia fuente radioactiva-detector y la energía de la radiación en estudio.

A_λ y B_λ son los coeficientes de la segunda y primera transición de orden λ , respectivamente y sus valores están dados en el capítulo II por las ecuaciones : (II.6.3.) y II.6.5.) para el estudio de dos radiaciones gamma ó por las ecuaciones (II.7.2.) y (II.7.5.) para su aplicación a las correlaciones X-gamma.

En el caso de las correlaciones angulares, en las que se observan las dos radiaciones simultáneamente, el factor Q_λ debe incluir las correcciones de ambos detectores, y estará dado entonces por :

$$Q_\lambda = Q_\lambda^A(1) Q_\lambda^B(2) \quad (\text{III.4.10.})$$

donde el detector A observa la radiación (1) y el B la (2).

En los cálculos que se realizaron se usaron programas computacionales en los que pueden hallarse los valores Q_λ variando en forma continua los parámetros involucrados en estas correcciones.

III.5. PROGRAMA DE MINIMIZACION UTILIZADO EN LAS EXPERIENCIAS DE CORRELACIONES ANGULARES

Como se puede observar de las ecuaciones (II.3.9.); (II.6.3.) y (II.6.5.) del capítulo II; los coeficientes de correlación angular son funciones cuadráticas de las magnitudes $\delta(x_1)$ y $\delta(x_2)$ y dependen linealmente de los factores geométricos $F_\lambda(L, L'; I, I')$.

En nuestros trabajos; colocando en la entrada del programa computacional citado en la ref. 4; los valores obtenidos para A_{22} y A_{44} y sus errores; y los valores de los factores $F_\lambda(L, L'; I, I')$ se obtuvieron los va-

lores posibles de los pares $\delta(x_1)$ y $\delta(x_2)$.

Como los coeficientes de la función de correlación angular dependen de dos variables solamente ($\delta(x_1)$ y $\delta(x_2)$) es simple determinar las direcciones posibles de búsqueda de los mínimos entre los valores A_{22} y/o A_{44} .

El proceso de búsqueda de la minimización se muestra en la fig. (III.5.1.). El gráfico muestra una función genérica de dos variables. Se toma como punto de partida, el indicado como A_0 ; al realizar una variación Δx_i la variable x , se llega al punto A' y al incrementar la otra coordenada y en una cantidad Δy_i se arriba al punto A_1 . La longitud total del paso es :

$$S_i = (\Delta x_i^2 + \Delta y_i^2)^{1/2} \quad (\text{III.5.1.})$$

El método aplicado en este programa computacional, consiste en tomar como dirección de búsqueda de la minimización, la obtenida por la relación

$$\theta_i = \text{arc. tg} \frac{\Delta y_i}{\Delta x_i} \quad (\text{III.5.2.})$$

Se toma A_i como punto de partida y se buscan los mínimos de la función a lo largo de la dirección dada por θ_i ; la longitud del paso es S_i , hasta alcanzar un mínimo en el punto A'' ; ahora la dirección de búsqueda es tomada perpendicular a la anterior y es seguida hasta que un nuevo mínimo se encuentra en el punto A_{i+1} ; completando en dicho lugar un paso. En este punto se debe definir una nueva dirección de búsqueda. Todos estos parámetros se indican en la fig. (III.5.1.) para $i=1$.

Para encontrar un mínimo a lo largo de una línea, se calculan

los valores de la función χ^2 en los puntos :

$A + s\theta$ y A donde :

A : es el punto de origen de la búsqueda de mínimos;

S : es la longitud del paso en la dirección θ ;

θ : es la dirección de movimiento.

Existen dos posibilidades :

i) $\chi^2 (A + s\theta) \leq \chi^2 (A)$

ii) $\chi^2 (A + s\theta) \geq \chi^2 (A)$

caso i) : se toma como punto inicial, el dado por :

$$A + a s\theta \text{ donde } a > 1.$$

caso ii) : se toma como nuevo punto de partida el dado por

$$A + b s\theta \text{ donde } -1 < b < 0.$$

Cuando se produce el caso ii); se sabe la parábola que pasa por los tres últimos puntos, presentará un mínimo que está comprendido entre el primero y el tercer punto.

A continuación se calcula el valor de la función χ^2 en el vértice de dicha parábola. Si el valor de χ^2 es aceptable; se toma a este punto como origen de la nueva búsqueda de los mínimos; en caso contrario se toma

como punto de partida, el último punto que se había obtenido.

Se considera que el proceso ha tenido una buena convergencia cuando la variación de la función χ^2 en un paso completo es menor que un dado valor ϵ . Si este criterio no se satisface en un número prefijado de pasos, el proceso es detenido.

REFERENCIAS

1. P. R. Bevington, Data reduction and error analysis for the physical science, McGraw-Hill Book Company, New York, (1969).
2. R. D. Evans, The Atomic Nucleus, McGraw-Hill Book Company, Inc. New York, (1955).
3. J. Davidson, Tesis Doctoral, U.B.A., diciembre de 1975.
4. S. M. Abecasis y R. Femia, Comp. Phys. Com. 9 (1974) 145.

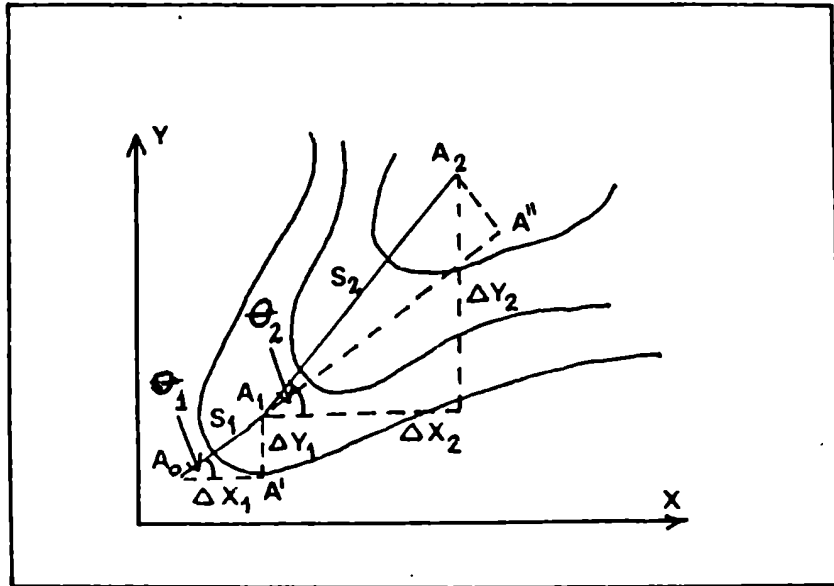


Fig. III.1 Gráfico del contorno de una función genérica de dos variables minimizada por el método de Rosenbrock.

CAPITULO IV

ESTUDIO DE CORRELACIONES ANGULARES GAMMA-GAMMA EN EL DECAIMIENTO DEL P_d^{109}

INTRODUCCION

Este trabajo involucra una serie de estudios que cubren parte de los procesos que acontecen en la desintegración del núcleo atómico. Como ejemplo de la desintegración nuclear se ha tomado el caso del P_d^{109} el cual da lugar a algunos estados excitados de la Ag^{109} .

Se ha especificado el estudio sobre el proceso de desexcitación nuclear radiactiva.

Por otra parte se ha requerido determinar el carácter de algunos niveles excitados de la Ag^{109} , mediante el estudio de correlaciones angulares no perturbadas gamma-gamma. Ver fig. IV.1.

Reuniendo los datos experimentales y la información obtenida por otros autores, se pudieron asignar espines y paridades a tres estados excitados de este núcleo.

La labor original, reside por una parte en el desarrollo y puesta a punto del instrumental adecuado para realizar los estudios mencionados, y por otra parte, en los resultados obtenidos sobre la caracterización de la estructura del núcleo Ag^{109} .

Por razones de autoconsistencia, en los capítulos I y II se reseña la teoría de la radiación electromagnética y de las correlaciones angulares no perturbadas. En el capítulo III se presenta el estudio estadístico en el cual se pasó el análisis de los datos recogidos durante la experiencia.

IV.1. ESPECTROMETRO DE RADIACION GAMMA

Como espectrómetro de radiación electromagnética, se monto un sistema detector de Ge(Li) criostato y pre-amplificador, marca ORTEC, acoplado a un amplificador ORTEC, modelo 440A y un selector multicanal de pulsos.

Detector

a) Descripción del cristal

En el detector gamma, son contados los fotones que llegan al cristal, por la transferencia de su energía a los pares electrón-agujero. En la experiencia se utilizó un cristal coaxial de Germanio con litio difundido (impureza) de tipo cilíndrico circular como se muestra en la fig. (IV.1). Las performances de estos detectores son óptimas para el rango de energías entre 50 keV y 5.000 keV. El buen contaje de este detector depende de la rapidez con que es capaz de coleccionar los pares electrón-agujero; los parámetros ajustables son en este caso el ancho de la región intrínseca del cristal y el campo eléctrico exteriormente aplicado.

La diferencia de potencial externa aplicada al cristal debe ser lo suficientemente grande como para que se detecten el máximo de pares formados.

Los detectores de Ge(Li) ORTEC, son hechos con uniones p-n, don de la zona p se debe al Germanio y la zona n al Litio difundido.

Las impurezas de tipo p que originariamente están presentes en el cristal de Germanio, se conservan en la zona interior del cristal (al ser difundido el litio desde el exterior y llevado hacia el cuerpo interno con la ayuda de un fuerte campo eléctrico).

Esta región (A) según la fig. IV.2; presenta una alta resistividad y es denominada zona intrínseca; la zona cilíndrica central (B) es de material tipo p (no se difundió el donador) y la zona exterior (C) es de material tipo n debido a la presencia del litio.

Para que el cristal posea las características anteriormente descritas, no debe producirse ninguna migración de iones de Litio a través de la zona de Germanio intrínseco, y para esto, es necesario mantener al cristal a bajas temperaturas, pues la temperatura ambiente, ya es suficiente para que el cristal pierda las características necesarias de un buen detector de radiación electromagnética. Para que el cristal mantenga una temperatura de aproximadamente -100°C ; se debe utilizar el montaje que se muestra en la fig. V.2.

El detector utilizado tiene las siguientes características geométricas :

- . Diámetro : 38,8 mm
- . Longitud : 33,2 mm
- . Profundidad de difusión : 1 mm
- . Volumen total activo : 34 c.c.

Las características eléctricas del cristal son :

Capacidad total : 18,4 pF
Relación $\frac{\text{Pico total}}{\text{Fondo Compton}}$: $\frac{19}{1}$

Al detector se acopló un pre-amplificador ORTEC, modelo 120 (este equipo es el adecuado para los cristales que poseen baja corriente de pérdida, en nuestro caso fue menor que 2n Amp).

Como el rango típico de aplicación para el cual se obtienen los mejores resultados se encuentra entre los 50 keV y 5 MeV, estos detectores son ideales para la radiación gamma.

Por cada MeV absorbido en el detector; la respuesta es un pulso de 145 m Volt de amplitud. La constante temporal de decaimiento del pulso de salida es de unos 50 μ seg. El crecimiento de la señal de salida es rápido y es del orden de 15 n seg, cuando la capacidad externa tiende a cero.

b) Curva de la eficiencia en función de la energía

Tomando un espectro patrón como es el del Co^{60} , se puede ir observando si el detector mantiene sus propiedades, o si se va deteriorando. Para esto, suele observarse periódicamente el espectro de radiación electromagnética emitida por la desintegración del Co^{60} , para condiciones externas pre-fijadas como ser :

- . Polarización del cristal 1.500 Volt.
- . Constante de diferenciación : 0.5 seg.
- . Constante de integración : 1.5 seg.

Bajo estas condiciones se obtiene el espectro que se muestra en la fig. IV.3.

Se ha observado que las respuestas del detector no son independientes de la energía de los fotones incidentes.

Para el rango de energías entre 0 y 800 keV que se utiliza en el estudio de la Ag^{109} fue necesario conocer la eficiencia del detector de Ge(Li); para esto se estudiaron los espectros simples de los núcleos : Cs^{137} ; Mn^{54} ; Zn^{65} ; Bi^{207} ; Hg^{203} ; Cd^{109} ; Cd^{115g} . Los valores obtenidos se muestran en la tabla III.1. Estos resultados con consecuencia de comparar los espectros con los sacados de un cristal de INa(Tl) de 3" x 3", colocarlo a 10 cm de la fuente radioactiva y cuya eficiencia en función de la energía se conoce de las tablas dadas en la ref. 1.

La eficiencia considerada, corresponde al pico de energía total e incluye el ángulo sólido subtendido entre la fuente y el contador.

La relación de superficies para los picos registrados por ambos detectores está dada por :

$$\frac{S(\text{INa})}{S(\text{Ge(Li)})} = \frac{I \cdot \epsilon_i(\text{INa}) R \Omega}{I \cdot \epsilon_i(\text{Ge(Li)}) R' \Omega'} \quad (\text{IV.1.1.})$$

donde : I es el número de rayos gamma para la energía en estudio emitidos por la fuente, durante el tiempo de medida.

R y R' son las relaciones entre el número de cuentas del fotopico y del espectro total para los detectores de Ge(Li) y INa(Tl) respectivamente.

Ω y Ω' son los ángulos sólidos subtendidos por el detector de Ge(Li) y el centellador respectivamente.

ϵ_i indica las eficiencias intrínsecas.

Luego, para el cristal de Germanio; vale que :

$$\epsilon_i(\text{Ge(Li)}) = \epsilon_i(\text{INa}) \frac{R \Omega}{R' \Omega'} \frac{S(\text{Ge(Li)})}{S(\text{INa})} \quad (\text{IV.1.2.})$$

Teniendo en cuenta la atenuación de la capa de aluminio que recubre al centellador, debe multiplicarse la ecuación (IV.1.2.) por el factor de atenuación correspondiente, que es del orden de la unidad para energías mayores que 600 keV.

En la fig. IV.4. se muestra el gráfico de la eficiencia intrínseca para el Ge(Li) en función de la energía.

c) Curva de calibración para el detector de Ge(Li)

Para el estudio de los espectros simples, se realizó una calibración del cristal de Germanio en el rango entre 0 y 900 keV; la recta obtenida se muestra en la fig. IV.5., donde se estudiaron los núcleos :

- i) Hg²⁰³
- ii) Cr⁵¹
- iii) Au¹⁹⁸
- iv) Bi²⁰⁷
- v) Cs¹³⁷

La curva obtenida para este rango de energías; es una recta como puede observarse en la figura citada.

d) Estudio de la radiación gamma

La fuente activa de P_d¹⁰⁹ (13,96 hs), fue obtenida irradiando C₂P_d natural en el reactor de la Comisión Nacional de Energía Atómica. La

muestra fue disuelta en HCl 1 N y depositada en una delgada lámina de mylar. Para el análisis de los espectros gamma simples, se utilizó el detector semiconductor de Ge(Li) de 34 c.c., para el rango de energías entre los 80 y 800 keV. Se registraron espectros simples en un selector multicanal para distintas distancias entre la fuente y el detector. En la fig. IV.6. se muestra un espectro típico obtenido.

Se realizaron los cálculos de intensidades relativas de los picos observados respecto al pico de 311 keV, los valores obtenidos se muestran en la tabla V.2. Para los cálculos de las superficies subtendidas por los distintos picos, se restaron a cada espectro simple el correspondiente a fondo sin variar las condiciones de trabajo; o sea conservando los tiempos de medida, los equipos electrónicos, la temperatura de trabajo, etc.

Se utilizó como blindaje, una lámina de Cd¹⁰⁹ metálico de 2 mm de espesor para disminuir la estadística del rango gamma de 88 keV cuya intensidad es muy superior al resto del espectro.

IV.2. ESTUDIO DE LAS CORRELACIONES ANGULARES GAMMA-GAMMA

Se determinaron los coeficientes A_{22} y A_{44} y los cocientes de mezcla para las correlaciones angulares de las cascadas :

311 keV → 390 keV
311 keV → 413 keV
311 keV → 424 keV
311 keV → 551 keV
311 keV → 558 keV

Esta experiencia se realizó a través del uso de un sistema de coincidencias entre un detector de INa (Tl) de 2" x 2" y el ya mencionado cristal de Ge(Li), discriminando en el primero la radiación de 311 keV.

El montaje de los detectores sobre la mesa de correlaciones angulares, puede verse en la fig. IV.7.

Se registró en el selector multicanal, el espectro proveniente del cristal de Ina(Tl) , que contenía sólo la línea de 311 keV.

Para poder realizar las coincidencias con mejor eficiencia y resolución, se realizó un sistema convertidor de retardos temporales en pulsos cuya amplitud es proporcional a dichos retardos (TAC). Para conectar la entrada al TAC, fue necesario derivar una señal de cada detector, como se observa en la fig. IV.8., las cuáles, luego de pasar por los correspondientes amplificadores, se enviaron a discriminadores de fracción constante (CFD) a través de los que se obtuvieron los pulsos adecuados para entrar al TAC.

La señal de los dos detectores se conectó del CFD a los bornes START y STOP de la entrada del TAC, obteniéndose a la salida de éste una curva "prompt" cuya resolución temporal fue de 50 ns como se muestra en la fig. IV.9.

Los pulsos provenientes del TAC se enviaron a dos unidades discriminadoras en paralelo, en una de las cuales se gatilló el pico de la curva "prompt" y en la otra, la región de las coincidencias fortuitas (fuera de "prompt"). Se tuvo especial cuidado de que el ancho de los dos gatillos abarcara igual número de canales.

Simultáneamente, las señales de ambos detectores fueron enviadas a amplificadores lineales y luego a unidades discriminadoras que permitieron seleccionar el rayo gamma de 311 keV en el cristal de Ina , mientras que en el Ge(Li) la ventana comprendía la zona de los 200 hasta los 700 keV.

La unidad de coincidencias consistió en un módulo de coincidencias cuádruples (cuadrupolo), desarrollado en el Laboratorio de Física Nuclear, que posee cuatro entradas y dos salidas independientes; y se lo operó de la siguiente manera :

En tres entradas se enviaron señales provenientes de la discriminación en energía del INa(Tl), del Ge(Li) y en la tercera la discriminación del pico " prompt ", de esta forma, se obtuvo en una salida las coincidencias triples totales (formadas por las reales y las fortuitas). En la cuarta entrada se mandó la señal fuera de " prompt " de forma tal que en la segunda salida se obtuvieron las coincidencias fortuitas solamente.

Estas dos salidas se mandaron a un sistema " routing " y finalmente a dos submemorias de un selector multicanal NUCLEAR DATA. Un espectro típico de coincidencias reales puede verse en la fig. IV.10. El sistema en bloque del circuito se muestra en la fig. IV.11.

La normalización por tiempo de medición y ángulo sólido, fue realizada detectando el rayo de 311 keV en el cristal centellador.

Las coincidencias fortuitas fueron descontadas canal por canal, luego de cada medición, similarmente se hizo para descontar el fondo sobre el que se encontraban los cinco picos de coincidencias.

Para mantener las simetrías de la fuente activa respecto a la rotación de los detectores; la muestra líquida fue depositada en un cilindro de lucite, cuya actividad fue de alrededor de 10 mCi al comenzar las medidas.

Las distancias fuente - detector fueron las siguientes :

| | | |
|---------------------------|---|--------|
| distancia Ge(Li) - fuente | ; | 8.5 cm |
| distancia INa(Tl)- fuente | : | 9.5 cm |

Los espectros de coincidencias fueron registrados para 5 ángulos distintos entre los detectores y las medidas se tomaron en lapsos de 12 horas para cada posición. En los peores casos las coincidencias fortuitas fueron del 20 % de los reales correspondientes.

Utilizando la relación (III.4.1.) del capítulo III se calcularon los valores de la función de correlación $W(\theta)$. Estos resultados fueron introducidos en un programa computacional, desarrollado en la Universidad de Purdue (U.S.A.) y del cual se extrajeron los coeficientes A_{22} y A_{44} con sus errores. Estos valores son los que mejor ajustaban la curva $W(\theta)$. vs. θ , para los valores experimentales obtenidos.

Estos valores de A_{22} y A_{44} fueron corregidos por el ángulo sólido subtendido por cada detector, utilizando la relación (III.4.10) estudiada en el capítulo III. Una descripción completa del método computacional utilizado para el cristal de Ge(Li) está dada en la ref. 2; donde se encuentra el programa en lenguaje FORTRAN IV, y una discusión de la dependencia de los factores anteriormente mencionados Q_λ en función de la energía de la radiación, de la distancia fuente - detector y de la dependencia en λ .

Para el centellador se obtuvieron los factores de corrección de la tabla de Yates que se encuentra en la ref. 3.

Como consecuencia de este estudio, se determinó que para el detector semiconductor utilizado, los valores Q_2 y Q_4 introducen una variación prácticamente despreciable en los valores A_{22} y A_{44} , pues las correcciones son del orden del 1 %, en el rango de energías estudiado.

Como se realizaron 15 rounds completos, se calcularon para cada una de las cascadas, los valores promedios y sus errores para los coe-

ficientes de la correlación angular, para el cálculo se utilizó un programa computacional elaborado para tal fin que aplica las ecuaciones (III.1.1.) y (III.1.4.) y selecciona los datos desechando los que se alejan del promedio en más de un porcentaje prefijado (que en nuestro caso fue del 20%) y analiza mediante el test del χ^2 la bondad del ajuste realizado.

Con los valores promedios de los coeficientes A_{22} y A_{44} y sus respectivos errores se determinaron los valores de las relaciones de mezcla $\delta(\chi_1)$ y $\delta(\chi_2)$ correspondientes a las dos transiciones involucradas. Para este cálculo se utilizó el programa de minimización citado en la ref. 4 y cuyo detalle se estudia en el Apartado (III.5) del capítulo III.

De las relaciones del capítulo II (II.3.9.); (II.6.3.); y (II.6.5.) se observa que tanto el coeficiente A_{22} como el A_{44} dependen en forma cuadrática de $\delta(\chi_1)$ y $\delta(\chi_2)$ y a través del programa computacional citado, se obtienen los pares de valores $\delta(\chi_1)$ y $\delta(\chi_2)$ que minimizan las diferencias entre los coeficientes de correlación angular teóricos y experimentales.

Se trabajó dividiendo el estudio de los datos en dos partes.

- i) Haciendo un análisis sobre los valores de los coeficientes A_{44} ;
- ii) Utilizando el resultado $A_{44} \cong 0$ obtenido en i) se estudiaron las posibilidades de spines :

$$3/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2$$

$$5/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2$$

$$7/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2$$

Caso i) : al hallar los valores medios y sus errores para los coeficientes $A_{\lambda\lambda}$ con $\lambda = 4$; en las cinco cascadas, éstos fueron consistentes con cero. Estos valores se muestran en la tabla IV.2 y están de acuerdo con los cálculos teóricos. Estos predicen para las cascadas que presentan una componente que decae de un nivel 3/2 a otro nivel de spin 1/2 una componente parcial $A_4 = 0$. En nuestro caso; este rayo gamma de 311 keV fue común en todas las correlaciones angulares investigadas en la Ag^{109} y por eso para las cinco cascadas es razonable obtener $A_{44} = 0$.

Caso ii) : sabiendo que sólo hay una contribución en la función de correlación angular del término en $\lambda = 2$ por lo obtenido en el caso i) y de acuerdo con la ec. (II.3.9.) del capítulo II, se deduce que :

$$W(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \theta)$$

donde A_{22} indica el valor del coeficiente normalizado al valor A_{00} . Los valores finales A_{22} se muestran en la tabla IV.3.

Los gráficos de $W(\theta)$ v.s. θ para los valores A_{22} obtenidos en cada una de las cinco cascadas, se muestran en las figs. IV.11; IV.12; IV.13; IV.14 y IV.15.

Con estos valores de A_{22} y sus errores como datos de entrada en el programa computacional dado por la ref. 4 se obtuvieron conjuntos de valores para $\delta(\chi_1)$ y $\delta(\chi_2)$.

Como los valores $\delta(\chi_2)$ para el rango gamma de 311 keV han sido estudiados por Robinson y colaboradores, ref. 6; de todos los posibles pares $\delta(\chi_1)$ y $\delta(\chi_2)$ se seleccionaron sólo aquellos que daban $\delta(\chi_2)$ consistente con la ref. 6. Este estudio se hizo para las posibilidades de spines

ya citadas en el apartado ii) y una tabla con los resultados finales se muestra con el número IV.4.

IV.3. CONCLUSIONES

La importancia de haber estudiado este núcleo, se debe a que en los últimos años ha tenido mucho ímpetu, el análisis de núcleos de número de masa impar, y número de protones cercanos a capa cerrada; como se presenta en la Ag^{109} (que posee 47 protones). Estos isótopos son estudiados sobre la base del modelo de Alaga, (refs. (7 y 8) en el cuál se analizan las consecuencias del acoplamiento de tres agujeros de protones con un campo vibracional cuadrupolar. Como resultado del uso de este modelo se obtienen una serie de niveles excitados de la Ag^{109} cuyos spins y paridades concuerdan en buena manera con los resultados experimentales.

El carácter de la transición de 311 keV, ha sido bien determinada y actualmente se conocen su spin y paridad. Bashandy, (ref. 9) determinó experimentalmente el coeficiente de conversión interna (cci) para la capa K (cci(k)) reportando el valor

$$a_k = 0.019 \pm 0.002$$

esto significa que se trata de una transición de tipo M1 + E2. Por otra parte, Robinson (ref. 6) midió la relación de mezcla para esta transición por medio de correlación angular $\gamma - \gamma$, (a través de excitación Coulombiana) con un resultado para la relación de mezcla

$$\delta(311) = -0.20 \pm 0.03.$$

Este valor es consistente con el valor del cci dado en la ref. 9; para una contribución del 4 % de la componente E2.

El valor del cci para la capa K dado por Bashandy para la transición de 390 keV es

$$\alpha_k(390) = 0.095 \pm 0.012$$

este valor está de acuerdo con una transición M1 pura.

Nuestros resultados experimentales para la secuencia de spines $3/2 \rightarrow 3/2$, dá lugar a una mezcla pequeña, y es por esto que se propone el carácter $3/2^-$ para el nivel de 701 keV, del cual decae la Ag^{109} a través del rayo gamma de 390 keV.

El valor del cci(k) dado por Bashandy para la transición de 413 keV (que relaciona los niveles de 724 y 311 keV) es :

$$\alpha_k(413) = 0.003 \pm 0.0003$$

Este valor es consistente con una transición E1 pura.

De acuerdo con nuestros resultados, la secuencia de spines $3/2 \rightarrow 3/2$ da lugar a una relación de mezcla pequeña y es compatible con una posible E1. Debido a esto se propone un carácter $3/2^+$ para el nivel de 724 keV.

Para la transición de 424 keV (entre los niveles de 735 y 311 keV) Bashandy propone una naturaleza E1 pura, lo cual es incompatible con el valor de la relación de mezcla obtenida en el presente trabajo. Con el valor

$$\delta(424) = - 0.24 \pm 0.03$$

se obtiene un valor del α_k de 0.004 y en consecuencia si el error con que se determinó este valor es la ref. 9 fuera del 30%; ambos resultados serían coincidentes y se podría asignar al nivel de 735 keV un spin igual a $5/2^+$.

El nivel de 862 keV ha sido previamente estudiado, ya que aparece al hacer reacciones nucleares. Robinson y col. determinaron la relación de mezcla.

$$\delta(551) = -0.28 \pm 0.04$$

Nuestros resultados dan consistentes con este valor y de ellos se deduce que la secuencia de spines para los niveles que involucran esta transición es $5/2 \rightarrow 3/2$; por lo tanto se propone un spin y paridad de $5/2^-$ para el nivel de 862 keV (la paridad negativa se deduce del hecho de haberse alimentado este nivel por excitación Coulombiana).

La transición de 558 keV relaciona los niveles de 869 y 311 keV. El valor del α_k dado en la ref. 9, para este rayo gamma es :

$$\alpha_k = 0.0012 + 0.0003$$

Este valor es compatible con la mezcla hallada en este trabajo, ($\delta(558) = -0.28$) $E1 + M2$ por lo cual se propone un carácter $5/2^+$ para el nivel de 869 keV.

Los estudios teóricos realizados sobre la estructura nuclear en la Ag^{109} han dado resultados satisfactorios para el modelo de acoplamiento entre un vibrador y los tres agujeros de protones. Se han explicado propiedades observadas experimentalmente, para estados de paridad positiva y negativa.

Para el caso de los niveles estudiados en este trabajo, el modelo de Alaga explicaría el fin y paridad para el estado excitado de 869 keV.

La aparición de los niveles de 701 y 862 keV y del fundamental; pueden justificarse mediante el modelo de acoplamiento de una quasi-partícula $1/2$ con un carozo 2^+ (para los estados excitados) y 0^+ (para el fundamental) respectivamente.

Sin embargo, hasta el presente no se ha encontrado justificación teórica para las energías, spines y paridades de los niveles de 724 y 735 keV a los cuales, de acuerdo con nuestra experiencia, le hemos asignado los valores $3/2^+$ y $5/2^+$ respectivamente.

TABLA IV.1

Valores de la eficiencia intrínseca para el detector de Ge(Li)

| Núcleo | Energía del pico gamma (keV) | $\epsilon_i \times 10^4$ |
|--------------------|-----------------------------------|--------------------------|
| Cs ¹³⁷ | 662 | 657 ± 4 |
| Mn ⁵⁴ | 840 | 462 ± 3 |
| Zn ⁶⁵ | 1.115 | 291 ± 4 |
| Bi ²⁰⁷ | 570 | 681 ± 2 |
| | 1.063 | 360 ± 4 |
| Hg ²⁰³ | 279 | 2.261 ± 5 |
| Cd ¹⁰⁹ | 88 | 3.328 ± 2 |
| Cd ^{115g} | 230 | 3.325 ± 2 |

TABLA IV.2

Intensidades relativas obtenidas con el detector de Ge(Li) en la Ag^{109} .

| Energía (keV) | Intensidad relativa |
|------------------|---------------------|
| 38 | 10.500±890 |
| 311 | 100 |
| 390 | 2.1±0.5 |
| 413 415 | 49±6 |
| 424 | 2.4±0.5 |
| 448 | 3.9±0.7 |
| 551 | 2.3±0.8 |
| 558 | 5.7±0.5 |
| 602 | 27±3 |
| 636 | 25±4 |
| 646 | 60±5 |
| 701 | 7±2 |
| 707 | 4±0.6 |
| 724 | 2.2±0.5 |
| 736 | 6.1±0.8 |
| 781 | 32±4 |

TABLA IV.4.

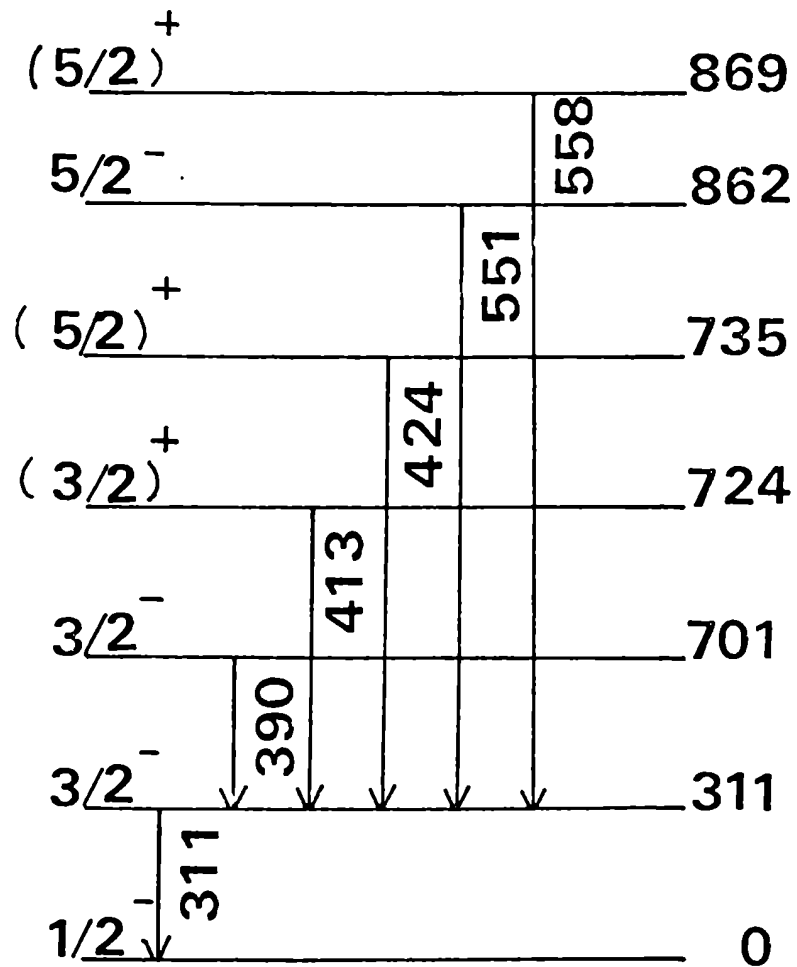
Valores de las relaciones de mezcla para las cinco cascadas estudiadas y sus posibles secuencias de spines.

| Cascada (keV) | δ (rayo gamma) inferior | δ (rayo gamma) inferior de acuerdo con ref.6 | Secuencia de spines posibles |
|------------------|-----------------------------------|--|------------------------------------|
| 390 - 311 | 0.19 ± 0.06 | -0.20 ± 0.04 | $3/2^- + 3/2^- + 1/2^-$ |
| 412 - 311 | 0.18 ± 0.05 | -0.22 ± 0.03 | $3/2^+ + 3/2^- + 1/2^-$ |
| 424 - 311 | 0.0 | -0.28 ± 0.04 | $3/2_+ + 3/2_- + 1/2_-$ |
| | -0.27 ± 0.03 | -0.21 ± 0.04 | $5/2^+ + 3/2^- + 1/2^-$ |
| | -0.59 ± 0.05 | -0.18 ± 0.05 | $7/2 + 3/2 + 1/2$ |
| 551 - 311 | 0.0 | -0.28 ± 0.04 | $3/2 + 3/2 + 1/2$ |
| | -0.25 ± 0.04 | -0.20 ± 0.03 | $5/2^- + 3/2^- + 1/2^-$ |
| | -0.60 ± 0.05 | -0.19 ± 0.05 | $7/2 + 3/2 + 1/2$ |
| 558 - 311 | 0.0 | -0.28 ± 0.05 | $3/2_+ + 3/2_- + 1/2_-$ |
| | -0.26 ± 0.05 | -0.21 ± 0.04 | $5/2^+ + 3/2^- + 1/2^-$ |
| | -0.58 ± 0.06 | -0.17 ± 0.05 | $7/2 + 3/2 + 1/2$ |

REFERENCIAS

1. R. L. Heath, Scintillation spectrometry gamma-ray catalogue (Phillips Petroleum Co, Atomic Energy division, Idaho Falls, Idaho, 1957)
2. K. S. Krane, Nucl. Instr. and Methods 98 (1972) 205.
3. M. J. L. Yates in Alpha-Beta and Gamma Ray Spectroscopy, II. K. Siegbahn (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1966) 1961
4. S. M. Abecasis and R. Femenia, Comp. Phys. Com. 9 (1974) 145
5. E. BASHANDY, Z. Phys. 236 (1970) 130
6. R. L. Robinson, F. K. McGowan, P. H. Stelson, W. T. Milner and R. O. Sayer, Nucl. Phys. A123 (1969) 193
7. V. Paar, Phys. Letters 39B (1970) 587
8. O. Civitarese and F. Krmpotić, Nucl. Phys. A229 (1974) 133
9. E. Beshandy, Z. Phys. 236 (1970) 130
10. G. Graeffe and G. E. Gordon, Nucl. Phys. A107 (1967) 67
11. G. Berzins, M. E. Bunker and W. Starner, Nucl. Phys. A114 (1968) 512.
12. W. C. Schick Jr and W. L. Talbert Jr, Nucl. Phys. A123 (1968) 353

13. H. C. Jain, S. K. Bhattacharjee and C. V. K. Baba, Nucl. Phys. A178 (1972) 437
14. D. S. Brenner and M. L. Perlman, Nucl. Phys. A181 (1972) 207.
15. J. L. Black and W. Grunle, Nucl. Phys. A95 (1967) 210
16. K. R. Miller and M. Takeda, Nucl. Phys. A221 (1974) 392
17. R. L. Auble, F. E. Bertrand, Y. A. Ellis and D. J. Horen, Phys. Rev. C6 (1973) 2308.
18. C. W. Cattrell, Nucl. Phys. A204 (1973) 161
19. R. L. Robinson, F. K. McGowan, P. H. Stelson and W. T. Milner, Nucl. Phys. A150 (1970) 225
20. J. L. C. Ford Jr, R. L. Robinson, P. H. Stelson and Wong Cheuk-Yin Tamura Taro, Nucl. Phys. A142 (1970) 525.



109
 $^{47}\text{Ag}_{62}$

Fig. IV.1 Niveles involucrados en el presente estudio de la Ag^{109}

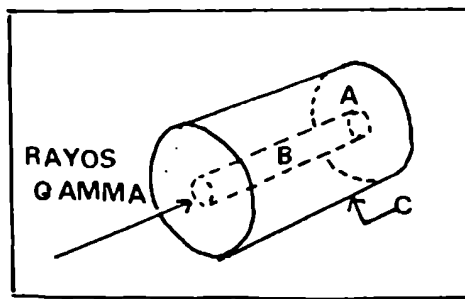


Fig. IV.2 Geometría del cristal de Ge(Li) utilizado en las mediciones presentes.

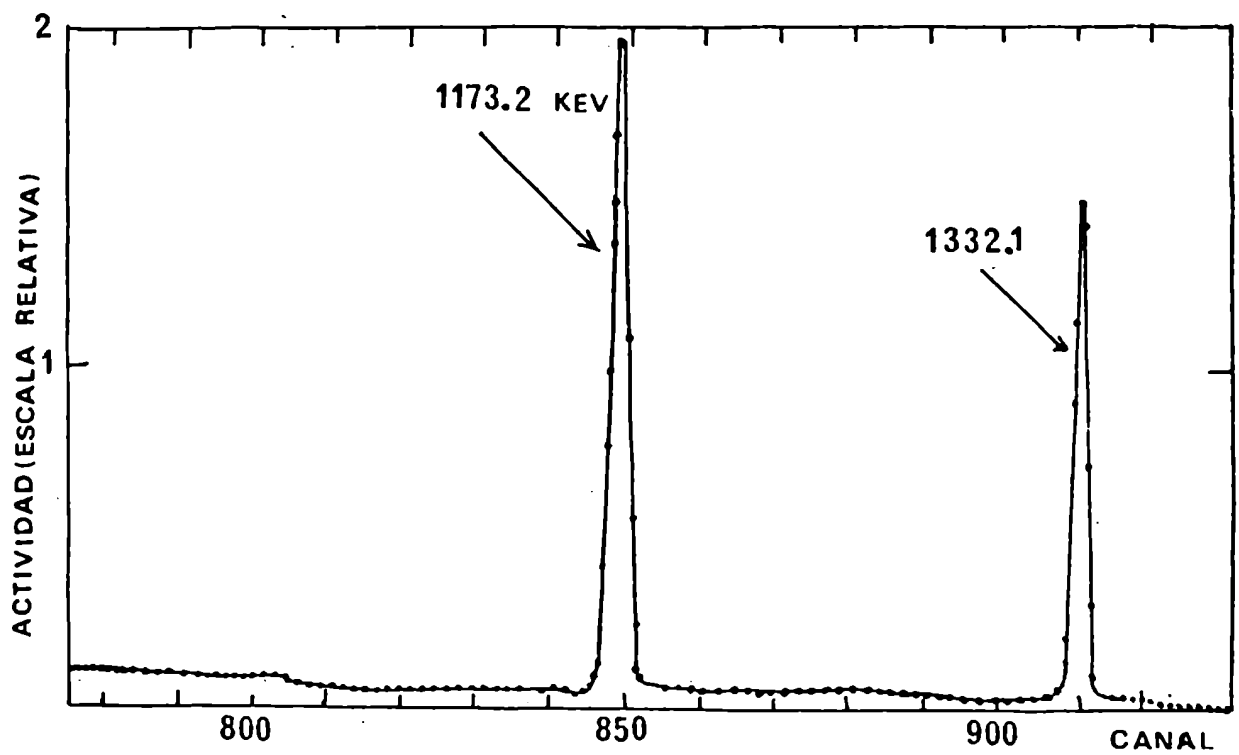


Fig. IV.3 Espectro gamma del Co^{60} obtenido con un cristal de Ge(Li) de 33 cc.

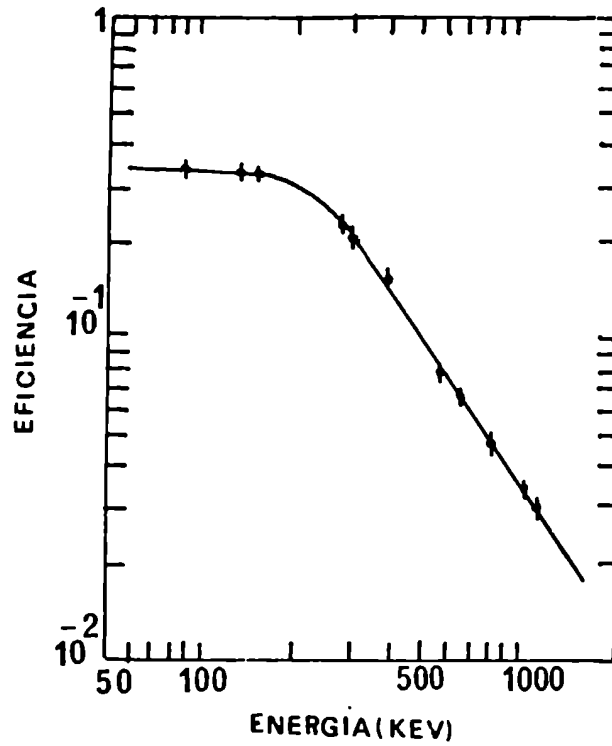


Fig. IV.4 Curva de eficiencia vs. energía para el citado detector de Ge(Li).

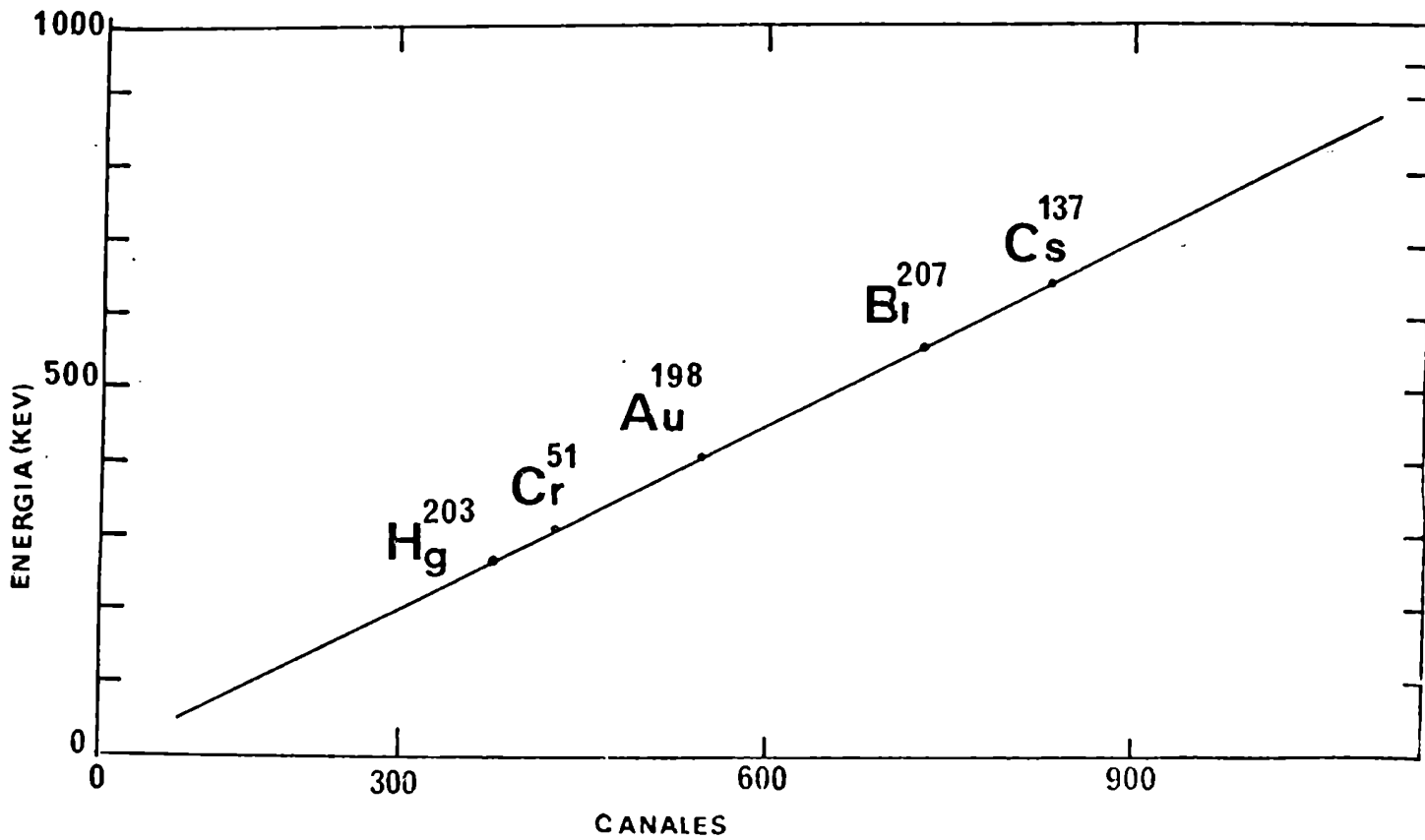


Fig. IV.5 Recta de calibración para la zona de 0-800 keV en estudio.

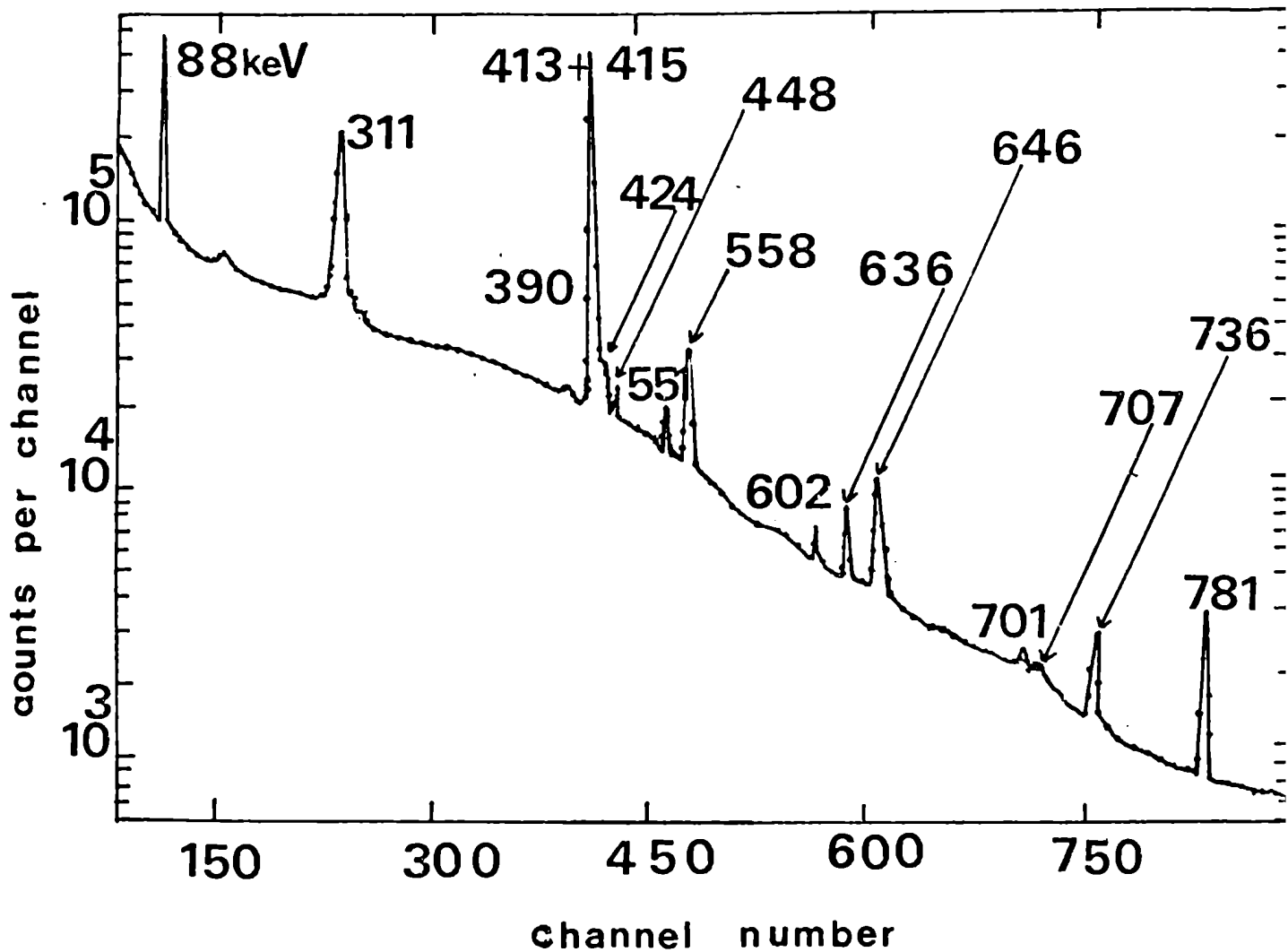


Fig. IV.6 Espectro simple de la Ag^{109} obtenido con el detector de Ge(Li). Se colocó una lámina de Cd de 2 mm de espesor para reducir la intensidad del rayo de 88 keV.

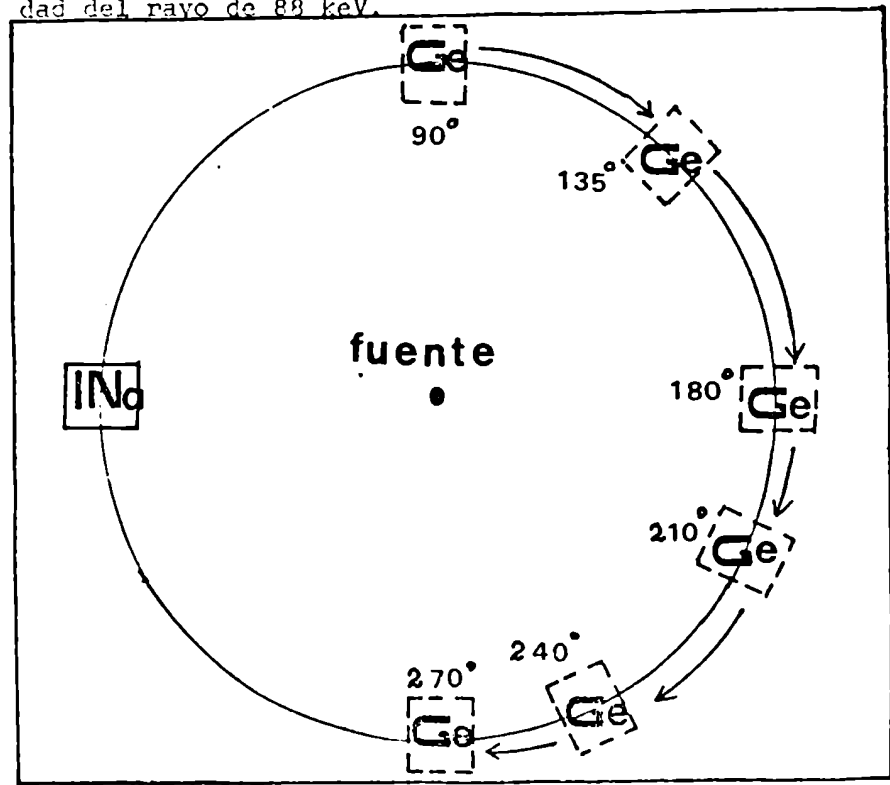


Fig. IV.7 Vista de la mesa de correlaciones angulares utilizada en el presente trabajo.

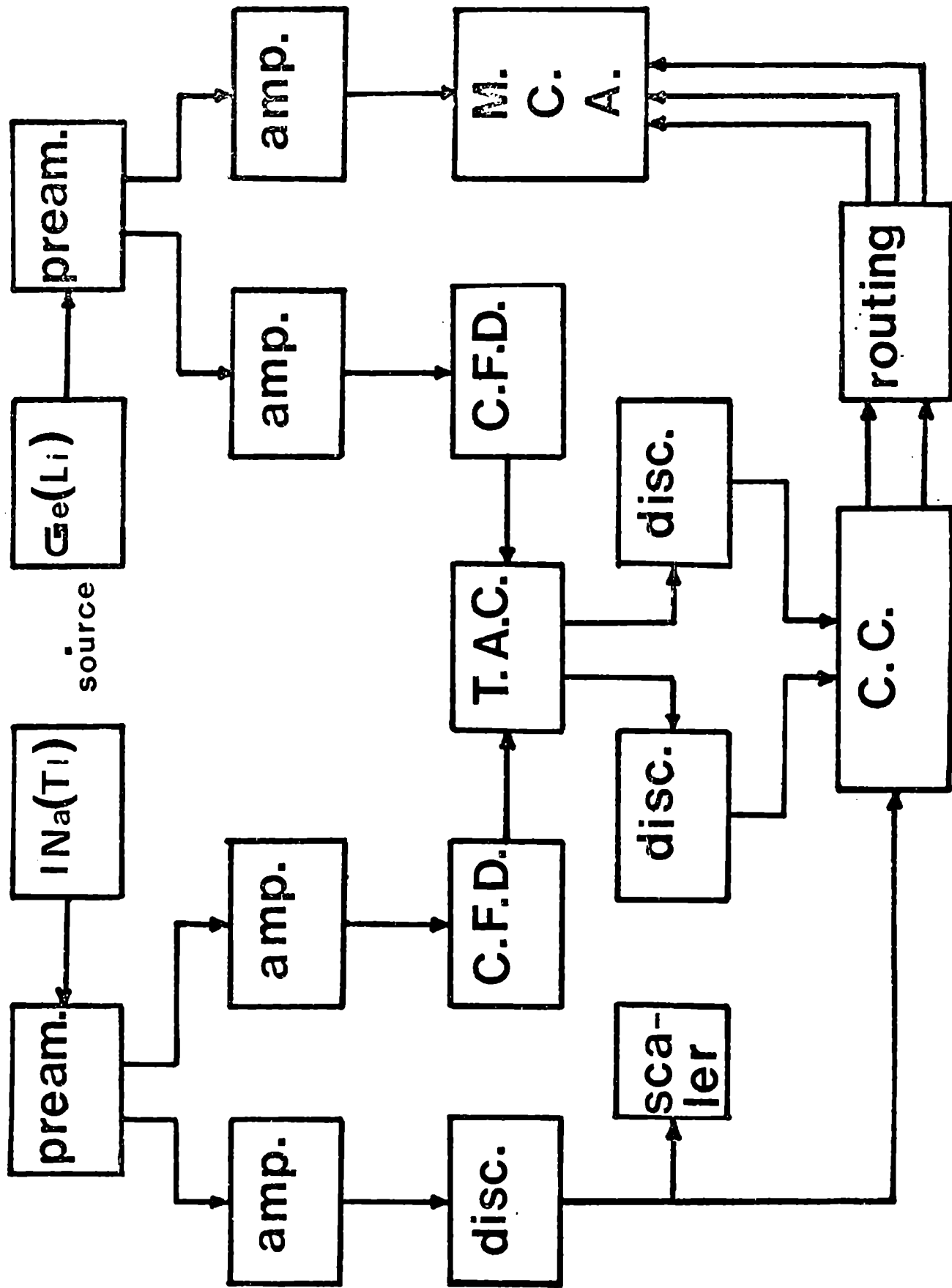


Fig. IV.8 Diagrama en bloque del dispositivo electrónico utilizado.

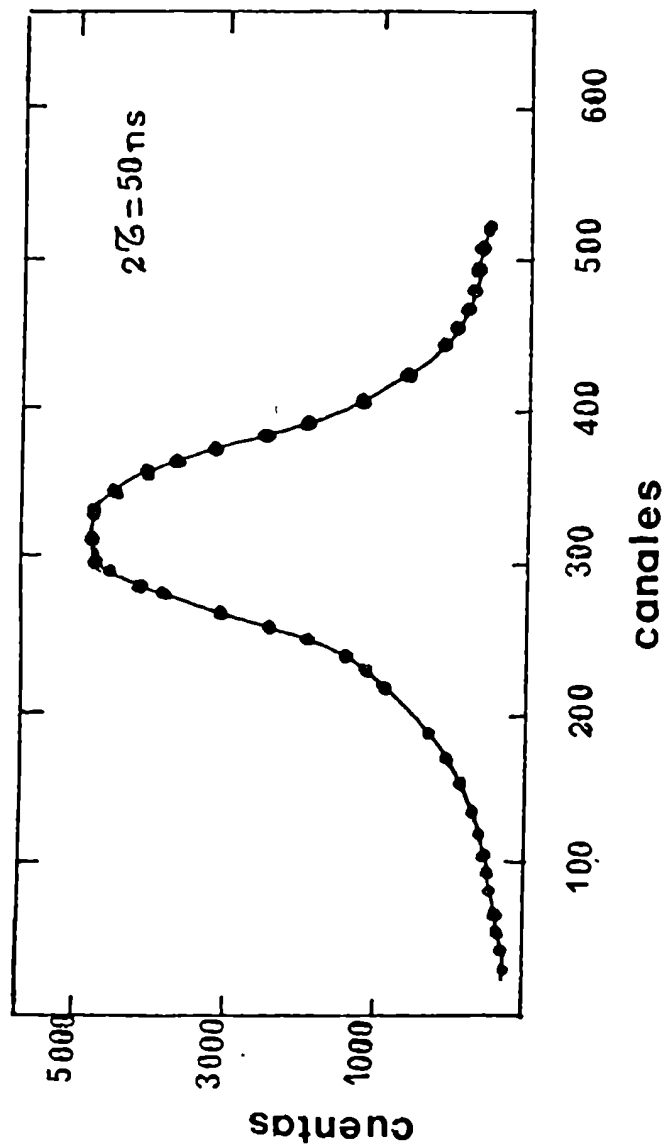


Fig. IV.9 Curva prompt obtenida en la presente experiencia de coincidencias.

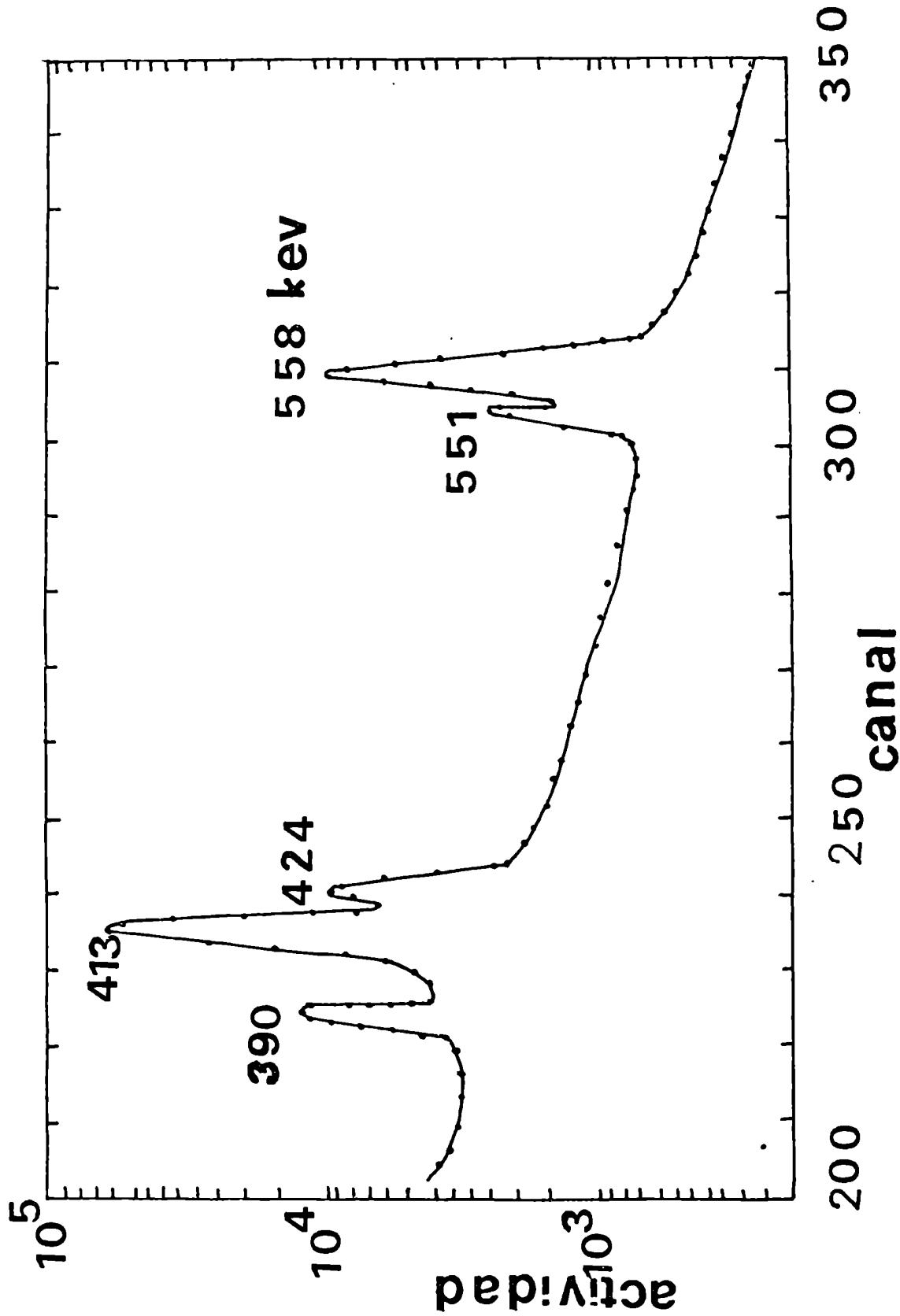


Fig. IV.10 Espectro de coincidencias obtenido gatillando el rayo gamma de 311 keV. Los detectores se encuentran enfrentados para obtener una mayor eficiencia de coincidencias.

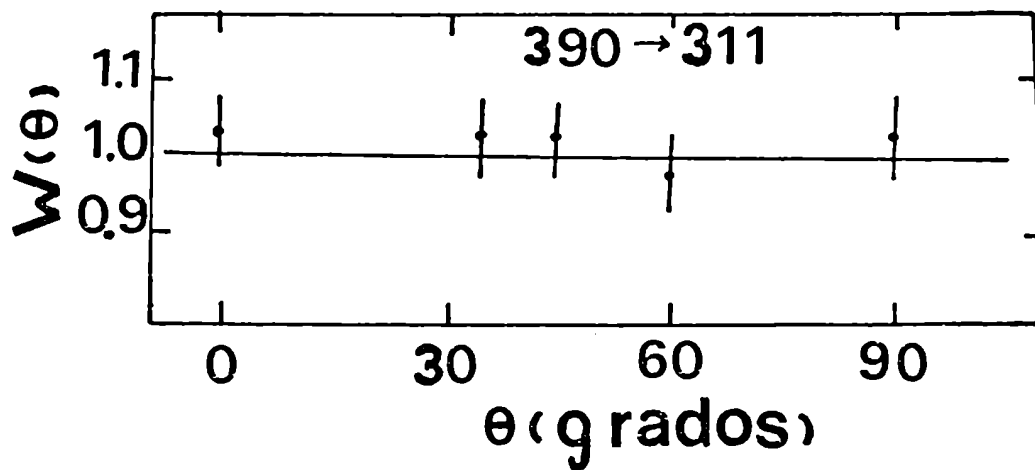


Fig. IV. 11 Gráfico obtenido para la función de correlación $W(\theta)$ en la cascada 390 → 311 keV.

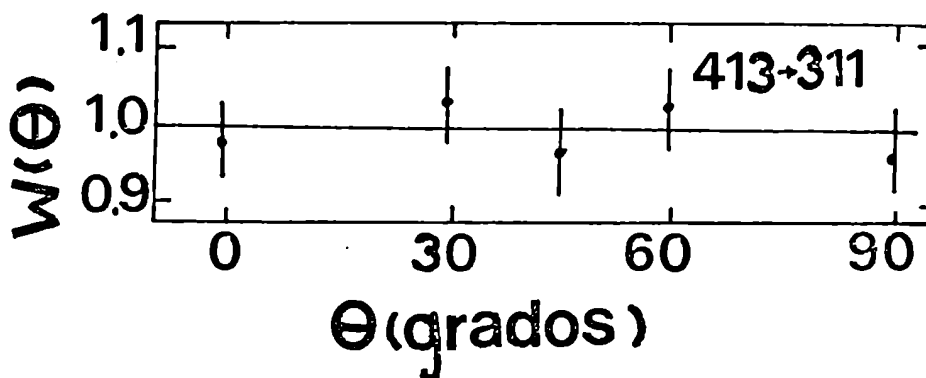


Fig. IV.12 Gráfico de $W(\theta)$ vs. θ para la cascada 413 → 311 keV.

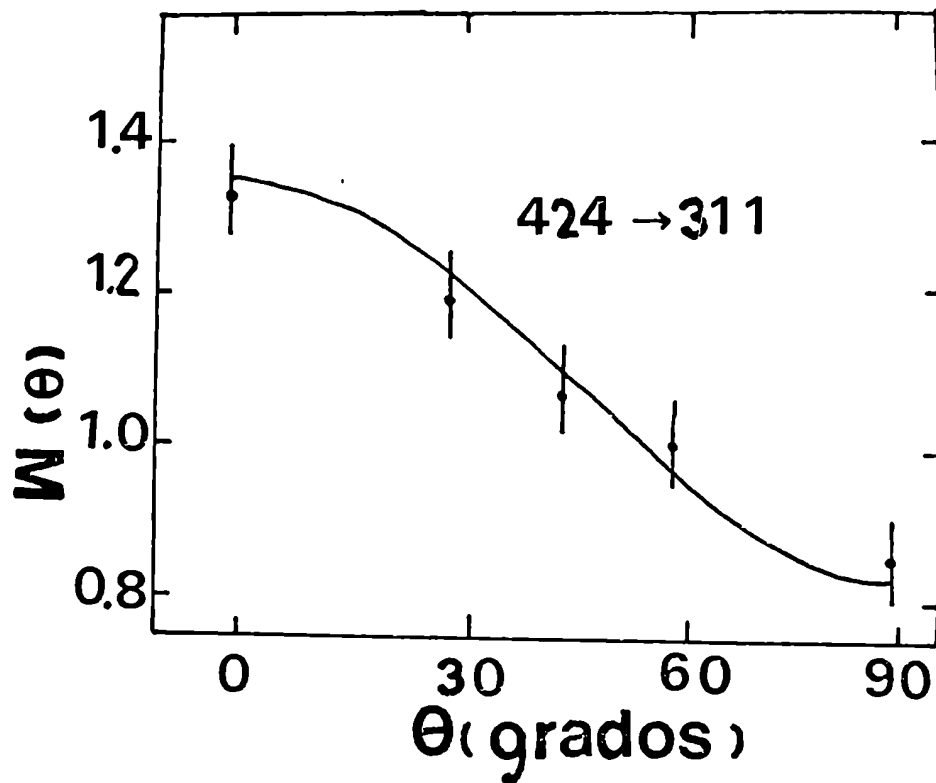


Fig. IV.13 Gráfico obtenido para una rotación completa entre los detectores de $W(\theta)$ vs. θ en la cascada 424 - 311 keV

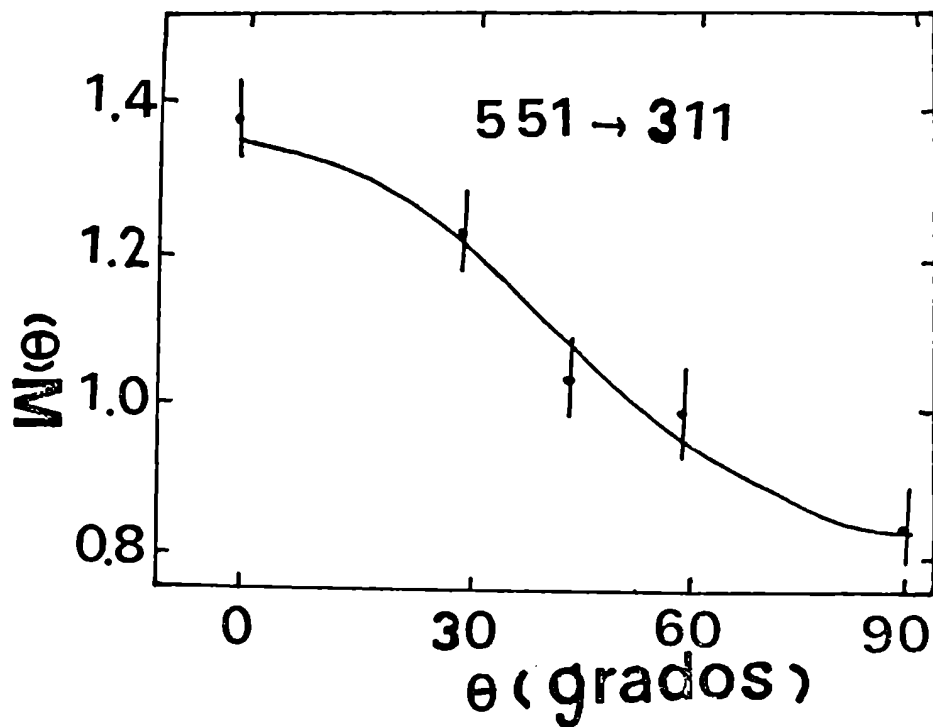


Fig. IV.14 Gráfico de $W(\theta)$ en función de θ para la cascada 551-311 keV.

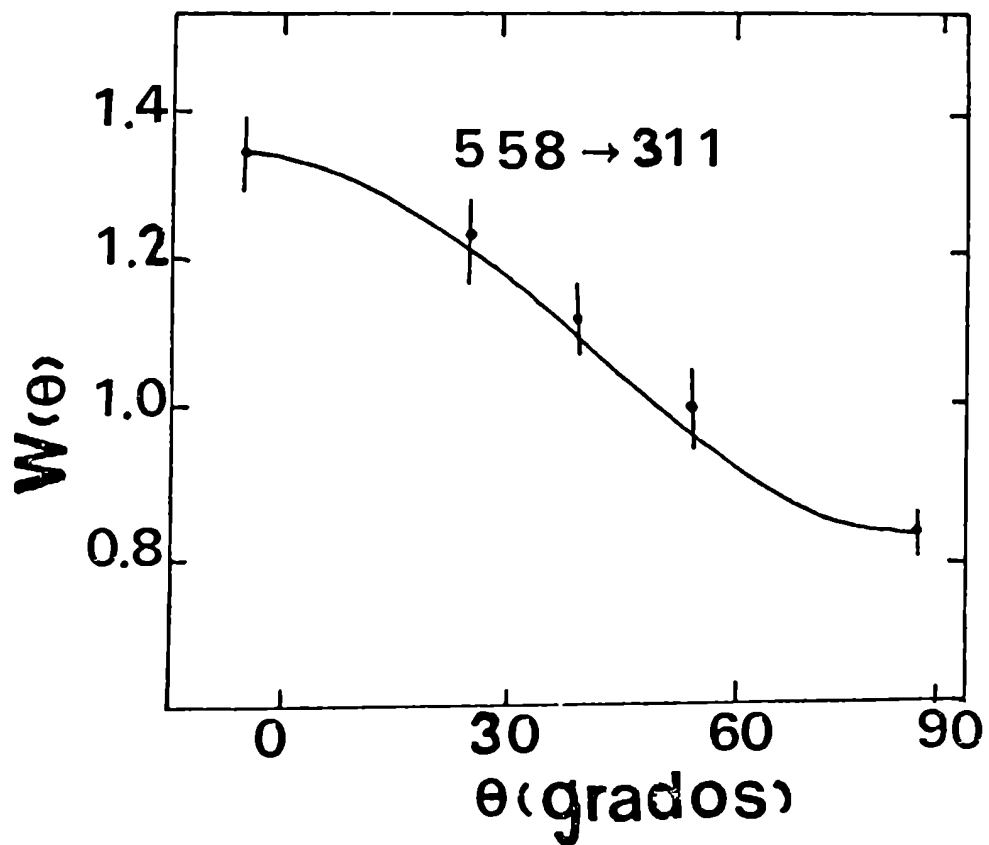


Fig. IV.15 Gráfico de la función de correlación angular obtenido para la cascada 558-311 keV.

CAPITULO V

ESTUDIO DE CORRELACIONES ANGULARES LX-GAMMA QUE

SIGUEN AL DECADIMIENTO DEL Bi^{207}

INTRODUCCION

El estudio de correlaciones angulares gamma-gamma, ha dado resultados importantes en la física nuclear. Similarmente se pueden obtener conclusiones interesantes analizando las correlaciones angulares entre electrones eyectados por átomos (por conversión interna de algún rayo gamma). En este caso, una posible alternativa es observar los rayos X que siguen a la emisión del electrón. Para aplicar la técnica de correlaciones angulares, se estudia la dependencia angular γ -X donde el estado intermedio no es observable.

La teoría de este tipo de correlaciones angulares ha sido desarrollada hace algunos años por Dolginov (ref. 1). Recientes experimentos fueron realizados por Rupnik et al (ref. 2), detectando ciertas correlaciones γ -X en el Bi^{207} . La importancia de este estudio se debe a la presencia de detectores de rayos X, como son los cristales de Si(Li) con los cuales se mejoran las resoluciones obtenidas con equipos anteriormente utilizados.

Dolginov ha predicho que la distribución angular para rayos X, es anisotrópica, cuando la captura ocurre en la subcapa L_3 . Para el Bi^{207} ; esta anisotropía (medible con el uso de un detector semiconductor) es del orden de 10^{-4} .

En nuestra experiencia, se realizaron medidas de correlaciones angulares para cinco posiciones distintas de los detectores, gatillando en el detector móvil el rayo gamma de 580 keV y recogiendo el espectro L_2 -X en el detector de Si(Li).

La labor original, reside fundamentalmente en dos hechos :

- i) desarrollo y puesta a punto del equipo de medición;
- ii) estudio de los resultados experimentales y su conexión con las predicciones teóricas de Dolginov.

V.1. ESTIMACION DE LOS COEFICIENTES DE CORRELACION ANGULAR

Como primera parte del trabajo, se calcularon los valores teóricos de A_{22} para el caso del Bi^{207} .

Según las ecuaciones (34) y (35) de la ref. 2; para la transición de captura electrónica segunda prohibida resulta :

$$W(\theta) = 1 - 0.140 A_I P_2(\cos \theta) \quad (V.1.1.)$$

El resultado para la correlación angular L X - 570 keV siguiendo la conversión interna M4 en el decaimiento del Bi^{207} dado en la ref. 2. es :

$$W(\theta) = 1 - 0.197 A_I P_2(\cos \theta) \quad (V.1.2.)$$

Para el caso del Bi^{207} se calcula el factor A_I de la forma :

$$A_I = 0.05 A_{1/2} + 0.10 A_{3/2} + 0.84 A_{5/2} \quad (V.1.3.)$$

y del artículo de Rupnik y Crasemann es :

$$A_{1/2} = 1/2$$

$$A_{3/2} = 2/5$$

$$A_{5/2} = 1/10$$

Resultando :

$$A_I = 0.0069$$

Como

$$A_{22}^{\text{teórico}} = \begin{cases} - 0.140 A_I & \text{para captura electrónica} \\ - 0.187 A_I & \text{para conversión interna} \end{cases}$$

se obtiene :

$$A_{22}^{\text{teórico}} = - 0.0097 \quad \text{para captura electrónica (V.1.4.)}$$

$$A_{22}^{\text{teórico}} = - 0.0129 \quad \text{para conversión interna (V.1.5.)}$$

Los valores obtenidos por las relaciones (V.1.4.) y V.1.5.) son los calculados teóricamente. Experimentalmente, se deben corregir considerando que si de todas las vacancias L ; un a % son primarias (o sea producidas por captura electrónica o conversión interna) L_3 , el valor de la función de correlación angular experimental $W_{\text{exp}}(\theta)$ estará dado por la relación

$$W_{\text{experimental}}(\theta) = a W_{\text{teórico}}(\theta) + b W_{\text{isótopo}}(\theta) \quad \text{(V.1.6.)}$$

donde $a + b = 1$

Luego, igualando las ecuaciones (V.1.1.) y (V.1.2.) con la ecuación (V.1.6.) resulta :

$$A_{22} \text{ experimental} = a A_{22} \text{ teórico}$$

Según la ref. 2. el porcentaje de vacancia primaria L_3 es de 0,1% para captura electrónica y del 1.1 % para conversión interna, en consecuencia :

$$A_{22} \text{ experimental} = - 1 \times 10^{-5} \text{ para captura electrónica (V.1.7.)}$$

$$A_{22} \text{ experimental} = - 1.4 \times 10^{-4} \text{ para conversión interna (V.1.8.)}$$

Por lo tanto, de acuerdo con la ref. 2., es esperable " medir " una anisotropía del orden de 10^{-4} . Como este valor es accesible, se montó la experiencia que a continuación se detalla .

V.2. ESPECTROMETRO PARA LA RADIACION X

Los adelantos producidos últimamente en materia de espectroscopía, demuestran la necesidad de utilizar los detectores semiconductores en los trabajos que requieren alta resolución.

El espectrómetro para la radiación X, consiste esencialmente en un detector de Si(Li), un preamplificador de bajo ruido y un amplificador line

La bondad de estos detectores reside en el hecho de necesitar poca energía para producir un par electrón-agujero. Esta señal es débil y por lo tanto debe amplificarse de forma tal de no modificar la resolución del detector. Esto se obtiene utilizando un transistor de efecto de campo (FET). La fig. V.I. muestra un diagrama en bloque del circuito que se

utiliza con estos detectores. Tanto el detector como el FET están contenidos en una cápsula, cerrada al alto vacío y enfriada. Las restantes componentes del equipo se encuentran a una temperatura del orden de los 20°C.

La resolución total del equipo depende fuertemente de las partes contenidas en la cámara fría; por lo cual se buscan las condiciones óptimas de trabajo de las mismas. A su vez, la cámara fría provee un blindaje muy efectivo para los ruidos de bajas frecuencias, (los que perturbaban en gran manera la respuesta de salida a través de los amplificadores).

Para montar el equipo diagramado en la fig. V.1. se utilizó un preamplificador modelo 1010, marca KEVEX.

V.2.1. Montaje del Detector

La cámara que contiene al detector y FET, así como el preamplificador constituyen lo que comúnmente se llama "dedo frío". La forma más ventajosa de enfriar este sistema, consiste en introducir un alma de cobre en un reservorio de nitrógeno líquido como se muestra en la fig. V.2.; y al alcanzarse la temperatura de equilibrio, ésta se mantiene notablemente constante. La fig. V.3. muestra claramente el montaje del detector de Si(Li); en la misma se observan :

- a) Barras cerámicas que soportan al detector.
- b) Soporte del detector.
- c) Tapas del crióstato.
- d) Soporte de fuentes activas.

Para optimizar las condiciones de trabajo, debieron de tenerse en cuenta los siguientes puntos :

- i) No perjudicar la superficie del detector, que posee un fino baño de oro.
- ii) Enfriar al detector a temperaturas de hielo seco o menores (en nuestras experiencias se utilizó como refrigerante el nitrógeno líquido).
- iii) Vaciar la cavidad que contiene al detector, evitando el contacto de impurezas con el detector. (En nuestros trabajos se llegó a presiones de 10^{-5} Torr).
- iv) Para preservar la vida del detector, no se lo debe someter a más de 25 ciclos de temperaturas; por lo cual se colocó la fuente activa fuera del " dedo frío " y se utilizó un capuchón con ventana de silicio.
- v) Se tuvo especial cuidado en no realizar tareas de vacío con la polarización del detector conectado, para no perjudicar al transistor de efecto de campo (FET).
- vi) Se utilizó el preamplificador modelo 2000 A, cuyo esquema se muestra en la fig. V.4. y que está adaptado a este detector.
- vii) Para testear la bondad del detector marca KEVEX, modelo 1010, se utilizó la fuente de Bi^{207} , cuyo espectro de electrones de conversión se usó como patrón.

V.2.2. Modo de uso e instalación del detector semiconductor de Si(Li)

- i) Materiales utilizados.
 - a) Bomba de vacío y crióstato. Nuestras experiencias fueron hechas con un crióstato que mantuvo un vacío del orden de 10^{-5} Torr. Para las mediciones, se mantuvo evacuado el

cristal de Si(Li) mediante el uso de una bomba de vacío que constaba de dos etapas :

- 1) vacío mecánico.
- 2) vacío mediante el uso de una difusora.

b) El montaje ~~KIVIX~~ se colocó en un " dedo frío " que lo mantuvo a temperaturas cercanas a la del nitrógeno líquido (78° K).

ii) Instalación del dedo frío.

De la cavidad que contiene al detector se obtuvieron conexiones al exterior utilizando pines que permitían su utilización en todas las direcciones. Las conexiones entre las distintas etapas del dedo frío se aseguraron con el uso de " O " rings para evitar las pérdidas de vacío.

V.2.3. Operación del detector mediante el uso del preamplificador de bajo ruido

i) Conexiones.

- a) El bias del detector se conectó a tensión negativa y no superó los 1000 Volts.
- b) La salida del preamplificador fue un pulso negativo.
- c) De acuerdo con lo mostrado en la fig. V.4. se conectaron los bornes en la forma siguiente :

pin A₊ - 24 Volts (20 mA como máximo)

B₊ + 24 Volts (20 m A como máximo)

C_→ no se conectó

D_→ Bias del detector(no superó los 1000 Volts negativos)

E_→ tierra

F_→ no se conectó

G_→ no se conectó

ii) Características

- a) La carga de entrada da una ganancia de 4,5 m V por cada 10 keV de radiación incidente.
- b) La ganancia de salida en voltajes es de 5 y la correspondiente impedancia de salida es de 93 Ω .
- c) La salida es capaz de integrar señales de \pm 5 Volts a un amplificador de 1000 Ω de entrada.

iii) Condiciones que cumplió la etapa amplificadora

- a) Como los detectores KIVEX operan normalmente con una constante temporal de 3 a 5 μ seg; el amplificador se seleccionó tal que se cubriera este intervalo.
- b) Se operó el amplificador lineal en el modo simple de diferenciación.

iv) Test para verificar el buen funcionamiento del detector

- a) Conectar el punto F del preamplificador como salida con el bias desconectado; se deben medir entre -0.5 y -2.5 Volts. No deben haber cambios en el voltage del punto F si se realizan los siguientes pasos:

- b) Conectando el bias hasta -10 Volt.
- c) Medir la tensión en el punto F.
- d) Incrementar la tensión de bias y leer la tensión de salida cuando esté estabilizada.
- e) Repetir d) varias veces.
- f) Medir nuevamente la tensión en el punto F.
- g) Si no se obtienen los resultados anteriormente mencionados; debe repararse el detector.

V.2.4. Eficiencia Porcentual del detector de Si(Li)

En la fig. V.5. se muestra un gráfico de la eficiencia de este detector semiconductor en función de la longitud de onda de la radiación X incidente (y de la energía). En la misma se nota que la misma es del 100 % para valores de la longitud de onda comprendidos entre 0.6 y 2 Å (o en términos energéticos entre 1.6 y 6.2 keV). O sea que en el rango de energías de los 10 keV con que se trabajó en el Bi²⁰⁷, este contador es altamente eficiente.

V.2.5. Performances del equipo de medición

Para juzgar la puesta a punto del sistema de medida, se tomaron espectros simples del Bi²⁰⁷ en la zona correspondiente a los rayos X-L (8-16 keV) del Pb²⁰⁷ (fig. V.6.). La recta de calibración correspondiente se muestra en la fig. V.7.

Es importante destacar la alta resolución de este detector para los rayos X, pues en 10 keV resuelve 500 eV; debido a esto se separan los picos correspondientes a las líneas L_β y L_γ. El esquema de niveles correspondientes a las líneas L se muestra en la fig. V.8.

V.3. MONTAJE EXPERIMENTAL

La fuente radioactiva de intensidad igual a 25 μC . estuvo disuelta en HNO_3 y fue depositada como una gota puntual sobre una delgada lámina de mylar.

El espectrómetro de coincidencias utilizado, consistió en dos detectores centelladores móviles de 3" x 3" de $\text{Na}(\text{Tl})$ en los cuales se gattilló el rayo gamma de 570 keV y un detector semiconductor (fijo) de $\text{Si}(\text{Li})$ para la detección de rayos X, este último presentó una resolución de 500 ev en 10 keV (zona en estudio). El tiempo de resolución del espectrómetro de coincidencias fue de 40 nseg.

Un espectro típico de coincidencias se muestra en la fig. V.9. Los espectros LX en coincidencia con la transición gamma de 570 keV fueron registrados en un analizador multicanal, del cual se utilizaron dos submemorias para obtener simultáneamente los espectros de coincidencias reales más fortuitas y fortuitas respectivamente. En la fig. V.10 se muestra un esquema en bloque del circuito electrónico utilizado.

Las cuentas de coincidencias, fueron determinadas para cinco ángulos distintos entre los ejes de simetría de los contadores de $\text{Si}(\text{Li})$ y cada uno de los detectores de $\text{Na}(\text{Tl})$. En la fig. V.11. se muestra el gráfico típico de la función de correlación vs. el ángulo entre detectores.

V.4. ANALISIS DE LOS DATOS EXPERIMENTALES

Es fácil deducir de la ecuación (II.8.5.) del capítulo II, que los niveles atómicos de los cuales el electrón será eyectado, deben tener

spin distinto de $1/2$ para que exista correlación angular gamma-X. Luego, la subcapa atómica L_3 es una de las que contribuyen a la anisotropía espacial.

Las transiciones de rayos X que son seguidas de una vacancia en la subcapa L_3 pueden dividirse en tres grupos; de acuerdo con la energía capaz de resolver un detector de Si(Li) para transiciones simples.

- i) Grupo L_2
- ii) Grupo L_α
- iii) Grupo L_β

El grupo L_2 corresponde a la transición simple entre las subcapas M_1 y L_3 (como se muestra en la fig. V.8.). El grupo L_α corresponde a una mezcla de dos transiciones :

- a) Entre las subcapas M_3 y L_3
- b) Entre las subcapas M_4 y L_3

El grupo L_β es una mezcla en la cual, las transiciones dominantes corresponden a :

- a) Transición L_{β_2} , ocurre entre las subcapas N_3 y L_3 .
- b) Transición $L_{\beta_{15}}$, ocurre entre las subcapas M_4 y L_3 .
- c) Transición L_{β_8} , ocurre entre las subcapas N_1 y L_3 .

De la ecuación (II.3.5.) se deduce que en este caso, sólo el término proporcional a $P_2(\cos \theta)$ es no nulo, por lo cuál es conveniente reescribir dicha ecuación en la forma :

$$W(\theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos \theta) \quad (\text{V.4.1.})$$

Para las radiaciones L_α y L_β (que son mezcla de varias transiciones) es conveniente definir como coeficiente de la correlación angular A_{22} a los obtenidos de las relaciones :

$$A_{22}(L_\alpha) = A_{22}(L_{\alpha_1}) \frac{P(L_{\alpha_1})}{P(L_\alpha)} + A_{22}(L_{\alpha_2}) \frac{P(L_{\alpha_2})}{P(L_\alpha)} \quad (\text{V.4.2.})$$

$$A_{22}(L_\beta) = A_{22}(L_{\beta_2}) \frac{P(L_{\beta_2})}{P(L_\beta)} + A_{22}(L_{\beta_6}) \frac{P(L_{\beta_6})}{P(L_\beta)} + A_{22}(L_{\beta_{15}}) \frac{P(L_{\beta_{15}})}{P(L_\beta)} \quad (\text{V.4.3.})$$

Donde $P(L_i)$ indica las probabilidades de emisión de los rayos X; y las mismas cumplen que :

$$P(L_\alpha) = P(L_{\alpha_1}) + P(L_{\alpha_2}) \quad (\text{V.4.4.})$$

$$P(L_\beta) = P(L_{\beta_2}) + P(L_{\beta_6}) + P(L_{\beta_{15}})$$

Sim embargo, como se vió en el apartado (V.1.) las cantidades $A_{22}(L_\alpha)$; $A_{22}(L_\alpha)$ y $A_{22}(L_\beta)$ no son directamente comparables con los resultados experimentales. Esto es debido a que en cualquier experiencia de este tipo, existe un fondo isótopo debido a la formación de vacancias L_3 secundarias. Estas vacancias se deben

- i) a los electrones de conversión interna producidos en la caja K seguidos por una transición entre las capas K y L_3 .

- ii) a la conversión interna producida en las subcapas L_1 y L_2 seguidas por transiciones de Coster-Kronig.

En consecuencia, la anisotropía experimentalmente obtenida, se ve reducida con respecto a la calculada teóricamente.

Debe definirse entonces, el coeficiente de correlación angular experimental de manera tal que se tengan en cuenta estos efectos. Por ejemplo el grupo L_β contiene una importante componente L_{β_1} la cuál no contribuye a la anisotropía (por ocurrir la transición X entre las subcapas M_4 y L_2), luego teniendo en cuenta los efectos anteriormente mencionados resulta :

$$A_{22} \text{ experimental} = a A_{22} \text{ teórico} \quad (V.4.5.)$$

donde el factor a representa el cociente entre las coincidencias γ - L_3 anisótropas y las coincidencias totales.

Para el estudio de los espectros de coincidencias, se utilizó el método de las áreas subtendidas bajo los picos de radiación LX. Se restaron las coincidencias fortuitas canal por canal; además de las contribuciones Compton de las coincidencias con las líneas gamma de mayor energía que la de 570 keV. Finalmente se consideró también el fondo de los espectros de coincidencias.

Para los cálculos se consideraron las áreas subtendidas por los picos :

- i) L_2
ii) $L_2 + L_3 + L_\beta$

El cálculo según ii) fue realizado anteriormente por los autores citados en la ref. 2.

Por intermedio de la relación (III.4.1.) del capítulo III, se calcularon los valores de la función de correlación angular para cada uno de los cinco ángulos entre los detectores (Si(Li); INa(Tl)). Estos resultados fueron colocados en la entrada de un programa computacional que hace uso de las relaciones (III.1.1.) y (III.1.4.). Similarmente a la forma en que se trabajó en el estudio de la Ag^{109} . Con los valores medios y sus errores, para la función de correlación $K(\theta)$, se calcularon los coeficientes A_{22} de la misma. Estos valores se corrigieron teniendo en cuenta el ángulo sólido subtendido por los detectores de acuerdo con la relación (III.4.10) del capítulo III.

Para los cálculos de las correcciones en los detectores de INa(Tl) se usaron las tablas de Yates (ref 3) y para el de Si(Li) se usó el programa computacional dado en la ref. 4.

Los resultados experimentales finales para los coeficientes A_{22} se dan a continuación :

- i) $A_{22} = (0.9 \pm 1.2) 10^{-3}$ calculado considerando las áreas bajo los picos L_2 , L_α y L_β .
- ii) $A_{22} = (-4 \pm 8) 10^{-3}$ calculado considerando sólo el área subtendida por el pico L_2 .

Los errores se calcularon por el método de propagación discutido en el capítulo III.

V.5. DISCUSION

Los resultados obtenidos con nuestras mediciones; son consistentes con un valor nulo de la anisotropía para la correlación angular LX-gamma de 570 keV .

De acuerdo con los autores citados en la ref. 2 que dan un valor $A = (1.3 \pm 1.3) \times 10^{-3}$ para el caso en que se estudien las líneas L_2 , L_{α} y L_3 . Las condiciones experimentales en las que se realizó nuestro trabajo, difieren de las utilizadas por Rupnik y Crasemann en tres factores :

- i) fuente activa más intensa;
- ii) tiempo de resolución de los equipos, menor que el utilizado en la ref. 2.;
- iii) se tomaron medidas de coincidencias en tres ángulos más que los citados por la ref. 2.

De acuerdo con los valores obtenidos y los calculados teóricamente, se deduce que la correlación está enmascarada por la existencia de un fondo isótropo. En consecuencia es necesario disminuir en un orden de magnitud los errores de manera tal de poder detectar anisotropía no nula en este decaimiento.

La predicción teórica para la correlación angular entre el rayo gamma de 570 keV y la línea L_2 es del orden de 10^{-3} , si se consideran las vacancias primarias y secundarias en la subcapa L_3 . Nuestros valores experimentales, son el resultado de cuatro meses consecutivos de medición y para disminuir un orden de magnitud las incertezas, deben aumentarse en un factor seis el tiempo de conteo. Sin embargo con los instrumentos que

hemos utilizado, no es aconsejable reducir en una cifra más los errores.

Por lo tanto, se concluye que para detectar anisotropía, es necesario restar las coincidencias isotropas, debidas a vacancias secundarias en la subcapa L_3 . Como la mayoría de éstas provienen de las vacancias primarias producidas en la capa K, una posibilidad sería medir en forma simultánea las coincidencias LX- γ y restarles las LX-KX- γ . En nuestro trabajo se realizaron estas mediciones, pero los resultados obtenidos no arrojaron ninguna luz al problema, presumiblemente por la falta de una buena geometría 4π , necesaria para la detección de los rayos KX.

Otra posibilidad sería estudiar con las técnicas actuales, transiciones que no involucren electrones de conversión en la capa K.

Cualquiera de las dos alternativas citadas podría contribuir a esclarecer la diferencia entre los valores experimentales medidos hasta el presente y los teóricos deducidos por Dolginov.

REFERENCIAS

1. A. Z. Dolginov, Soviet Phys. JETP. 34 (1958) 644
2. T. Rupnik and B. Crasemann, Phys. Rev. C6 (1972) 1780
3. M. J. Yates, in Alpha-Beta and Gamma-ray Spectroscopy, editado por K. Siegbahn (North-Holland, Amsterdam, 1965) pág. 1691
4. K. S. Krane, Nucl. Instr. Methods 98 (1972) 295
5. H. Brysk and M. E. Rose, Reviews of Mod. Phys. 4 (1958) 1169
6. P. Venugopala Rao, R. E. Wood and J. M. Palmis, Phys. Rev. 178 (1969) 1997
7. A. Z. Dolginov, Nucl. Phys. 2 (1956/57) 723
8. M. C. Cambiaggio, J. Davidson, V. Silbergleit and M. Behar, Phys. Rev. C12 (1975) 699.

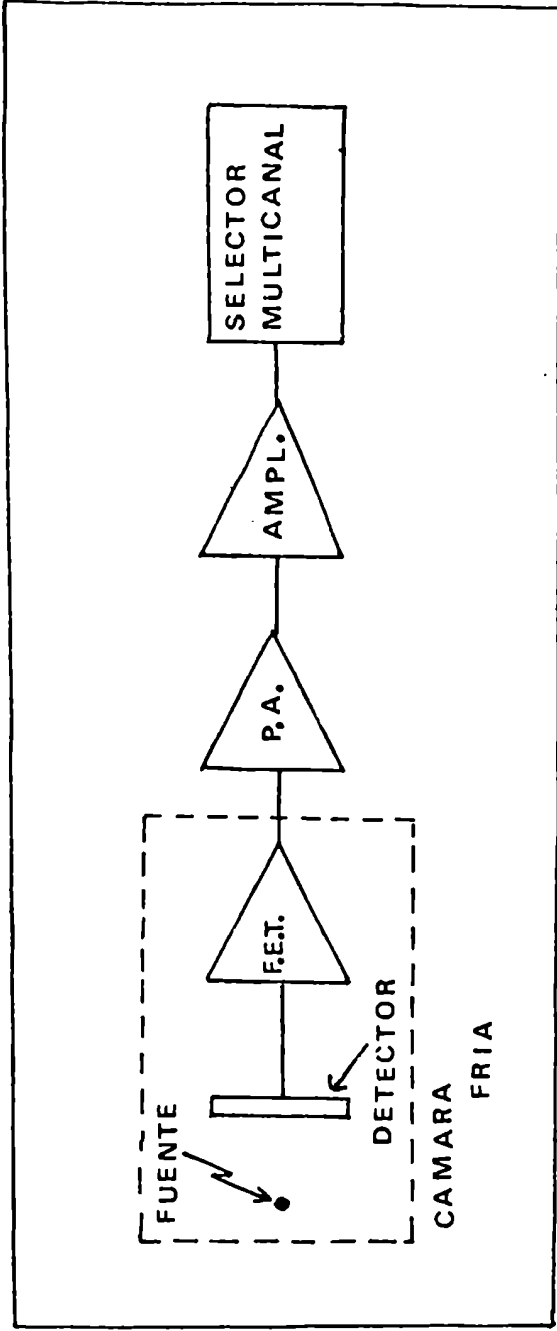


Fig. V.1 Diagrama en bloque del espectrómetro.

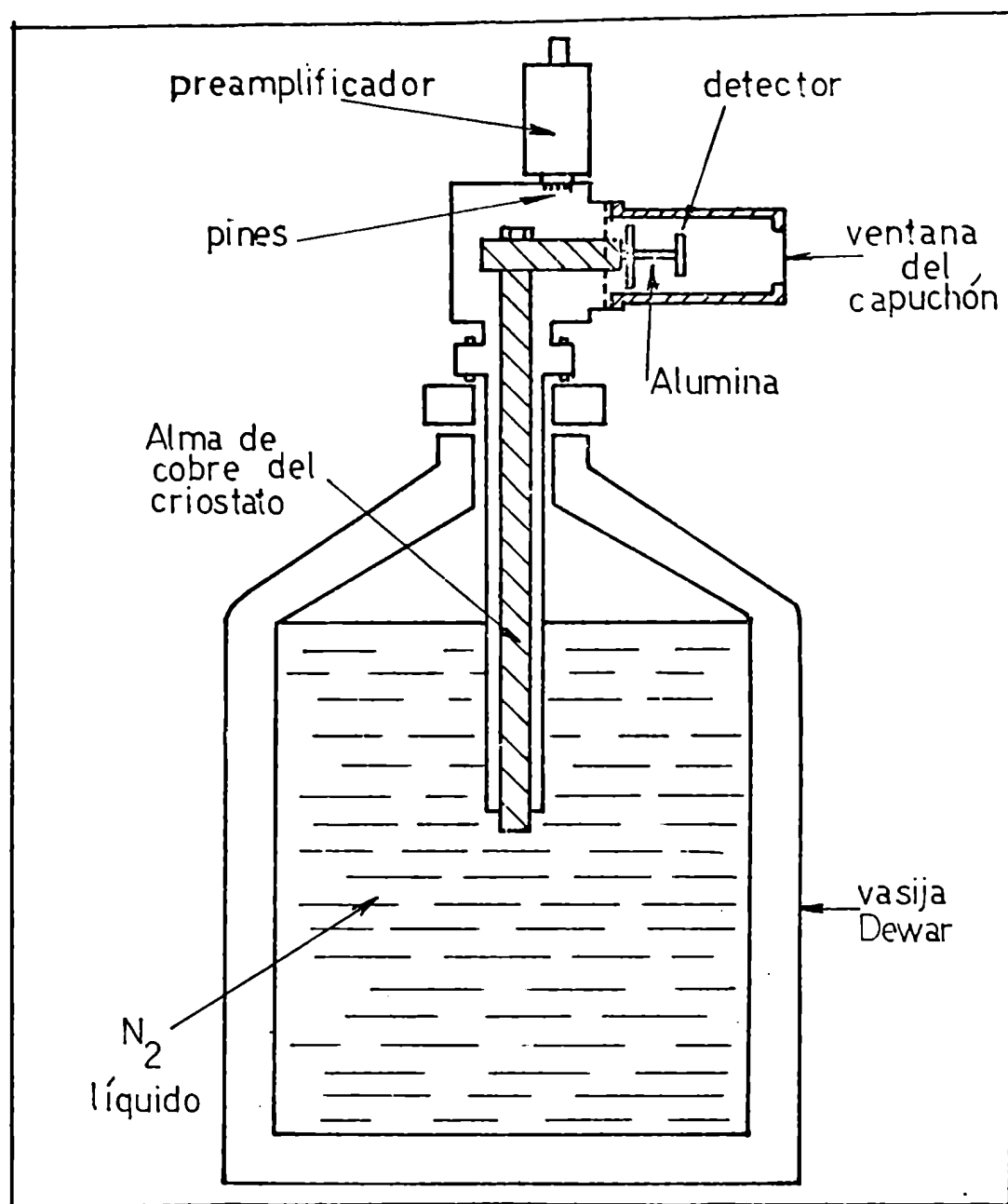


Fig. V.2 Esquema completo del dedo frío.

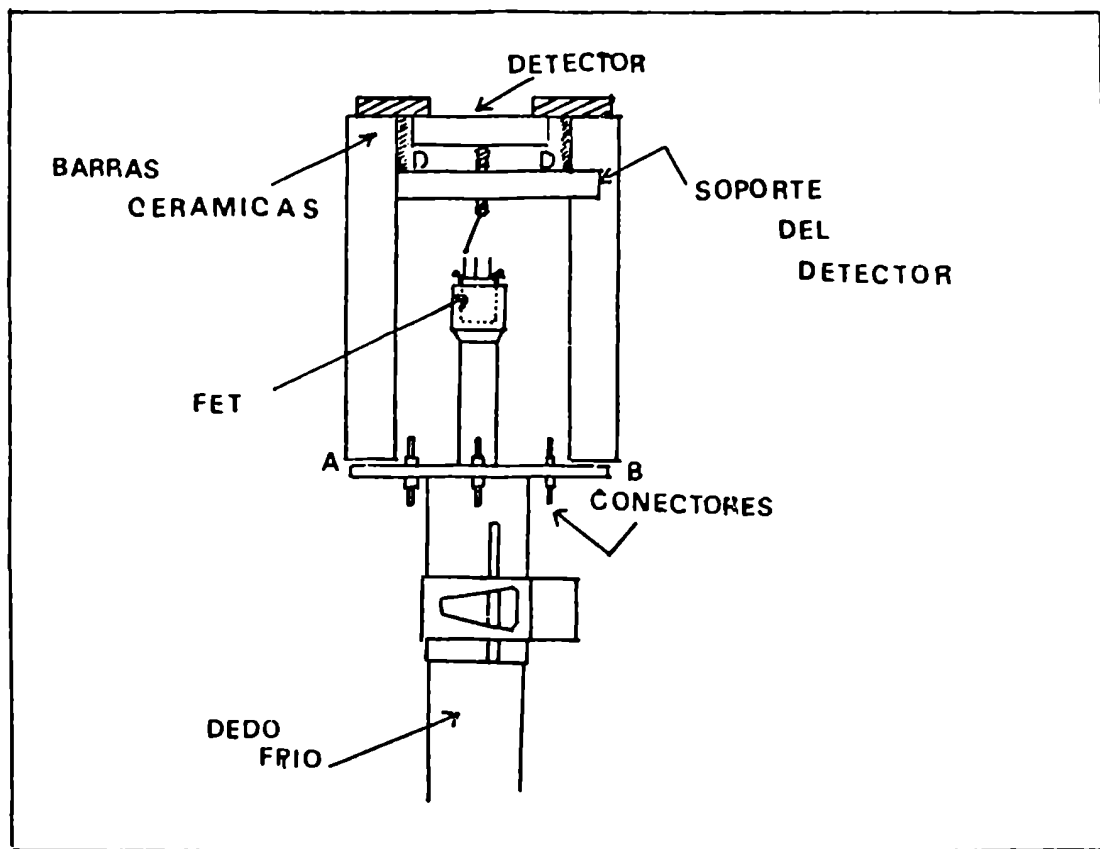


Fig. V.3 Montaje en el crióstató del detector de Si(Li) y del FET.

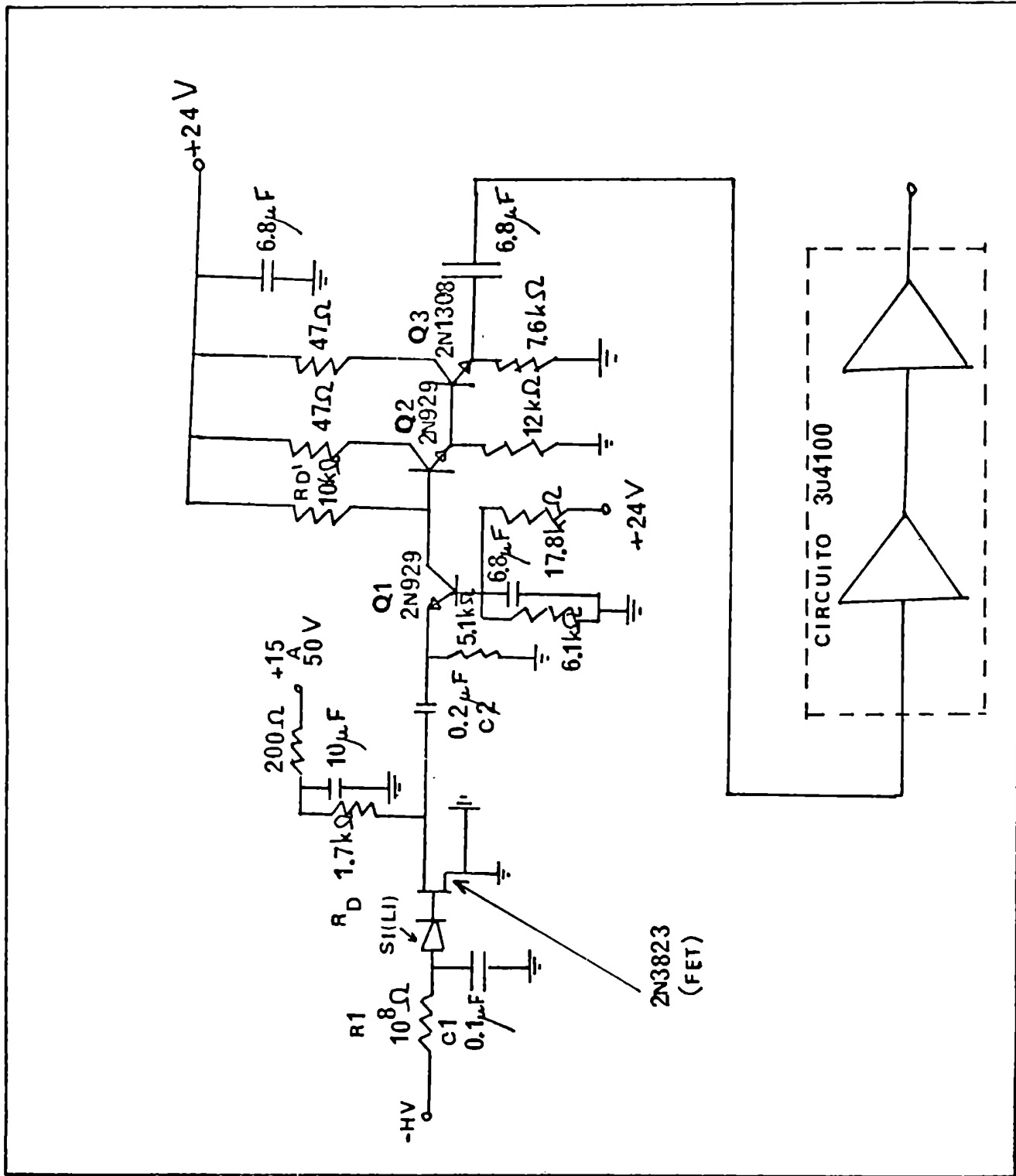


Fig. V.4 Esquema del preamplificador.

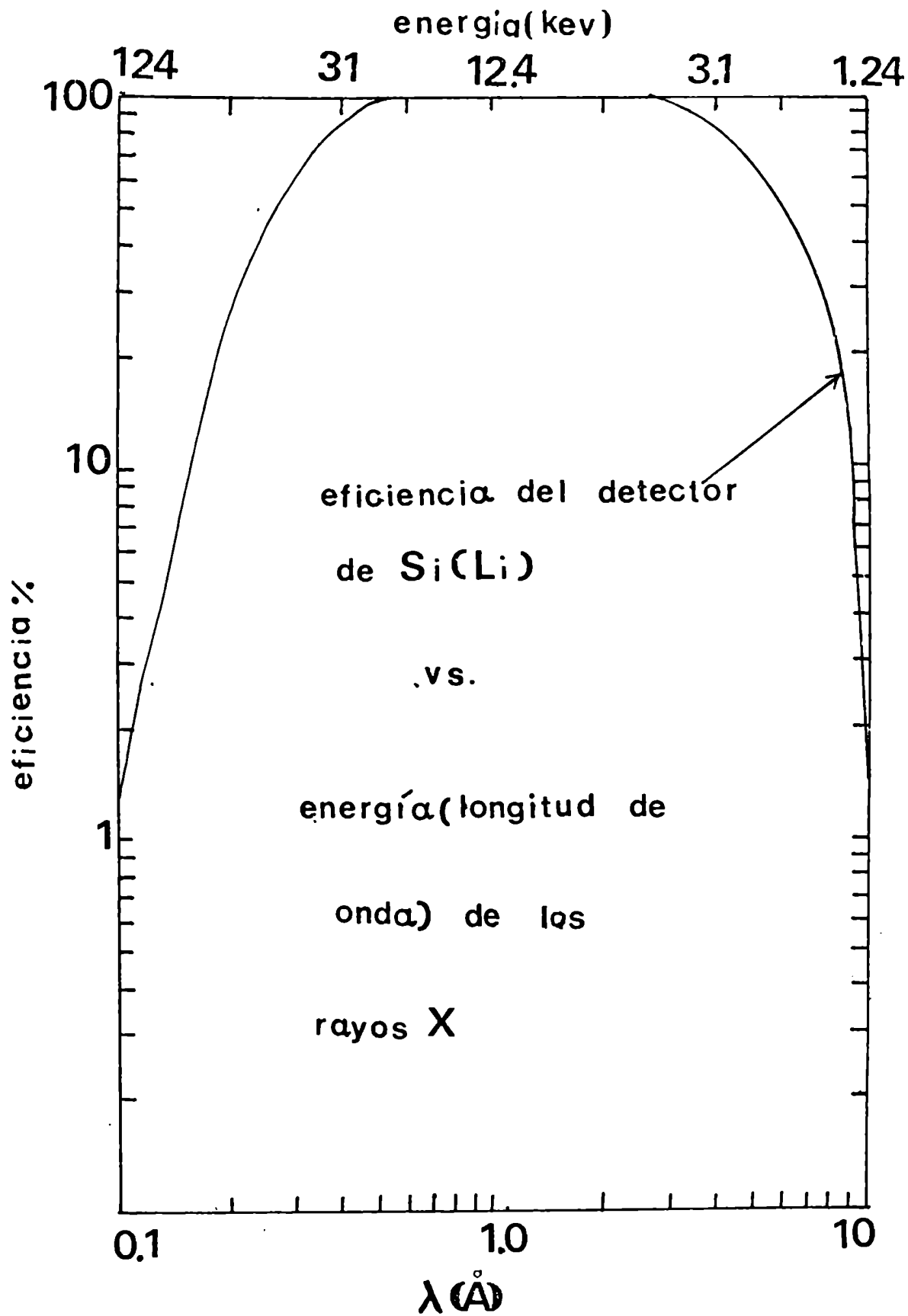


Fig. V.5 Gráfico de la curva de eficiencia vs. energía para el detector de Si(Li) utilizado en las presentes experiencias.

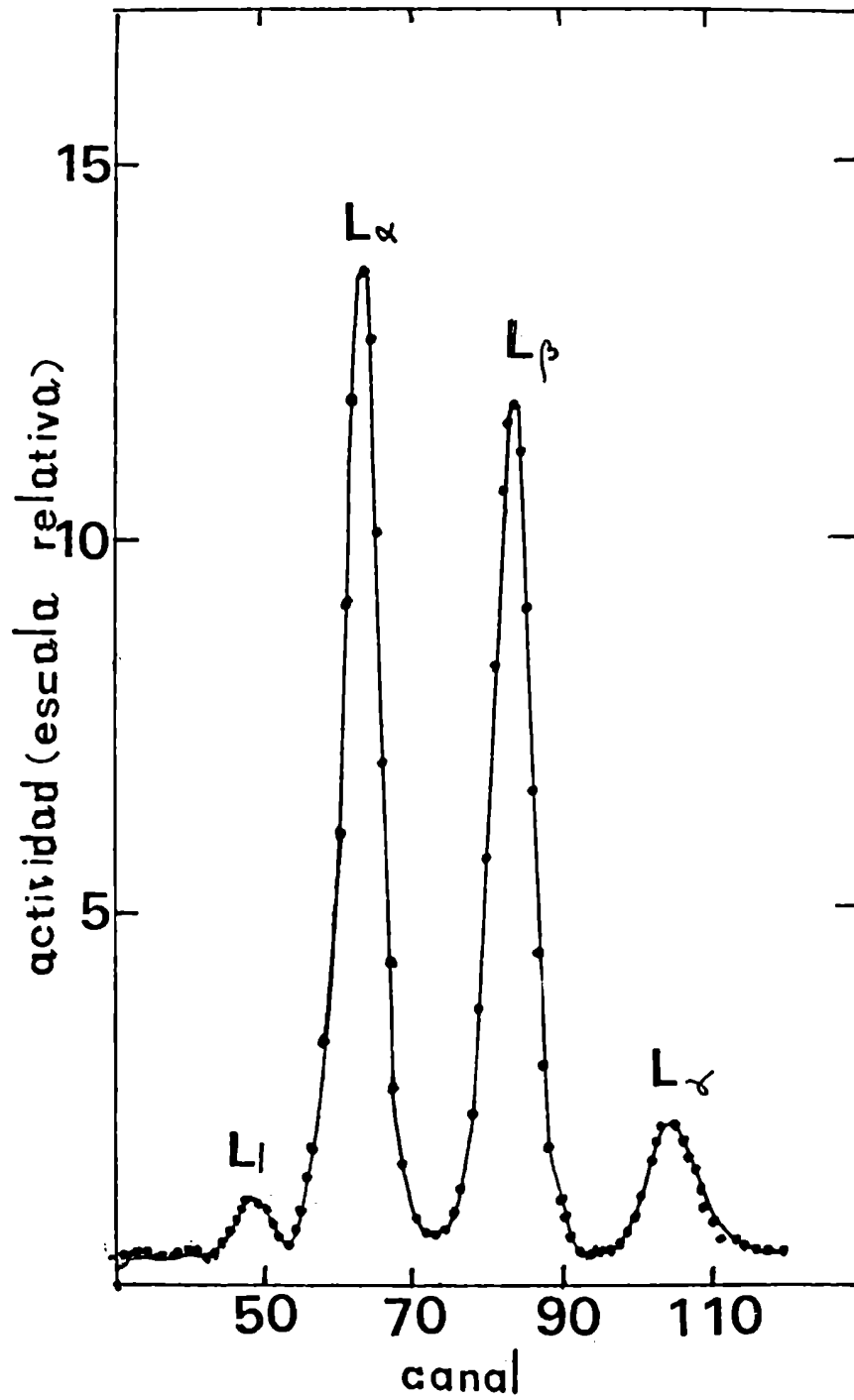


Fig. V.6 Espectro de rayos X obtenido directamente con el detector de Si(Li).

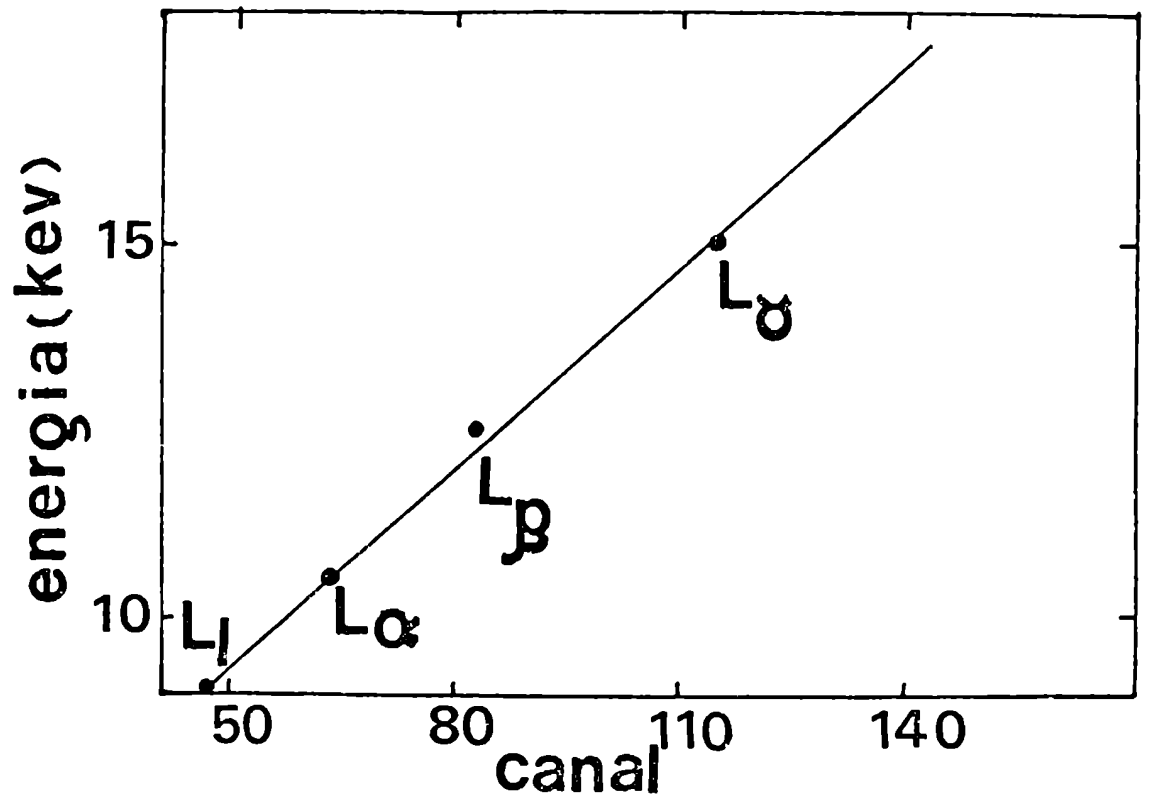


Fig.V.7 Curva de energía vs. canales obtenida en la zona entre 9-16 keV, utilizando la fuente de Bi²⁰⁷.

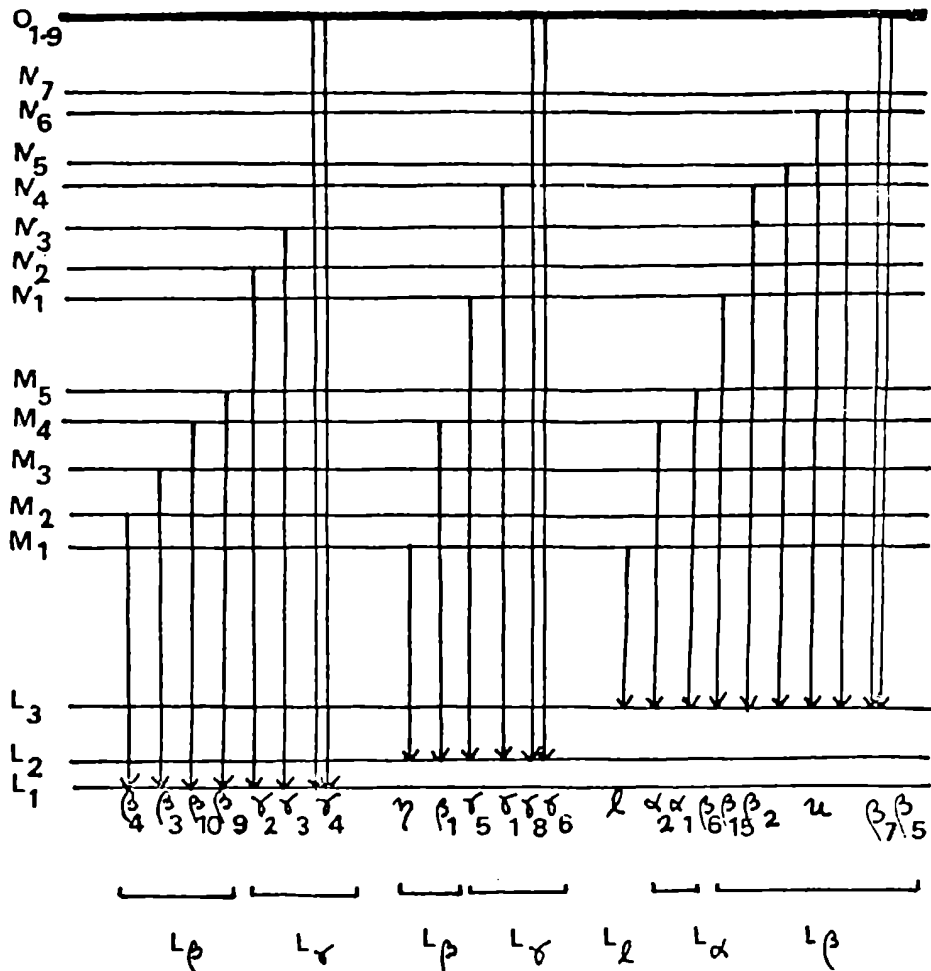


Fig. V.8 Niveles de energía para los rayos X del Pb²⁰⁷ para las series de líneas L.

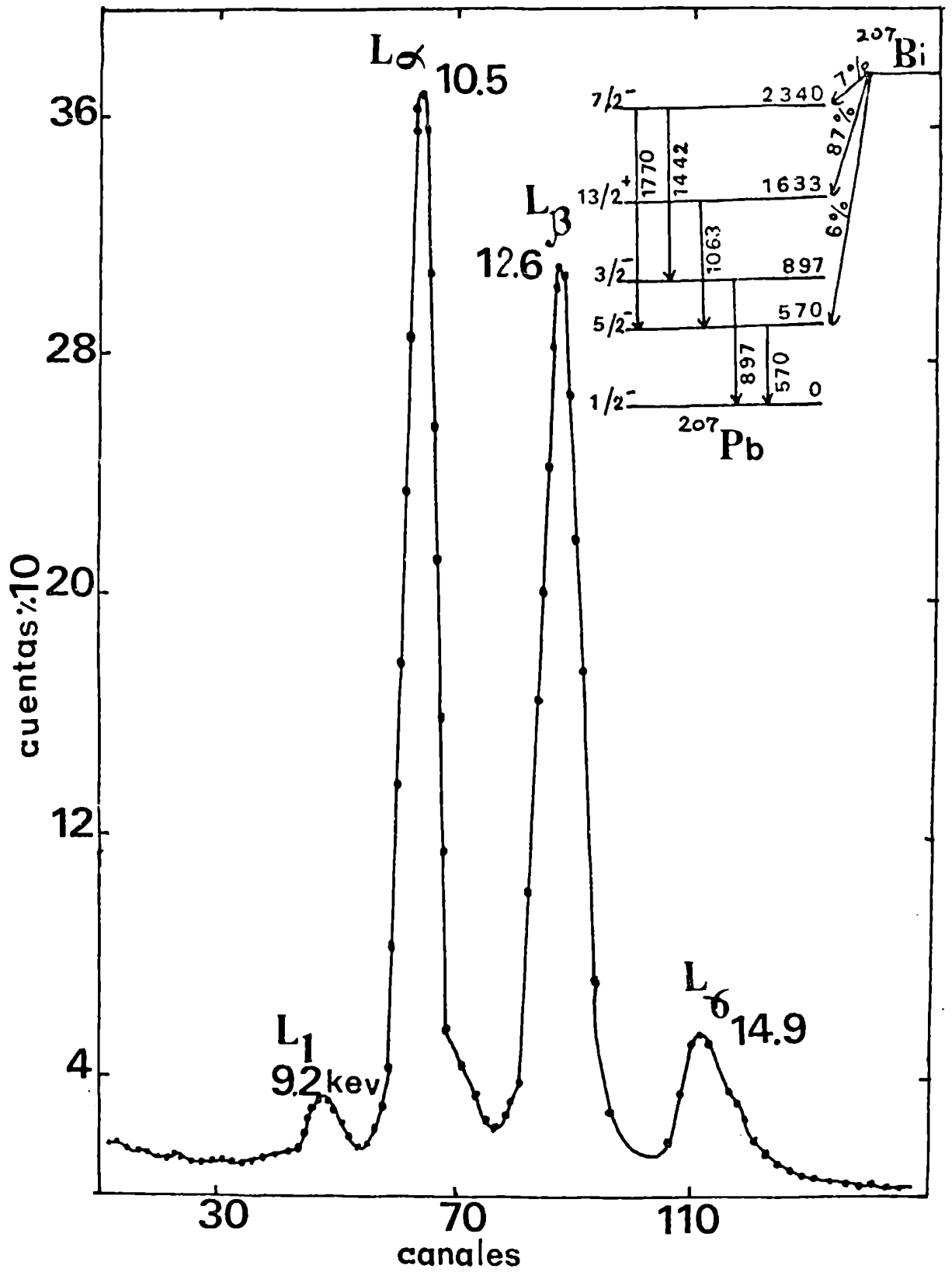


Fig. V.9 Espectro X en coincidencia con el rayo gamma de 570 keV obtenido en la presente experiencia.

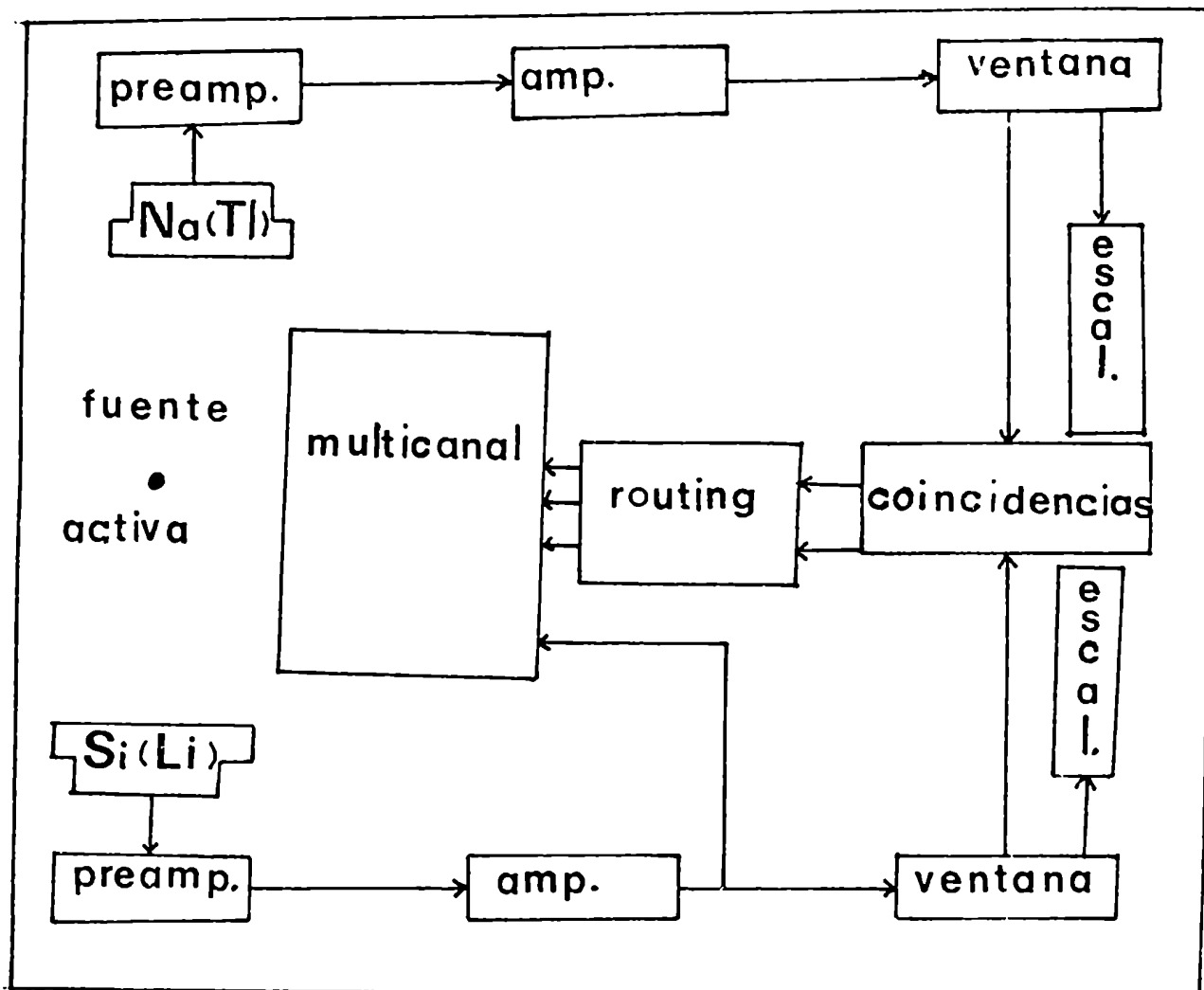


Fig. V.10 Esquema en bloque de los equipos electrónicos utilizados.

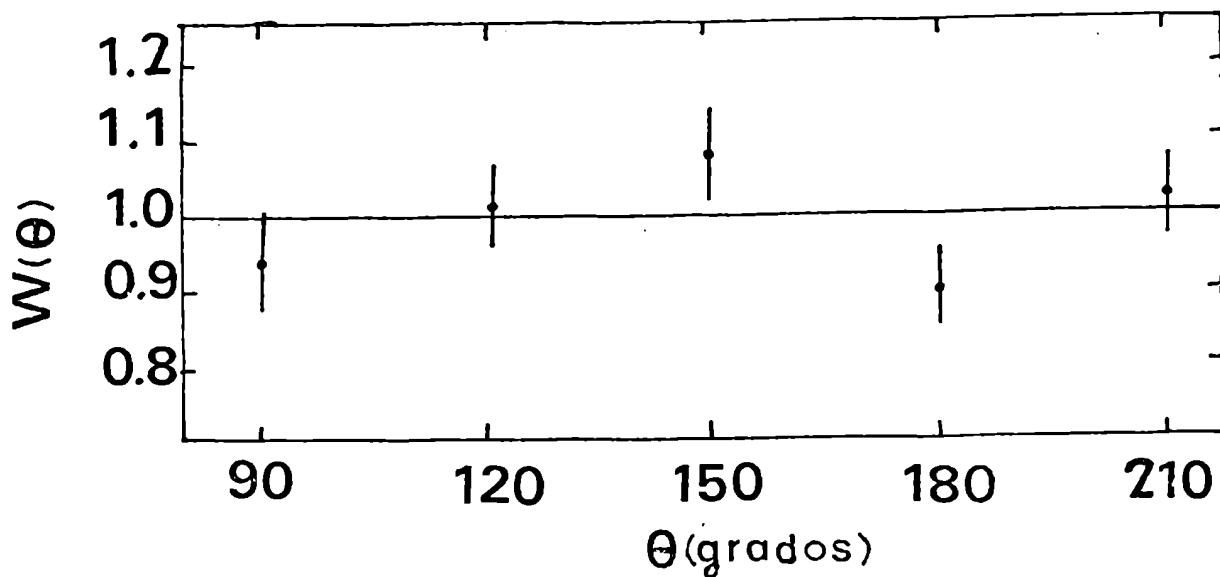


Fig. V.11 Gráfico de la función de correlación angular obtenido en la presente experiencia.

CAPITULO VI

ESTUDIO DE CORRELACIONES ANGULARES LX-GAMMA QUE SIGUEN EL DECAIMIENTO DEL Ce^{139}

INTRODUCCION

La distribución angular de rayos X que siguen a los procesos de captura de un electrón orbital y conversión interna fueron estudiados teóricamente por Dolginov (ref. 1.), quién predijo que la misma sería isotrópica para el caso de transiciones de fluorescencia K. Este hecho fue confirmado experimentalmente por los trabajos indicados en las refs. 2, 3, 4 y 5. Cuando electrones de la subcapa L_3 son capturados por núcleos no orientados, el mismo autor predice una correlación angular anisotrópica entre los rayos LX y la correspondiente cascada de rayos gamma. Se han publicado hasta el presente tres trabajos (refs. 6, 7 y 8) que dan una isotropía total con el margen de los errores experimentales. Por otra parte, Maessel (ref. 9) encontró un coeficiente de anisotropía $A = 0.153 \pm 0.049$ para el caso de las correlaciones angulares LX-rayos gamma que siguen el decaimiento del Ce^{139} , utilizando un espectrómetro de centelleo para la determinación de las coincidencias.

Una nueva investigación para la detección de correlaciones angulares, fue realizada, utilizando como detector de rayos X, un cristal de Si(Li) de alta resolución.

Se realizaron medidas entre los detectores del rayo gamma de 166 keV (Na(Tl)) y el espectro de rayos LX. Los datos fueron estudiados

de dos formas distintas :

- i) considerando la suma de cuentas de coincidencias bajo los picos L_{α} ; L_{β} y L_{γ} ;
- ii) sólo considerando las coincidencias de los rayos L_{α} , L_{β} y L_{γ} .

Los resultados obtenidos no indican la existencia de anisotropía espacial con un margen de error del orden de 10^{-3} .

La labor original reside fundamentalmente en el desarrollo de la experiencia, en el estudio de los datos experimentales con el correspondiente análisis de los resultados y en su conexión con la teoría desarrollada por Dolginov.

VI.1. ESTIMACIÓN DE LOS COEFICIENTES DE LA CORRELACION ANGULAR

Como los resultados obtenidos por los distintos autores no aclaraban el problema planteado en el decaimiento del Ce^{139} , se hicieron los cálculos estimativos para los coeficientes A_{22} que posteriormente se medían.

Aplicando la relación (15) dada por Rupnik y Crasemann (ref.7), en la cuál se consideró $N=0$ (por ser la transición de captura electrónica de tipo permitido);

$$J_0 = 3/2$$

$$J_1 = 5/2$$

$$J_2 = 7/2$$

VI.2

como puede observarse en la fig. VI.1., se obtiene similarmente al caso del Bi²⁰⁷ que :

$$A_{22} = 0.05 A_I \quad (\text{VI.1.1.})$$

Para elementos con número atómico $Z \geq 10$, los rayos X que decaen a la sub-capa L , provienen fundamentalmente de tres estados :

- i) un 86,3 % del nivel de spin 5/2;
- ii) un 9,6 % del nivel de spin 3/2;
- iii) un 3,8 % del nivel de spin 1/2.

Estas intensidades están dadas en la tabla 1 para $Z = 57$ de la ref. 9 y de acuerdo con la relación :

$$A_I = 0.038 A_{1/2} + 0.096 A_{3/2} + 0.863 A_{5/2} \quad (\text{VI.1.2.})$$

y con los valores usados en el apartado (V.1.) de $A_{1/2} = 1/2$

$$A_{3/2} = -2/5$$

$$A_{5/2} = 1/10$$

se obtiene $A_{22}^{\text{teórico}} = 0.003$ (VI.1.3.)

Como la proporción de coincidencias anisótropas, respecto de las coincidencias totales es del orden de 10^{-8} resulta que $A_{22}^{\text{experimental}} = 6 \times 10^{-11}$.

Por lo tanto para el Ce^{139} es esperable una anisotropía del orden de 10^{-11} lo cual está en notable desacuerdo con el valor de

$A = 0.153$ dado por la ref. 10.

VI.2. ESPECTROMETRO PARA LAS RADIACIONES X y GAMMA

El espectrómetro de coincidencias X- γ usando para este trabajo consistió en dos detectores de $\text{Ina}(\text{Tl})$ de $3'' \times 3''$ (para la detección del rayo gamma de 166 keV) y un detector semiconductor de $\text{Si}(\text{Li})$ de 30 mm^2 para la detección de las transiciones de fluorescencia de baja energía. La resolución de este detector es de 500 eV en los 10 keV, gracias a esto se pudieron observar las líneas XL. Un estudio de este detector se realizó en el apartado V.2. del capítulo V. Un espectro de los rayos XL del lan-tano se muestra en la fig. VI.1.

VI.3. MONTAJE EXPERIMENTAL

La fuente activa de Ce^{139} obtenida en la C.E.A. (Francia) tuvo una intensidad de $40 \mu \text{ Ci}$, y estaba disuelta en HCl 0,1 N. Se la depositó en forma de gota sobre una delgada lámina de mylar de 900μ

El espectrómetro de coincidencias usado en esta experiencia, al igual que en el estudio del Bi^{207} consistió en dos detectores móviles de $\text{Ina}(\text{Tl})$ de $3'' \times 3''$ y un contador semiconductor fijo de $\text{Si}(\text{Li})$ de 30 mm^2 para la detección de rayos X con una resolución de 500 eV en 10 keV. Este sistema de detectores se montó sobre una mesa de correlaciones angulares como se muestra en la fig. VI.2.

Un estudio detallado del montaje del detector de Si(Li) se realizó en el apartado (V.2.) del capítulo V.

El tiempo de resolución 2τ del espectrómetro de coincidencias fue de 70 n seg. El diagrama en bloque del sistema electrónico se muestra en la fig. VI.3.

El rayo gamma de 166 keV fue seleccionado en los contadores móviles y el espectro de rayos LX en coincidencia con el mismo, fue recogido en un analizador multicanal. Se empleó además un sistema lógico para poder recoger las coincidencias reales y fortuitas en una submemoria de 256 canales del multicanal y las coincidencias fortuitas en otra submemoria de 256 canales.

Para el estudio de los espectros obtenidos, se utilizó el método de áreas subtendidas por los picos. Para descontar las coincidencias fortuitas, se restaron las mismas canal por canal al espectro total. También se tuvo en cuenta de descontar la aparición de coincidencias con el fondo.

Las medidas de coincidencias se realizaron para cinco ángulos distintos entre los ejes de los detectores de Si(Li) y INa (Tl). Se realizaron veinte ciclos completos de medida para cada uno de los detectores de centelleo.

El número de coincidencias registrado, bajo los picos estudiados fueron normalizados con el número de cuentas del gatillado.

Un espectro de coincidencias de los rayos LX del La^{139} se muestra en la fig. VI.1.

VI.4. ANALISIS DE DATOS

Un estudio detallado de las transiciones XL se realizó en el apartado (V.4.) del capítulo V. En la misma sección se deduce que a partir de la ecuación (II.8.5.) del capítulo II, el único término no nulo del desarrollo es el que corresponde a $\lambda = 2$ por lo cual, la función de correlación angular entre los rayos XL y el rayo gamma de 166 keV se reduce a :

$$W(\theta) = 1 + A_{22} P_2(\cos \theta) \quad (\text{VI.4.1.})$$

Debido a que los detectores no son puntuales, se debió corregir el factor A_{22} mediante el uso de los coeficientes Q_{22} (ya mencionados en otros capítulos) , por lo cual la ecuación (VI.4.1.) se transforma en :

$$W(\theta) = 1 + A_{22} Q_{22} P_2(\cos \theta) \quad (\text{VI.4.2.})$$

de acuerdo con la ecuación (III.4.9.) discutida en el capítulo III.

- Como ya se detalló en el capítulo V, para el cálculo de las correcciones por ángulo sólido finito, se utilizaron las tablas de Yates (ref. 11) para los detectores de $\text{Ina}(\text{T}^{\text{L}})$ y el programa computacional dado en la ref. 12 para el detector de $\text{Si}(\text{Li})$.

Para el estudio de los espectros de coincidencias obtenidos como se muestra en la fig. VI.1. se utilizó el método de cálculo de las áreas subtendidas bajo los picos de radiación LX. Es de notar que las líneas L_{L} y L_{L} no están totalmente resueltas, pero la línea L_{Y} está separada de la L_{B} .

Los datos fueron procesados calculando en forma independiente las áreas subtendidas por los picos :

$$i) \quad L_{\alpha} + L_{\beta} + L_{\gamma}$$

$$ii) \quad L_{\alpha} + L_{\beta} + L_{\gamma} + L_{\delta}$$

El cálculo ii) fue realizado anteriormente por Meassel (ref. 10). La ventaja del cálculo i) reside en que las tres transiciones involucradas deben dar anisotropía espacial; mientras que en el estudio ii) se tiene en cuenta la contribución isótropa de la línea L_{δ} .

Haciendo el cálculo de las áreas subtendidas por los picos para los casos i) y ii) y dividiendo por el número de cuentas del gatillado, (de acuerdo con la relación (III.4.1.)) se obtuvieron los valores experimentales de la función de correlación angular $W(\theta)$ para cada uno de los cinco ángulos entre los detectores. Los resultados experimentales se muestran en la fig. VI.4. para un ciclo completo entre los detectores de Si(Li) y un contador de INa(Tl).

Estos valores se introdujeron en un programa computacional que compara los valores experimentales con la curva teórica correspondiente, dando como resultado los coeficientes A_{22} y los errores que mejor responden al problema.

Con estos valores de los coeficientes de la correlación angular para cada uno de los ciclos completos, se realizaron los promedios pesados y se calcularon los errores de los mismos (de acuerdo con un programa computacional realizado para estos trabajos, que utiliza las ecuaciones (III.1.1.) y (III.1.4.) del capítulo III).

A su vez, el mismo programa computacional realiza descartes de los valores que se alejan del promedio en un porcentaje prefijado, que en nuestro caso fue del 15 %. Dando finalmente el valor de la función χ^2 , que resulta de los datos considerados. Los resultados finales obtenidos para los coeficientes A_{22} con todas las correcciones incluidas fueron :

i) $A_{22} = 0.006 \pm 0.006$ con los picos $L_2 + L_\alpha + L_\beta$

ii) $A_{22} = 0.004 \pm 0.004$ con los picos $L_2 + L_\alpha + L_\beta + L_\gamma$

Los errores que se muestran se obtuvieron teniendo en cuenta los errores estadísticos.

Haciendo uso de la relación (III.4.7.) deducida en el capítulo III; se obtiene para el valor de la anisotropía el resultado :

i) $A = 0.009 \pm 0.009$

ii) $A = 0.007 \pm 0.006$

Estos cálculos indican que no se encuentra anisotropía en el estudio del Ce^{139} para un margen de error del orden de 10^{-3} . Este resultado es consistente con la teoría, la cual indica varios órdenes de magnitud menos para el valor esperado.

V.5. DISCUSION

La correlación angular LX-gamma, que sigue a la captura electrónica que alimenta el nivel de 166 keV en el Ce^{139} ; es isótropa, excep-

to para la captura electrónica que ocurre en la subcapa L_3 . La probabilidad de que se incremente este proceso aumenta con el orden de prohibidez de la transición y con el número atómico de acuerdo a lo obtenido en la ref. 13.

Las transiciones permitidas (como se ha estudiado en este trabajo) ocultan mucho las anisotropías, y en nuestro caso el cociente de captura entre las capas L_3 y L_1 es menor que 10^{-7} , de acuerdo con la ref. 14. Más aún, existen transiciones de fluorescencia L que involucran la subcapa L_2 y no dan anisotropía. La fracción relativa de vacancias primarias L puede estimarse de los cocientes de captura dados por la ref. 14 y del número promedio de vacancias creadas en la subcapa L por medio de las que se producen en la capa K y que se mencionan en la ref. 16. Estos valores dan una anisotropía de 10^{-11} y el correspondiente valor del coeficiente de correlación es del mismo orden.

Además, la vida media del nivel de 166 keV es relativamente grande (1.7 seg) y podría introducir un efecto de atenuación de la anisotropía, cuando la fuente se encuentra en estado sólido. Tanto en nuestra experiencia como en la de Meassel (ref. 10) se trabajó con muestras a las que se le evaporó la solución.

Como las transiciones LX en el La^{139} ocurren alrededor de los 5 keV de energía, es bastante dificultoso detectarlas en forma separada del ruido, cuando se utilizan detectores de $\text{I}(\text{Na}(\text{Tl}))$ (como es el caso del trabajo citado en la ref. 10). Esta sería presumiblemente la fuente de error principal que hace dar a Meassel el valor de la anisotropía $A = 0.153 \pm 0.049$.

La conclusión más general que hemos obtenido es que para que la correlación angular XL-gamma sea fuerte, y se pueda detectar anisotropía es

pacial, debe tomarse un núcleo que decaiga fuertemente a través de transiciones de captura electrónica altamente prohibidas a estados excitados de corta vida media.

El caso estudiado en el capítulo V, es uno de los mejores adaptados a estas condiciones y en él se llegó a concluir que hasta el orden de 10^{-3} no existía anisotropía en la función de correlación angular. Este se explica considerando el enmascaramiento que aparece con las contribuciones LX isótropas.

En consecuencia debe encontrarse el método que separe las vacancias L_3 primarias de las secundarias de forma tal de poder obtener una confirmación experimental de la teoría de Dolginov.

REFERENCIAS

1. Z. S. Dolginov, Soviet Phys. JETP 34 (1958) 644
2. M. McDonnell, M. K. Ramaswamy, Phys. Rev. 171 (1968) 1278
3. J. Fechner, C. Günther, H. Hübel, R. S. Raghavan, K. H. Speidel, H. Toschinski and B. Wolbeck, Phys. Letters 26B (1968) 374
4. M. K. Ramaswamy Phys. Letters 27B (1968) 215
5. H. E. Bosch, M. A. Fariolli, M. Behar and G. García Bermúdez, Nuovo Cimento 6 (1971) 681
6. J. W. Halley and E. Engelkemeir, Phys. Rev. A24 (1964) 134
7. R. Rupnik and B. Crasemann, Phys. Rev. C5 (1972) 1780
8. M. C. Cambiaggio, J. Davidson, V. M. Silbergleit and M. Behar, Phys. Rev. C12 (1975) 699
9. J. H. Scofield, Phys. Rev. 179 (1969) 9
10. P. R. Maessel, PhD Thesis, Ohio State University, 1967, M. L. Pool, P. R. Maessel and J. R. Brahma, Proc. of the Conf. on electron captures higher order processes in nuclear decays. Hungría (Budapest 1968), Vol. 1, pág. 108.
11. K. S. Krane, Nucl. Instr. Meth. 98 (1972) 205
12. M. J. Yates, In alpha-beta and gamma ray spectroscopy, ed. K. Sieghart, , pág. 1961, Amsterdam, North Holland Publishing Co. 1965
13. L. N. Zyrianava, in Proc. of the Conf. on electron capture higher order processes in nuclear decays, Debrecen, Hungría (Budapest, 1968)
14. R. Brysk and M. E. Rose, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 1169

15. H. E. Bosch, M. A. Fariolli, N. Martín and M. C. Simon, Nucl. Instr. and Meth. 75 (1969) 323
16. M. Behar, H. E. Bosch, M. C. Cambiaggio, J. Davidson and V. M. Silbergleit, Z. Phys. A277 (1976) 9.

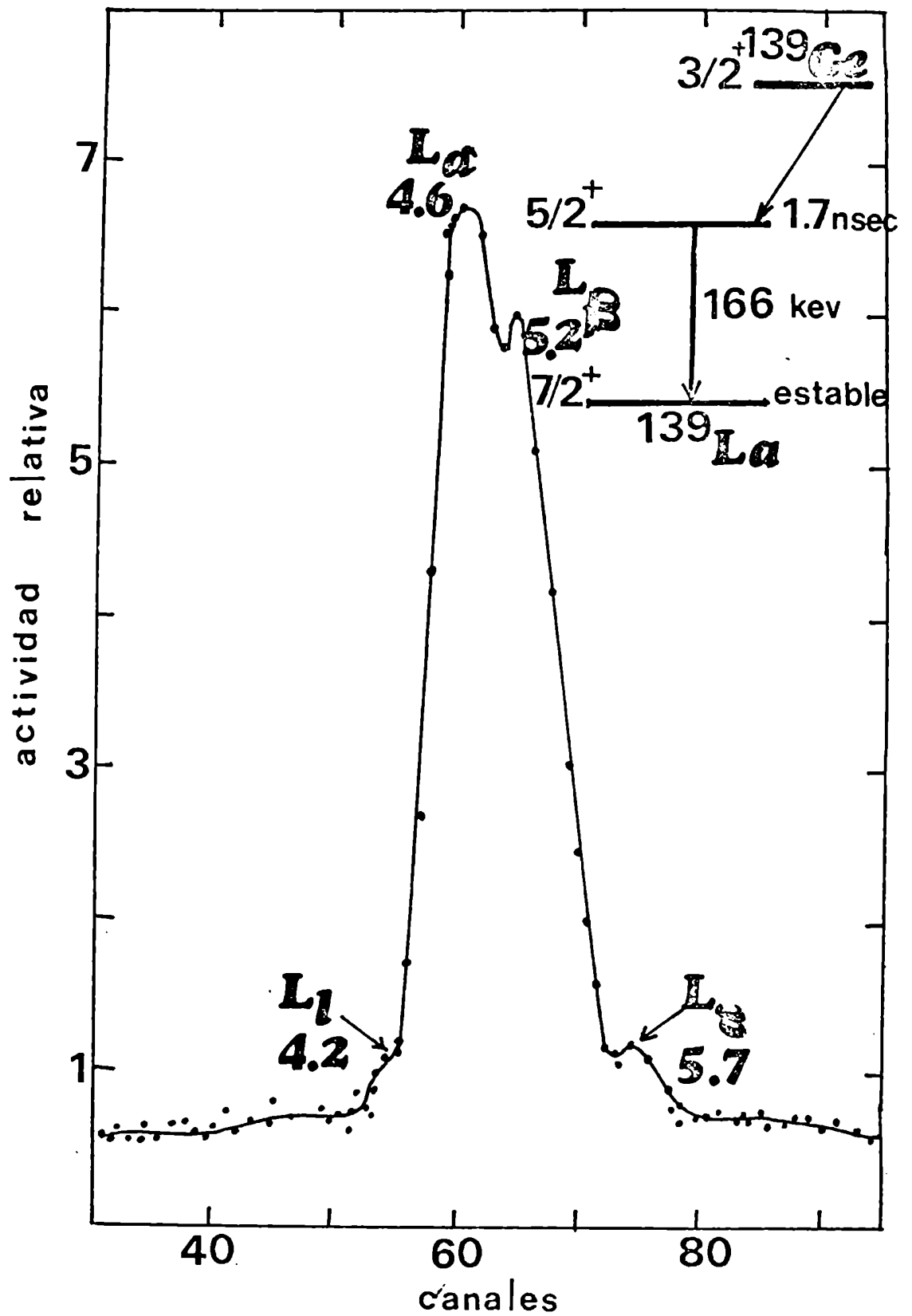


Fig. VI.1 Espectro típico de rayos X-L en coincidencia con el rayo gamma de 166 keV.

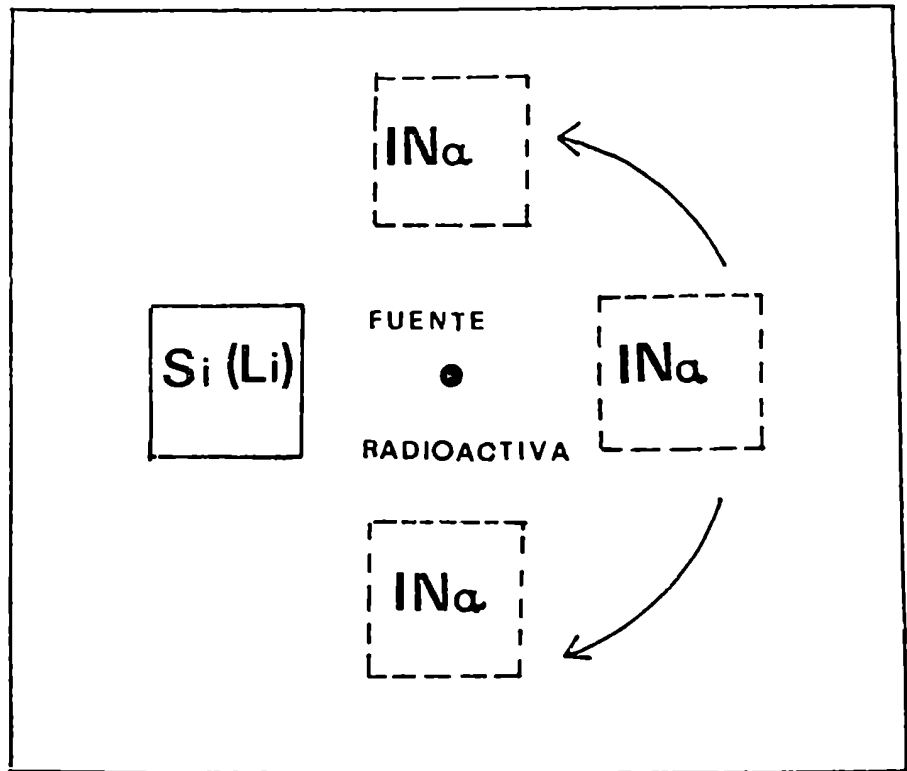


Fig. VI.2 Vista de la mesa de correlaciones angulares utilizada en las experiencias de Ce^{139} y Bi^{207} .

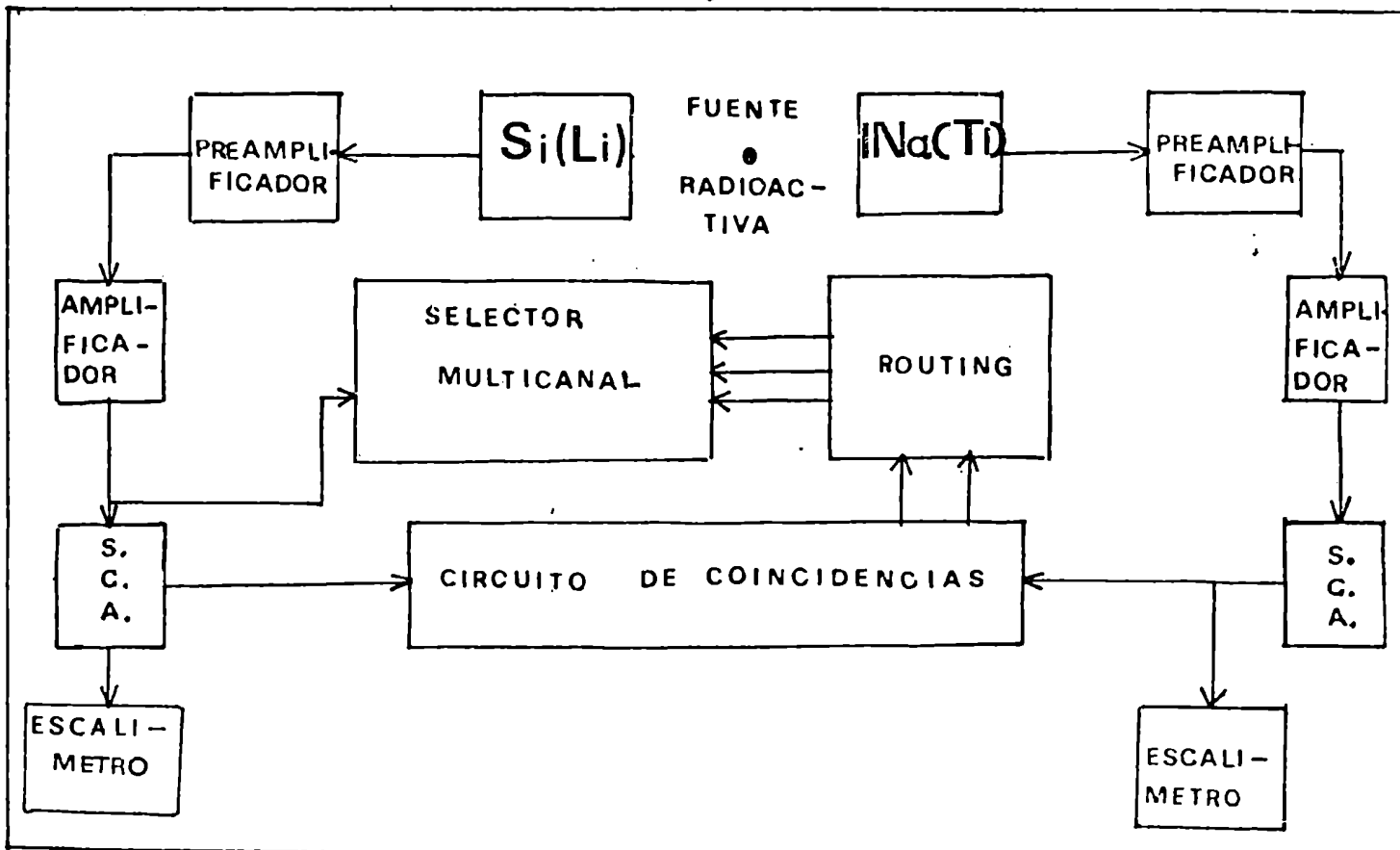


Fig. VI.3 Diagrama en bloque de la distribución electrónica utilizada en la presente experiencia.

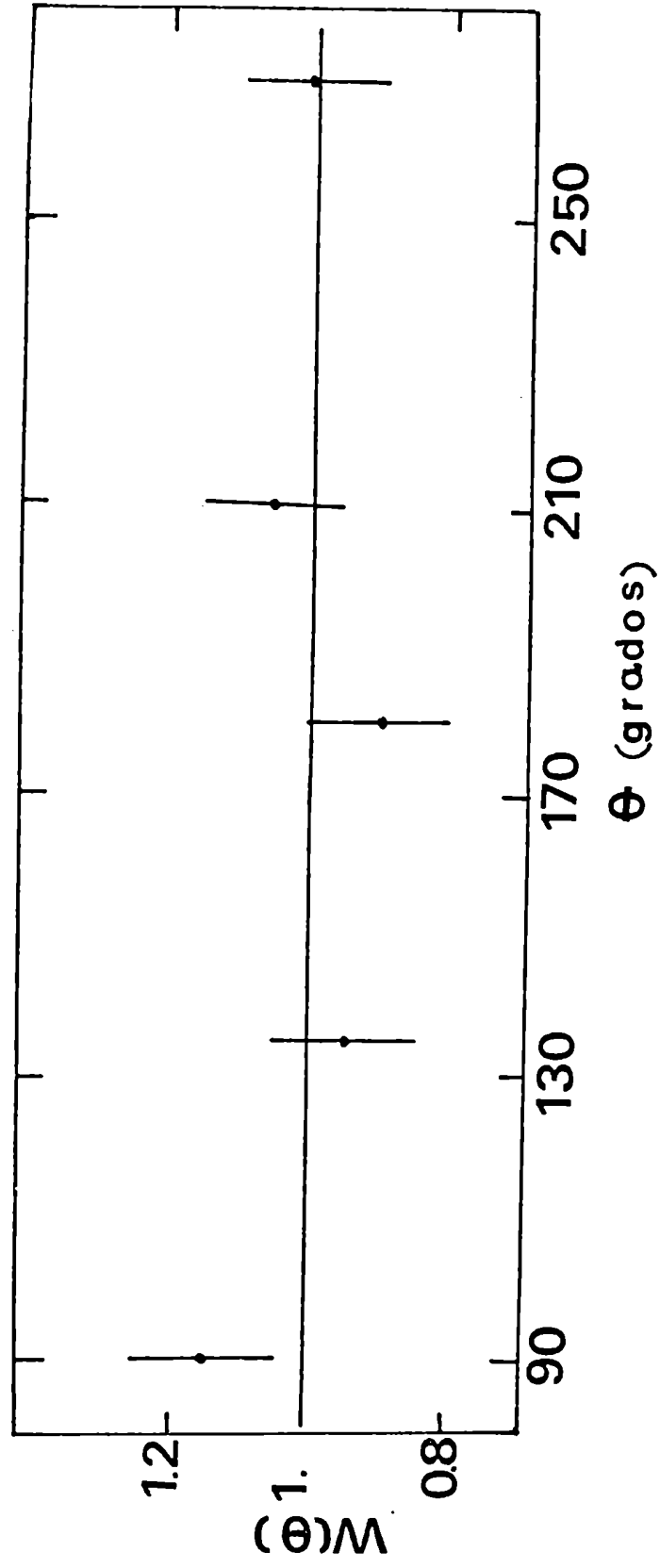


Fig.VI.4 Gráfico de $W(\theta)$ vs. θ para la correlación angular gamma 166 keV - rayos XL.

APENDICE I

Los trabajos de investigación realizados desde 1970 hasta el presente que han servido de base a este trabajo de tesis son:

- i) " Espectrómetro de coincidencias Electrón-gamma de alta resolución ", H. E. Bosch, J. Davidson, V. M. Silbergleit, M. A. Fariolli. Publicado en Serie de Comunicaciones Internas LRCI 1 72/DFCE/35, mayo de 1972
- ii) " Semiconductors detectors set-up for Nuclear Spectroscopy studies ", H. E. Bosch, J. Davidson, M. A. Fariolli, V. M. Silbergleit. Publicado en Nuclear Instruments and Methods, 117 91(1974) 213-219
- iii) " Studies of the disintegration of Cd^{115g} and Cd^{115m} ", H. E. Bosch, J. Davidson, V. M. Silbergleit, C. Heras and S. M. Abecasis. Publicado en Z. Physics 273A (1975) 373
- iv) " Search for anisotropy in the LX-gamma angular correlation following the decay of Bi^{207} ", M. C. Cambiaggio, J. Davidson, V. M. Silbergleit, M. Behar. Publicado en Phys. Rev. C Vol. 12, Number 2 (1975)
- v) " LX-ray gamma angular correlation following the decay of Ce^{139} ", M. Behar, H. E. Bosch, M. C. Cambiaggio, J. Davidson y V. M. Silbergleit. Publicado en Z. Physik 277 A (1976) 9.
- vi) " Gamma-gamma angular correlation following the decay of Pd^{109} ",

H. E. Bosch, V. M. Silbergleit, J. Davidson, M. Davidson,

. Aceptado para su publicación con fecha 29 de setiembre
de 1976 en la revista Can. Jour. of Phys.

APENDICE 2

DETALLE DE LOS PROGRAMAS COMPUTACIONALES UTILIZADOS

1) Programa utilizado para los cálculos de los coeficientes A_{22} y A_{44}

Los datos que deben colocarse como entrada son los siguientes:

NP: número de datos que intervienen en un ciclo de rotación de los detectores, debe perforarse en formato I2.

N: opción que permite fijar externamente si los cálculos se deben realizar considerando $A_{44}=0$ ó $A_{44}\neq 0$. Para el valor $N=2$, el programa sólo hace los cálculos considerando $A_{44}=0$; para $N=3$ calcula el coeficiente A_{44} , y para $N=5$ obtiene los resultados que corresponden a las dos alternativas posibles sobre el valor de A_{44} . Debe perforarse en formato I2.

IA: opción que indica si los ángulos en que se miden las correlaciones angulares están dados en radianes ó en grados. Si $IA\neq 0$ reduce los valores de la entrada a radianes, si $IA=0$ no. Debe perforarse en formato I2.

NX: nombre con el cuál se leen los ángulos entre los detectores que se utilizan en la experiencia de correlaciones angulares. Debe perforarse en formato I4.

W: símbolo con el cuál se leen los datos experimentales correspondientes a la función de correlación. Debe perforarse en formato F 8.0.

Este programa utiliza la relación lineal entre $W(\theta)$ y A_{22}

2) Programa computacional utilizado para el cálculo de las relaciones de mezcla (δ_1 y δ_2)

En la entrada de este programa deben colocarse los siguientes datos:

A22EXP: valor del coeficiente de correlación angular obtenido experimentalmente. Debe perforarse en formato F 10.5.

COEF1, COEF2, COEF3, COEF4, COEF5 y COEF6: símbolos con que se identifican las funciones F que aparecen en las relaciones entre los coeficientes de correlación angular y las relaciones de mezcla como se detalló en el estudio realizado en el Cap. II..

DEL1IN, DEL2IN: valores iniciales de los cocientes de mezcla con los que el programa hará las iteraciones. Deben perforarse en formato F 10.8. Un detalle del método iterativo utilizado se encuentra en el Cap. III.

STEP: paso con el que avanza el programa en la búsqueda de los mínimos. Debe perforarse en formato F 10.8.

EPS: error o cota con la que se trabaja. Debe perforarse en formato F 10.8.

En la salida aparecen los datos δ_1 y δ_2 comparados con los experimentales que resultan consistentes con el valor de los coeficientes colocados en la entrada.

A continuación se muestra una salida típica:

3) Programa para el cálculo de valores medios ponderados y sus errores

Los datos que deben colocarse en la entrada de este programa son los siguientes:

X: símbolo que identifica los valores a promediar, debe perforarse en formato F 10.5.

EX: símbolo que corresponde al error de cada uno de los valores X, debe perforarse en formato F 10.5.

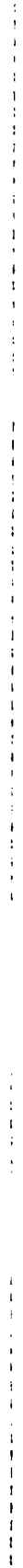
INX: variable que indica el número total de datos. Debe perforarse en formato I5.

JDX: indica si se descartan ó no los datos que más se alejan del promedio. Si $JDX=0$, no se realizan descartes, si es distinto de cero se hacen los descartes. Debe perforarse en formato I2.

POR: indica el porcentaje con que se aceptan los datos respecto del valor medio. Debe perforarse en formato I2.

El método de trabajo y las relaciones que se utilizan ha sido desarrollado en el Cap. III.

A continuación se muestra una salida típica obtenida con este programa.



CONCLUSIONES GENERALES

1. Se han realizado las experiencias sobre correlaciones angulares gamma-gamma y XL-gamma utilizando detectores y equipos electrónicos similares a los que se encuentran instalados en laboratorios extranjeros, salvo en lo que respecta al empleo de computadoras en línea o tiempo real. Es decir, gran parte de este trabajo de tesis ha sido dedicado al montaje y puesta a punto de un sistema de mediciones de correlaciones angulares de nivel internacional. Este trabajo ha sido descrito en detalle y sucesivamente en las tres primeras publicaciones que figuran en el Apéndice I.

2. Otra gran parte del trabajo de tesis se ha invertido en la selección, obtención y puesta a punto de programas computacionales para el manejo estadístico de la información obtenida en las experiencias. Se ha aplicado un plan metodológico de programas computacionales similar al que se aplica en otros centros de nivel internacional.

3. Respecto de los resultados obtenidos sobre los estudios realizados en la desintegración del ^{109}Pd , caben las siguientes conclusiones

i) Se reportan los valores originales de los coeficientes A_{22} para las cascadas (390)-(311); (413)-(311); (424)-(311); (551)-(311) y (558)-(311), así como también valores originales de las correspondientes relaciones de mezcla para cada una de las transiciones.

ii) Se confirman los espines y paridades propuestos para los niveles de 724, 735 y 869 keV de la ^{109}Ag .

Este trabajo ha sido descrito en la publicación N°6 del Apéndice I.

4. Respecto de los resultados obtenidos sobre los estudios de correlación angular LX-gamma en la desintegración del Bi^{207} corresponde la siguiente conclusión

Se ha podido montar una experiencia similar a la realizada por Rupnik y Craseman, obteniéndose datos concordantes. En nuestro trabajo se ha deducido la anisotropía teniendo en cuenta también la cascada (gamma 570 keV) -(transición L_1).

Este trabajo es descrito con detalle en la publicación N°4 del Apéndice I.

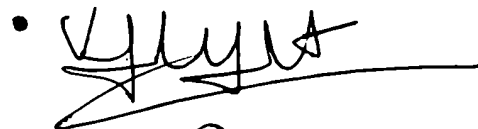
5. Respecto de los resultados obtenidos sobre los estudios de correlación angular LX-gamma en la desintegración del Ce^{139} , se concluye

i) Se ha realizado una experiencia original para este caso utilizando un detector de Si(Li).

ii) Se ha obtenido un valor de la anisotropía consistentemente nulo, lo que pone de manifiesto que la experiencia realizada por Maessel adolece de una falla seria.

Este trabajo es descrito en la publicación N°5 del Apéndice I.

6. Genéricamente, se establecen las condiciones límites para que una experiencia de correlación angular LX-gamma pueda tener una precisión tal que permita llegar a órdenes de magnitud de anisotropía previstos por la teoría de Dolginov.



V. M. SILBERGLEIT

AGRADECIMIENTOS

Expreso mi agradecimiento al director de este trabajo, Dr. Horacio E. Bosch, quién me ha guiado y ayudado en la ejecución del mismo y me ha permitido realizarlo en el Laboratorio de Física Nuclear a su cargo.

Asimismo reconozco la valiosa colaboración prestada por los Dres. S. M. Abecasis, M. Behar y M. C. C. de Questa quienes aportaron numerosas ideas.

Para la concreción de esta tesis ha sido fundamental la tarea en equipo desarrollada con el Dr. Jorge Davidson y el Lic. Miguel Davidson.

Quiero destacar finalmente, la participación empeñosa en el trabajo de dactilografía e impresión de la presente tesis de la Sra. Mercedes P. M. de Orlando.

A todos, muchas gracias.

INDICE

Introducción

CAPITULO I

| | |
|---|------|
| Introducción | I.1. |
| I.1 Ecuaciones de Maxwell | I.1 |
| I.2 Emisión de radiación electromagnética | I.10 |
| I.3 Momentos multipolares | I.16 |
| I.4 Conversión interna | I.19 |
| I.5 Absorción de radiación | I.21 |
| Referencias | |

CAPITULO II

| | |
|--|-------|
| Introducción | II.1 |
| II.1 Descripción de un conjunto de partículas | II.2 |
| II.2 Aplicación de la matriz densidad a un conjunto de partículas de momento angular total J | II.5 |
| II.3 Correlación angular de dos radiaciones emitidas sucesivamente | II.6 |
| II.4 Coeficientes de distribución angular para radiación electromagnética | II.8 |
| II.5 Observación de radiación electromagnética | II.10 |
| II.6 Coeficientes de la distribución angular para radiación electromagnética | II.11 |

| | | |
|------|---|-------|
| II.7 | Distribución angular y coeficientes de orientación para la conversión interna | II.13 |
| II.8 | Distribución angular de rayos X emitidos después de la captura electrónica | II.15 |
| | Referencias | II.19 |
| | Figuras | II.20 |

CAPITULO III

| | | |
|-------|---|--------|
| | Introducción | III.1 |
| III.1 | Cálculo del valor medio y su error | III.1 |
| III.2 | Observaciones indirectas | III.3 |
| III.3 | Test del χ^2 | III.6 |
| III.4 | Aplicación de los métodos estadísticos a las correlaciones angulares | III.8 |
| III.5 | Programa de minimización utilizado en las experiencias de correlaciones angulares | III.11 |
| | Referencias | III.15 |

CAPITULO IV

| | | |
|------|--|-------|
| | Introducción | IV.1 |
| IV.1 | Espectrómetro de radiación gamma | IV.2 |
| IV.2 | Estudio de las correlaciones angulares gamma-gamma | IV.7 |
| IV.3 | Conclusiones | IV.13 |
| | Referencias | IV.21 |
| | Figuras | IV.22 |

CAPITULO V

| | |
|--|------|
| Introducción | V.1 |
| V.1 Estimación de los coeficientes de correlación angular | V.2 |
| V.2 Espectrómetro para la radiación X | V.4 |
| V.2.1. Montaje del detector | V.5 |
| V.2.2 Modo de uso e instalación del detector semiconductor de Si(Li) | V.6 |
| V.2.3 Operación del detector mediante el uso del preamplificador de bajo ruido | V.7 |
| V.2.4 Eficiencia porcentual del detector de Si(Li) | V.9 |
| V.2.5. Performances del equipo de medición | V.9 |
| V.3 Montaje experimental | V.10 |
| V.4 Análisis de datos experimentales | V.10 |
| V.5 Discusión | V.15 |
| Referencias | V.17 |
| Figuras | V.18 |

CAPITULO VI

| | |
|--|------|
| Introducción | VI.1 |
| VI.1 Estimación de los coeficientes de correlación angular | VI.2 |
| VI.2 Espectrómetro para las radiaciones X y gamma | VI.4 |
| VI.3 Montaje experimental | VI.4 |
| VI.4 Análisis de datos | VI.6 |
| VI.5 Discusión | VI.8 |



| | |
|------------------------|-------|
| Referencias | VI.11 |
| Figuras | VI.12 |
| Conclusiones | |
| Apéndices | A.1 |
| Conclusiones Generales | |
| Agradecimientos | |

TABLA IV.3

Valores promedios para A_{22} y A_{44} y sus errores para las cinco cascadas estudiadas.

| Cascada (keV) | $\overline{A_{22}} \pm \sigma_2 (A_{22})$ | $\overline{A_{44}} \pm \sigma_4 (A_{44})$ |
|------------------|---|---|
| 390 → 311 | -0.020 ± 0.019 | 0.021 ± 0.026 |
| 413 → 311 | -0.010 ± 0.018 | 0.035 ± 0.027 |
| 424 → 311 | 0.332 ± 0.030 | 0.023 ± 0.021 |
| 551 → 311 | 0.345 ± 0.035 | 0.031 ± 0.030 |
| 558 → 311 | 0.320 ± 0.029 | 0.011 ± 0.021 |