

C.N.F. . Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1982

DISEÑO, CONSTRUCCION Y CALIBRACION DE UN POLARIMETRO PARA RADIACION GAMMA

*

A.O.Macchiavelli*, G.Martí, C.Giménez, J.Laffranchi y M.Behar
Departamento de Física, Comisión Nacional de Energía Atómica

R E S U M E N

Se presentan los detalles constructivos más importantes de un detector planar de Ge(Li) diseñado especialmente para determinar el grado de polarización de la radiación γ (el principio de funcionamiento de dicho detector se basa en el efecto Compton).

Utilizando técnicas de coincidencia γ - γ (Sistema Ge(Li)-INa) se determinó la curva de eficiencia de polarización en función de la energía. Valores comprendidos entre 15 % y 20 % fueron obtenidos para energías de aproximadamente 1 MeV.

Se analizan los resultados y se discuten las aplicaciones inmediatas en investigación de estructuras nucleares.

1.- INTRODUCCION

El análisis de la distribución angular $W(\theta)$ de la radiación γ emitida por un estado nuclear parcialmente alineado permite obtener información sobre dicho estado nuclear¹). Sin embargo, en muchos casos esa información es ambigua y es necesario realizar otros experimentos para salvar esa ambigüedad. Una medición combinada de la distribución angular y de la polarización lineal de la radiación es una herramienta adecuada para obtener una información más precisa¹).

La distribución angular de la radiación linealmente polarizada emitida por un estado axialmente simétrico es:

$$W(\theta, \phi) = \frac{d\Omega}{8\pi} \sum_{\lambda(\text{Par})} B_{\lambda}(I_1) [A_{\lambda}(\gamma) P_{\lambda}(\cos \theta) + 2 A_{\lambda} \left(\frac{[\lambda-2]!}{[\lambda+2]!} \right)^{1/2} P_{\lambda}^{(2)}(\cos \theta) \cos 2\phi], \quad (1)$$

los ángulos se refieren a la Fig. 1.

*) Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo.

Se define el grado de polarización teórico²⁾ por la relación:

$$P_{th}(\theta) = \frac{W(\theta, \phi = 0) - W(\theta, \phi = 90)}{W(\theta, \phi = 0) + W(\theta, \phi = 90)}$$

En el caso particular de una transición mezcla M1 + E2 ó E1 + M2

$$P_{th}(\theta) = \frac{a_2^{(2)} P_2^{(2)}(\cos \theta) + a_4^{(2)} P_4^{(2)}(\cos \theta)}{1 + a_2^{(2)} P_2^{(2)}(\cos \theta) + a_4^{(2)} P_4^{(2)}(\cos \theta)}$$

$$\text{donde: } a_2^{(2)} = (\pm) B_2(I_1) \left\{ \frac{0.5 F_2(11I_1 I_2) + \frac{1}{3} \delta F_2(12I_1 I_2) - 0.5 \delta^2 F_2(22I_1 I_2)}{1 + \delta^2} \right\}$$

$$a_4^{(2)} = - (\pm) \frac{1}{12} a_4 \begin{matrix} +(M1 + E2) \\ -(E1 + M2) \end{matrix}$$

los valores de F_2 están tabulados en (4) y δ es el coeficiente de mezcla (mixing-ratio) de las transiciones. Tenemos entonces la posibilidad de obtener más información midiendo el nuevo coeficiente $a_2^{(2)}$. Para ello es necesario contar con un detector (polarímetro) que sea sensible a la polarización de la radiación. Usualmente estos detectores se basan en el efecto Compton (para $E_\gamma < 5$ MeV).

La sección diferencial para el scattering Compton es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left[\frac{E_\gamma}{E_0} \right]^2 \left[\frac{E_\gamma}{E_0} + \frac{E_0}{E_\gamma} - 2 \sin^2 \alpha \cos^2 \psi \right]$$

siendo: E_0 = energía del fotón incidente

E_γ = energía del fotón disperso

$r_0 = e^2/mc^2$

En la Fig. 2 se representa la función $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ para $\alpha = 90^\circ$, $E_0 = mc^2$ y $E_\gamma = \frac{3}{2} mc^2$ de donde se deduce que la probabilidad de dispersión es mayor en una dirección perpendicular al vector de polarización. Basándose en este hecho, Litherland et. al³⁾ sugirieron el uso de un detector plano como polarímetro donde si L es mayor que d entonces el número de eventos detectados en las posiciones a) y b) serán diferentes (ver Fig.3). El valor experimental para

el grado de polarización se determina a partir de:

$$P(\theta)_{\text{exp}} = \frac{1}{Q(E_\gamma)} \frac{N_{\perp}(\theta) - N_{\parallel}(\theta)}{N_{\perp}(\theta) + N_{\parallel}(\theta)}$$

donde $N_{\parallel}$ y $N_{\perp}$ están definidos en la Fig. 3, y $Q(E_\gamma)$ es la eficiencia de polarización que dependerá de la geometría y de la energía de la radiación.

2.- CONSTRUCCION, MONTAJE Y CARACTERISTICAS DEL DETECTOR

Para encarar la construcción del detector deben tenerse en cuenta tres requerimientos básicos: (1°) la relación L/d debe ser sensiblemente mayor que 1 para obtener alta eficiencia de polarización; (2°) el detector debiera tener un volumen ($\text{Area} \times d$) de algunos cm^3 para obtener una eficiencia relativa de detección apreciable, para no extender excesivamente los tiempos de medición; (3°) debe tener buena resolución en energías y relación pico-Compton. La resolución y la relación pico-Compton son muy sensibles al ruido electrónico y en particular la última depende de la geometría. El ruido electrónico es directamente proporcional a la capacidad del detector y esta es $C = \frac{1,4 A [\text{cm}^2]}{d(\text{cm})} [\text{pF}]$, por lo tanto debemos buscar un compromiso entre los tres requerimientos mencionados y el material disponible para construir el detector.

En particular, este detector fue construido a partir de un cristal de germanio tipo P dopado con impurezas de Ga compensable con Li de sección circular de 43 mm de diámetro y 8 mm de espesor y fue cortado hasta adquirir sección cuadrada de 32 mm de lado. En casi todos los trabajos sobre el tema^{1,3)} la relación L/d es ≈ 10 , entonces, dado el material disponible, fijamos $d = 3 \text{ mm}$ y $L = 32 \text{ mm}$. Con esos valores se obtiene un volumen de aproximadamente 3 cm^3 y una capacidad de 43 pF. El tiempo requerido para alcanzar una zona intrínseca de ancho d se determina a partir de la expresión $d = \sqrt{2\mu Vt}$, siendo μ : movilidad del Li a la temperatura del drift (24°C), V : tensión durante el drift y t : tiempo de duración del drift. El cristal fue difundido

y drifteado siguiendo las técnicas usuales^{5,6,7}) y el drift se completó en 6 días a una tensión constante de 400 Volts habiéndose estimado en 5¹/₂ días a partir de la expresión anterior. Un esquema del detector terminado y sus dimensiones se observan en la Fig. 4.

Posteriormente se llevó a cabo un drift a bajas temperaturas (-25°C) hasta que la capacidad alcanzó un valor próximo al teórico, posteriormente fue montado en un crióstato vertical como se muestra en la Fig. 5. Las características del detector medidas fueron: $R_t = 2.4 \text{ keV}$; relación pico-Compton = 6/1; eficiencia relativa = 0,5 % para la línea de 1.33 MeV de ^{60}Co .

3.- DETERMINACION DE LA EFICIENCIA DE POLARIZACION

Para medir experimentalmente la eficiencia de polarización se utilizaron técnicas de coincidencia rápido-lenta entre el polarímetro y un detector de I Na. Se usaron cascadas de radiación gamma E2 para las cuales se conoce teóricamente el grado de polarización midiéndose el número de cuentas en el fotopico para diferentes posiciones: $\phi = 0$; $\phi = 90$; $\phi = 270$, siendo θ constante e igual a 90° . Los valores se normalizaron usando como monitor el detector de I-Na. El esquema de la disposición experimental se observa en la Fig. 6. Los resultados experimentales se presentan en la Tabla I.

T A B L A I

FUENTE RADIATIVA	E_{γ} (MeV)	MULTIPOLARIDAD	$P_{th}(\theta)$	$Q(E_{\gamma}) \%$
^{60}Co	1,173	E2	0,158	$18 \pm 2,5$
	1,332	E2	0,158	$15 \pm 2,5$
^{207}Bi	0,559	E2	0,37	16 ± 4

4.- DISCUSION DE RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Dado que el efecto fotoeléctrico en Germanio es competitivo con el efecto Compton para energías del orden 0,3 MeV y teniendo en cuenta que dicho efecto no depende de la polarización se espera una disminución de $Q(E_\gamma)$ para energías de ese orden y más bajas. Para energías mayores que 2 MeV la anisotropía en la dispersión Compton disminuye y por lo tanto esperamos un decrecimiento de $Q(E_\gamma)$ para altas energías.

En el rango de energías medido experimentalmente podemos suponer sin un error excesivo que la eficiencia de polarización es prácticamente constante ($\approx 17\%$); dicho valor es comparable a los resultados obtenidos en trabajos anteriores (Ref. 1-3-8) para polarímetros de dimensiones similares al del presente trabajo y por lo tanto puede ser usado para determinar multipolaridad de estados nucleares^{1,8)}

BIBLIOGRAFIA

- 1) P.J.Twin ; "The electromagnetic interaction in nuclear structure", ed. Hamilton, Cap. XV y referencias allí citadas.
- 2) A.M.Hoogen Boom et al.; *Physica* 25 (1959) 659.
- 3) A.E.Litherland et al.; *Canadian Journal of Physics* 48 (1970) 2320.
- 4) E. der Mateosian y W.Sunyar; *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 13 (1974) 407.
- 5) F.Capellani et al.; *Nuclear Instruments and Methods* 47 (1967) 121-124.
- 6) G.Armantrout y D.C.Camp; UCRL-12245 SM 61/33 (1965).
- 7) W.Hansen y B.Jarret; *Nuclear Instruments and Methods* 31 (1964) 301-306.
- 8) M.Behar et al.; *Nuclear Physics* A201 (1973) 126.

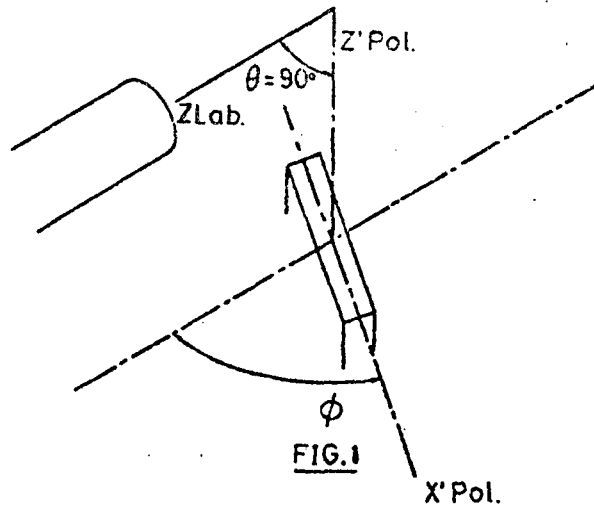


Fig. 1: Definición de los ángulos involucrados en la fórmula (1).

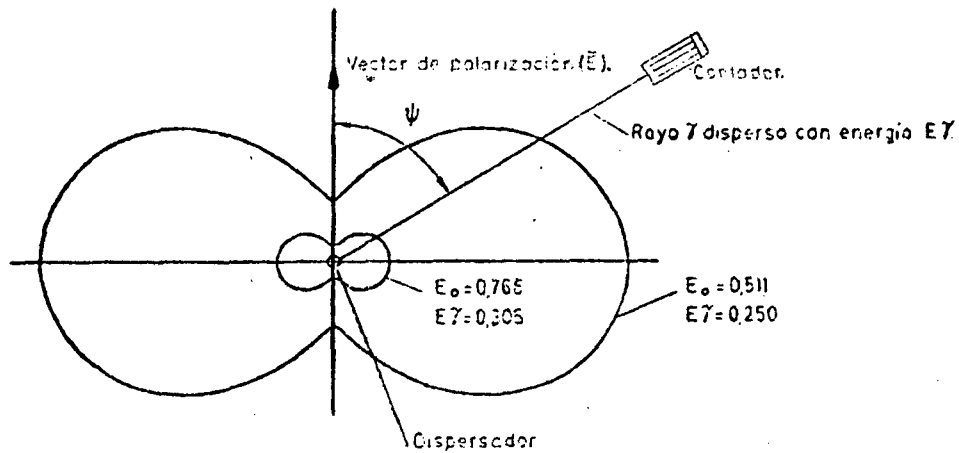


Fig. 2: Diagrama polar de la sección eficaz de dispersión Compton en función del ángulo ψ entre la dirección de polarización del rayo γ incidente y el plano de dispersión. El ángulo de dispersión α es fijo en 90° . Se muestra la distribución de la intensidad para 2 energías.

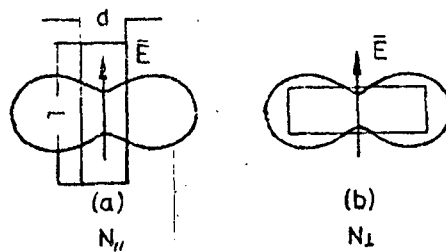


Fig. 3: Principio de funcionamiento del detector planar usado como polarímetro.

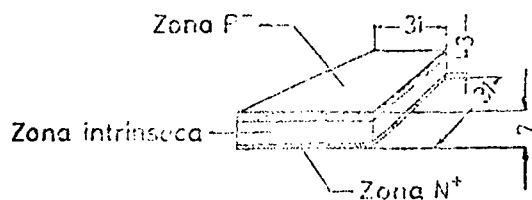


Fig. 4: Esquema del detector planar de Ge(Li) utilizado como polarímetro. Las dimensiones están en mm. La relación L/d es $31/3 \approx 10$.

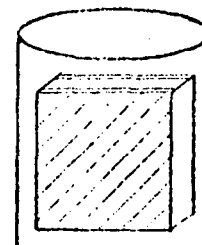
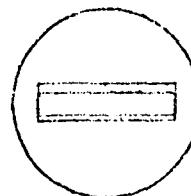


Fig. 5: Esquema del detector montado en el interior del crióstato. Izq.: Visto de arriba. Der.: Visto de costado.

Fig. 6: Izq.: Diagrama que muestra la disposición experimental del detector de INa y el polarímetro en dos posiciones que definen el ángulo ϕ . Der.: Esquema general que incluye la fuente radiactiva emisora de rayos γ .

