

13. PRÁCTICA 1.- ESTUDIO DEL EFECTO COMPTON.

13.1 Introducción.

El descubrimiento del efecto fotoeléctrico por Hertz, durante el curso de los experimentos que demostraron la existencia de ondas electromagnéticas, y la interpretación dada por Einstein mediante la introducción de las hipótesis de los cuantos de Planck (a los que él llamó fotones), marcan el retorno a la concepción corpuscular de la luz.

Sin embargo, donde más evidente resultó el carácter corpuscular del fotón fue en el denominado efecto Compton, ya que para explicarlo hubo que atribuirle una característica de partícula, el momento lineal.

Compton observó que cuando un haz de rayos X incidía sobre ciertos materiales, la longitud de onda de los rayos difundidos no se alteraba en la dirección de los rayos primarios, aumentando en las demás direcciones. Según la teoría establecida casi simultáneamente por Compton y Debye, el agente difusor no es el átomo sino el electrón muy débilmente ligado, al cual consideramos *libre*.

En sus experimentos se utilizaron como radiaciones primarias las radiaciones K del Molibdeno y del Wolframio; como difusores el *Li*, *Be*, *B*, *C*,..., etc., y el análisis de la radiación difundida se realizó fotográficamente.

Estos experimentos pusieron de manifiesto de una manera clara e impresionante las colisiones entre cuantos de radiación y electrones libres. Lo que Compton observó no fue la presencia de electrones que tomaran cantidad de movimiento de la radiación, y que fueron descubiertos más tarde, sino la presencia de radiaciones de una nueva especie que se originaban en las colisiones entre las radiaciones primarias y los electrones libres.

13.2 Efecto Compton: leyes de conservación.

La necesidad de atribuir al fotón no solo energía, sino también cantidad de movimiento, fue algo que Einstein había deducido mediante consideraciones puramente teóricas sobre la interacción entre radiación y átomos, algunos años antes de que Compton diese la interpretación del fenómeno que lleva su nombre.

De acuerdo con esta interpretación la energía y la cantidad de movimiento del fotón se transfieren parcialmente al electrón, difundiéndose un nuevo fotón de menor energía y cantidad de movimiento que, además, se mueve en dirección diferente a la que se movía el fotón original.

El electrón, que ha ganado la energía y la cantidad de movimiento perdida por el fotón, abandona el átomo del agente difusor (figura 28) de manera que se satisfacen los principios de conservación de la energía y del momento lineal.

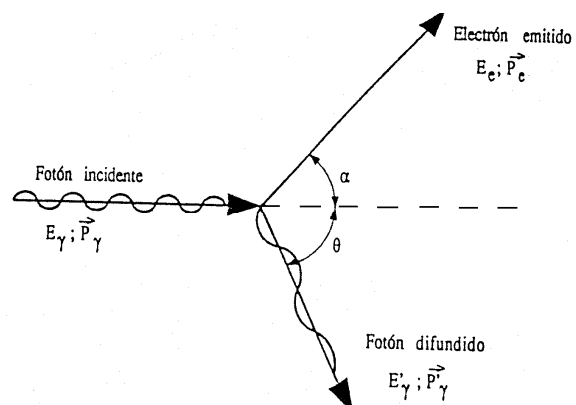


figura 28.- Esquema y cinemática del efecto Compton.

De acuerdo con el principio de conservación de la energía podemos escribir:

$$E_{\gamma} = E'_{\gamma} + E_e \quad (1)$$

Si como es habitual la radiación primaria es muy energética (rayos X, rayos γ), el electrón emitido es relativista, por lo que podremos escribir la ecuación (1) como:

$$h\nu = h\nu' + (m - m_0)c^2 \quad (2)$$

siendo h la constante de Planck, c la velocidad de la luz en el vacío, m_0 la masa del electrón en reposo y m la masa del electrón moviéndose a la velocidad v y que puede expresarse como:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (3)$$

Dado el carácter vectorial del momento lineal y asumiendo el plano XY como el plano de la figura 28, la conservación del momento lineal nos permite escribir:

$$OX: \frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + P \cos \phi \quad (4)$$

$$OY: 0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta + P \sin \phi \quad (5)$$

De las ecuaciones (2),(4),(5) y teniendo en cuenta la relación (3) se puede encontrar, tras un sencillo cálculo, la expresión:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad (6)$$

que puede escribirse en forma muy práctica como: $\Delta\lambda = 0.024 (1 - \cos \theta)$, donde la longitud de onda Compton se ha sustituido por su valor:

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = 0.024 \text{ Å}$$

Frecuentemente, en las determinaciones experimentales, se mide la energía del fotón difundido y no su longitud de onda; por lo que de la ecuación (6) podemos obtener:

$$E'_{\gamma} = E_{\gamma} \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + E_{\gamma} (1 - \cos \theta)} \quad (8-a)$$

que de forma más operativa puede escribirse como:

$$\frac{1}{E'_{\gamma}} = \frac{1}{E_{\gamma}} + \frac{1}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \quad (8-b)$$

donde $m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ si, como es habitual, expresamos la energía del fotón incidente en MeV .

De la ecuación (1) podemos obtener la energía del electrón emitido tras la colisión sin mas que tener en cuenta la ecuación (8-a):

$$E_e = E_{\gamma}^2 \frac{1 - \cos \theta}{m_0 c^2 + E_{\gamma} (1 - \cos \theta)} \quad (9)$$

Estos electrones son emitidos bajo un ángulo tal que:

$$\tan \alpha = \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + E_{\gamma}} \cot \frac{\theta}{2} \quad (10)$$

como puede obtenerse de las ecuaciones (4) y (5) teniendo en cuenta la ecuación (8-a).

En la Tabla adjunta resumimos brevemente, a partir de las ecuaciones (8-a), (9) y (10), la evolución de los valores de las energías del fotón difundido y del electrón emitido, así como del ángulo bajo el cual se emite; en función del ángulo θ bajo el que los fotones son observados.

θ	E'_γ	E_e	α
0	E_γ	0	---
$\pi/2$	$\frac{E_\gamma m_o c^2}{m_o c^2 + E_\gamma}$	$\frac{E_\gamma^2}{m_o c^2 + E_\gamma}$	$\arctan \frac{m_o c^2}{m_o c^2 + E_\gamma} < \frac{\pi}{2}$
π	$\frac{E_\gamma m_o c^2}{m_o c^2 + 2E_\gamma}$	$\frac{2E_\gamma^2}{m_o c^2 + 2E_\gamma}$	0

De esta Tabla podemos extraer la variación de la energía del fotón difundido:

$$E_\gamma \frac{m_o c^2}{m_o c^2 + 2E_\gamma} \leq E'_\gamma \leq E_\gamma \quad (11)$$

lo que corresponde a una variación de la energía del electrón emitido:

$$E_\gamma^2 \frac{m_o c^2}{m_o c^2 + 2E_\gamma} \geq E_e \geq 0 \quad (12)$$

y lo que es muy interesante, mientras que los fotones son difundidos en todas direcciones ($0 \leq \theta \leq \pi$), los electrones sólo son emitidos hacia adelante ($\pi/2 > \alpha \geq 0$).

13.3 Sección eficaz diferencial de dispersión Compton expresión de Klein-Nishina.

Esta sección eficaz fue calculada, por primera vez, usando los métodos de la electrodinámica cuántica y se conoce como fórmula de *Klein-Nishina*. En el sistema de referencia laboratorio, la sección eficaz diferencial puede expresarse:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{E'_\gamma} + \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} - \sin^2 \theta \right) \quad (13)$$

donde r_e es el radio clásico del electrón ($r_e = 2.82 \times 10^{-15} m$) y E_γ , E'_γ , θ , tienen el mismo significado que antes (figura 28).

Introduciendo la ecuación (8-a) en (13) y escribiendo $\gamma = E_\gamma / m_o c^2$, por razones de operatividad, se encuentra:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]^2} \left(1 + \cos^2 \theta + \frac{\gamma^2 (1 - \cos \theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \right) \quad (14)$$

Integrando esta expresión para todo el ángulo sólido, $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$, obtenemos la probabilidad total, por electrón, de que se produzca una dispersión Compton:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \gamma}{\gamma^2} \left[\frac{2(1 + \gamma)}{1 + 2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1 + 2\gamma) \right] + \frac{1}{2\gamma} \ln(1 + 2\gamma) - \frac{1 + 3\gamma}{(1 + 2\gamma)^2} \right\} \quad (15)$$

De la fórmula de *Klein-Nishina* pueden calcularse dos cantidades muy útiles denominadas secciones eficaces de difusión, σ^s , y de absorción, σ^a , Compton. La primera se define como la fracción promedio de la energía total contenida en el fotón difundido, mientras que la segunda representa la energía en promedio transferida al electrón de retroceso. Puesto que, normalmente, el electrón es completamente frenado en el material difusor, es ésta la fracción de energía absorbida por el material en la dispersión Compton.

Obviamente la suma de estas dos cantidades debe ser:

$$\sigma_c = \sigma^s + \sigma^a \quad (16)$$

donde ambas pueden calcularse de su definición:

$$\frac{d\sigma^s}{d\Omega} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad \frac{d\sigma^a}{d\Omega} = \frac{E_e}{E_\gamma} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (17),(18)$$

Si en la ecuación (17) introducimos las ecuaciones (8-a) y (11) y posteriormente integramos, obtenemos:

$$\sigma^s = \pi r_e^2 \left[\frac{1}{\gamma^3} \ln(1+2\gamma) + \frac{2(1+\gamma)(2\gamma^2-2\gamma-1)}{\gamma^2(1+2\gamma)^2} + \frac{8\gamma^2}{3(1+2\gamma)^3} \right] \quad (19)$$

Análogamente a partir de la ecuación (18), e introduciendo las ecuaciones (9) y (11), podemos encontrar una expresión para σ^a , aunque más sencillamente puede obtenerse de la ecuación (16), una vez conocidos σ_c y σ^s .

13.4 Objetivos de la práctica.

Independientemente del interés histórico de los efectos fotoeléctrico y de Compton, como determinantes del carácter corpuscular de la luz, ambos representan junto con la creación de pares, e^+e^- , los principales mecanismos a través de los que los rayos-X y gamma interactúan con la materia; lo que tiene como resultado una atenuación en su intensidad.

Los objetivos que se pretende conseguir con la realización de esta práctica pueden clasificarse en dos grupos:

13.4.1 Objetivos generales.

- Manejo del detector de centelleo de *INa*, de uso frecuente en la detección de fotones.
- Determinación de la tensión óptima de polarización del fotomultiplicador (PM).
- Montaje de la cadena electrónica para la detección de fotones.
- Calibrado en energía del sistema de adquisición analógico (PCA).
- Determinación de la eficiencia del detector (absoluta e intrínseca).
- Montaje de un circuito de coincidencias para determinar la energía de los electrones de retroceso.

13.4.2 Objetivos específicos.

- Verificar la ley de Compton a través de la medida de la energía de los fotones difundidos, en función del ángulo θ (ecuación 8-b).
- Calcular la constante, λ_c , de Compton.
- Verificar la fórmula de *Klein-Nishina*, determinado la sección eficaz diferencial en función del ángulo θ (ecuación 14).
- Determinar la energía de los electrones de retroceso correspondientes a los fotones difundidos bajo un ángulo θ .

13.5 Descripción del material.

El tipo de montaje a realizar y el material a utilizar será diferente dependiendo de qué pretendamos:

- a) Estudiar la energía del fotón difundido y la sección eficaz diferencial de la dispersión Compton en función del ángulo θ .
- b) Determinar la energía de los electrones de retroceso correspondientes a los fotones difundidos bajo un ángulo θ .

Si embargo, es útil dar una relación del material necesario para la realización de ambas partes de la práctica y que agruparemos en:

- **Fuente de fotones de ^{137}Cs** blindada, con haz colimado. Adviértase que la actividad de esta fuente es elevada ($\sim 6 \text{ mCi}$, valor que deberá corregirse a la fecha de empleo) por lo que no deberá ser extraída de su contenedor ni manipulada por los alumnos bajo ningún concepto. Avísese al profesor si se requiere su manipulación.
- **Fuentes gamma patrón** encapsuladas (ver apartado 4), de diferentes radionúclidos. Todas las fuentes utilizadas poseen una actividad nominal datada que debe ser corregida a la fecha de su empleo. La actividad nominal de la fuente corresponde a la desintegración β y no a las desintegraciones γ que se producen en la desexcitación del núcleo hijo. Ambas actividades no tienen por qué coincidir. Para conocer la actividad γ es necesario conocer el esquema de desintegración β . El alumno deberá estudiar detalladamente el esquema de desintegración β del ^{137}Cs y calcular la actividad nominal de la transición γ de 662 KeV.
- **Dispositivo mecánico** que incluye:
 - a) Escala circular sobre la que puede leerse el ángulo que forma el eje que sostiene al detector, con la dirección del haz incidente.
 - b) Pivote para sujetar el centro difusor (cilindro de Al).
- **Detector de centelleo ($\text{INa} + \text{PM}$)** (ver apartado 6 y subapartados). Se utiliza para estudiar la variación de la energía de los fotones difundidos en función del ángulo.
- **Detector de centelleo (Plástico + PM)**. Se utiliza para estudiar la energía de los electrones de retroceso. En este caso se coloca en lugar del centro difusor, protegido por un cilindro hueco de Al , ejerciendo así su doble cometido de centro difusor de fotones y como detector de los electrones de retroceso que serán frenados en su interior, depositando toda su energía.

- **Fuente de alta tensión** con cuatro salidas independientes. Es muy importante seleccionar la polaridad de la tensión de acuerdo con el tipo de fotomultiplicador utilizado, en este caso la **polaridad es positiva**, pero conviene consultar con los profesores por si se hubiera producido alguna modificación. Una tensión de polaridad opuesta origina la rotura del fotomultiplicador. Se recomienda **no sobrepasar los 1000 V**.
- **Electrónica NIM** para el tratamiento de las señales y que incluye (ver apartado 8 y subapartados):
 - ♦ Preamplificador .
 - ♦ Amplificador.
 - ♦ Generador de Pulsos (Pulse Generator).
 - ♦ Retrasador de señales (Delay Amplifier).
 - ♦ Analizador monocanal (SCA).
 - ♦ Generador de puertas (Delay and Gate Generator).
 - ♦ Puerta lineal (Linear Gate).
- Sistema de adquisición de datos (PCA).
- Osciloscopio.
- Cables coaxiales de señal.

13.6 Montajes experimentales.

El dispositivo experimental utilizado para estudiar la variación de la energía del fotón difundido, con el ángulo de observación θ , se muestra en la figura 29, donde:

- $R_1 = 469 \text{ mm}; R_2 = 368 \text{ mm};$
 $\phi = 0.0625 \text{ rad}$
 (1) Fuente de ^{137}Cs [$A_0 = 6.55 \text{ mCi}$]
 (2) Cilindro de aluminio ($r = 0.635 \text{ cm}$).

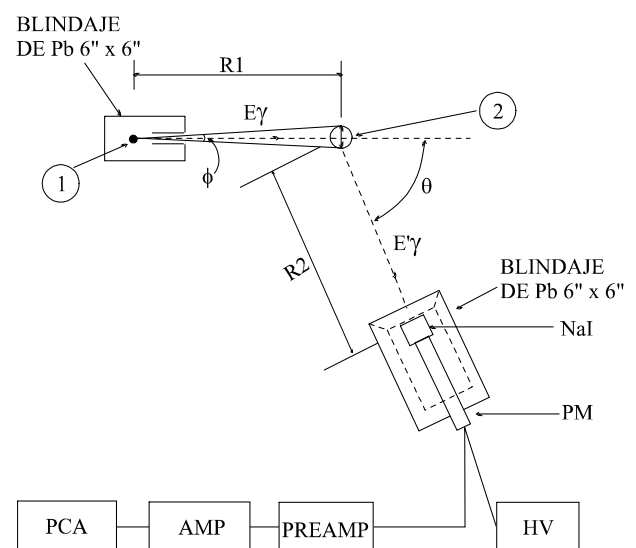


figura 29.- Dispositivo experimental.

Para estudiar la energía de los electrones emitidos, debe sustituirse el cilindro difusor de Al , por un plástico centelleador que lleva adosado un PM.

El plástico, situado en el interior de un cilindro hueco de aluminio, actúa como difusor de fotones y como generador de luz, procedente del frenado de los electrones de retroceso, que pierden en él toda su energía. La envoltura de Al evita que esta luz se pierda.

Las señales originadas en los dos centelleadores (INa y $Plástico$) son tratadas de forma diferente y conducidas a una puerta lineal de coincidencia ($GATE$), que controla el paso de las señales al sistema de adquisición (PCA). Este punto será tratado detalladamente en un apartado posterior.

13.7 Operaciones previas a la adquisición de datos.

Deben realizarse antes de comenzar la adquisición de datos. Puesto que la fuente blindada con la que se va a desarrollar la práctica es de ^{137}Cs , es aconsejable utilizar en todos nuestros calibrados, entre otras, una fuente encapsulada de ^{137}Cs .

- **Determinación de la tensión óptima del PM.**

Para el desarrollo de este apartado se deberán seguir las especificaciones dadas en (6.3.1).

Con objeto de obtener la tensión óptima, procederemos a determinar la resolución del fotopico producido por una fuente encapsulada de ^{137}Cs (662 KeV), en función de la tensión aplicada. Podemos, por ejemplo, variar la tensión entre 600 y 950 V en pasos de 50 V, sin sobrepasar los 1000 V. Ajustando la ganancia del Amplificador de manera que a la tensión máxima (950 V) el fotopico de 662 KeV aparezca en la zona derecha del espectro adquirido por la PCA; mientras que a la mínima tensión (600 V) el fotopico aparezca en la parte izquierda del espectro.

- **Calibrado en energía de la PCA**

Con el fin de proceder a la calibración energética deberán seguirse las especificaciones dadas en el apartado 9.

- **Resolución en función de la energía.**

Determinése la curva de *resolución energética* en función de la energía nominal de emisión de la radiación. Para ello se han de utilizar, como en el apartado anterior, los fotopicos obtenidos para las distintas fuentes. La expresión que proporciona dicha resolución es la misma que se utilizó para la determinación de las condiciones de trabajo. Obténganse las representaciones gráficas de la resolución en función de la energía E y de $E^{-1/2}$, así como los ajustes de dichas curvas.

Téngase presente que en la resolución en función de la energía interviene el hecho de que el detector es de absorción total, lo que implica una función de la resolución de la forma $aE^{-1/2}$. También intervienen otros factores como el ruido electrónico, que es constante e independiente de la energía de la radiación medida. Estos dos efectos nos llevan a concluir que la resolución debe comportarse como $aE^{-1/2} + b$. Hágase un ajuste de este tipo.

- **Determinación de la eficiencia del detector de INa.**

Para determinar la sección eficaz diferencial de la dispersión Compton es necesario conocer la eficiencia intrínseca del detector, la cual depende de la energía de los fotones incidentes.

Por tratarse de fuentes puntuales y un detector con simetría cilíndrica, el cálculo de la eficiencia se puede llevar a cabo tal y como se describe en el apartado 10.

Calcúlense las eficiencias absoluta e intrínseca, teniendo presente las siguientes recomendaciones:

- Utilícense las áreas netas de los fotopicos de fuentes de actividad conocida y corríjase su actividad en la fecha actual.

- Calcúlese la aceptación del detector, para una determinada posición de las fuentes, que debe permanecer inalterada a lo largo de la medida de eficiencias. Cuando se cambia de fuente, controlar que la posición es exactamente la misma.
- Téngase en cuenta que la actividad nominal de la fuente hace referencia a la actividad de la desintegración β , que en el núcleo hijo origina desintegraciones γ por tanto, habrá que conocer las fracciones de desintegración y evaluar cuántos fotones se emiten por cada desintegración β .

Hágase una representación gráfica de la eficiencia intrínseca del detector en función de la energía de la radiación γ , utilizando para ello fotopicos bien separados. Compárense los valores obtenidos con los que aparecen en la bibliografía para este detector.

13.7.1 Determinación del cero de la escala de ángulos.

La escala angular, alrededor de la cual gira el centelleador de INa, deberá permanecer fija en todas las medidas. Sin embargo, la posición del cero no tiene, necesariamente, que coincidir con el cero real, que se define como la división de la escala por la que pasaría una línea recta que uniera el centro de la fuente con el centro del blanco.

El método más refinado, aplicable a blancos constituidos por películas delgadas, consiste en buscar el ángulo de la escala para el que la tasa de cuentas del detector de fotones que atraviesan el blanco, sea máxima. Sin embargo, puesto que nuestro centro difusor es cilíndrico, el procedimiento anterior sólo nos aseguraría que la fuente y el detector están alineados, sin importar para nada la posición del centro difusor. Por ello determinaremos el cero de la escala alineando el centro de la fuente y el cilindro difusor, mediante un hilo tenso. Este procedimiento introduce un error en la medida del ángulo que es muy pequeño en relación al ángulo con que desde el detector se ve el blanco (del orden de tres grados).

Es también posible que el haz esté ligeramente desplazado y golpee lateralmente al cilindro; en tal caso el máximo de la tasa de cuentas no coincide con el cero determinado con el hilo tenso. Esta situación es muy importante en el cálculo de las secciones eficaces diferenciales, ya que no podemos determinar con precisión la intensidad de los fotones incidentes sobre el blanco, ni la porción del pivote bombardeada por el haz. La consecuencia inmediata es que nuestras secciones eficaces diferenciales vendrán expresadas en unidades arbitrarias, por lo que deberán ser renormalizadas a los valores previstos por la fórmula de *Klein-Nishina*, si queremos expresarlas en mb/sr.

Hágase una medida del perfil del haz, midiendo el número de fotones directos que llegan al detector para distintos ángulos alrededor del cero de la escala angular. El valor del ángulo para el cual se obtenga el máximo de cuentas será una buena estimación del cero real.

13.8 Medida de la energía de los fotones difundidos en función del ángulo θ .

Utilizando el dispositivo experimental esquematizado en la figura 29 podemos proceder a estudiar la ley del corrimiento Compton, midiendo la energía de los fotones difundidos en función del ángulo θ formado por el eje del detector y la dirección del haz incidente.

Las medidas pueden realizarse a cualquier ángulo pero el fotopico de 662 KeV del ^{137}Cs interfiere con el fotopico de fotones difundidos y su separación requiere un tratamiento numérico muy sofisticado; por ello debe iniciarse la adquisición a partir de un ángulo relativamente grande, del orden de 20-30 grados.

Puesto que el cono de gammas emitidas por la fuente está poco colimado, incluso a ángulos relativamente grandes se detectan, junto a los fotones difundidos, los fotones de la fuente. Para evitar este efecto contaminante, no deseable, se construye un muro de ladrillos de plomo orientándolos de forma que a cada ángulo de observación intercepten el camino de los fotones emitidos por la fuente y los difundidos por el bloque de blindaje de plomo.

Dado el bajo rendimiento del fotopico producido por los fotones difundidos, la adquisición debe efectuarse a intervalos $\Delta\theta=10^\circ-15^\circ$.

Utilizando la ecuación (8-b), podemos representar en ordenadas $1/E'_\gamma$, donde E'_γ es la energía calculada para los fotones difundidos, frente a $(1 - \cos \theta)$ en abscisas, siendo θ el ángulo a que se realiza la adquisición, y ajustar estos valores a una línea recta por el método de mínimos cuadrados: $y = ax + b$. Hágase una discusión de la bondad del ajuste mediante un análisis del χ^2 .

En teoría, esta representación debería ser una línea recta cuya pendiente y ordenada en el origen tomarían los valores:

$$a = \frac{1}{m_0 c^2} = \frac{1}{0.511} \text{MeV}^{-1} = 1.956 \text{MeV}^{-1} \quad (20-a)$$

$$b = \frac{1}{E_\gamma} = \frac{1}{0.662} \text{MeV}^{-1} = 1.510 \text{MeV}^{-1} \quad (20-b)$$

La comparación entre los valores de a y b calculados de la ecuación de la línea recta que ajusta las medidas, y los teóricos dados por las ecuaciones (20-a) y (20-b) nos dará otra estimación de la calidad de nuestras medidas y de los errores sistemáticos que hayamos podido introducir.

13.8.1 Determinación de la constante λ_c de Compton.

A partir del ajuste realizado en el apartado anterior puede estimarse el valor de la constante de Compton con su error.

13.9 Determinación de la sección eficaz diferencial en función del ángulo θ .

La sección eficaz diferencial debe ser calculada, mediante las ecuaciones (13) o (14) y tomando $\gamma = E_\gamma / m_0 c^2 = 0.662/0.511 = 1.295$, para los mismos ángulos en los que hemos realizado las medidas. El objetivo es poder comparar los valores teóricos con los obtenidos a partir de nuestras medidas.

Las secciones eficaces diferenciales pueden también obtenerse como la relación por cociente entre el número de fotones registrados, por unidad de tiempo y de ángulo sólido, por nuestro detector y el número total de fotones que, por unidad de superficie y de tiempo, inciden sobre los electrones del centro difusor; es decir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\mathcal{E}_{\text{int}}} \frac{(\Sigma - \sigma)/t}{nI_0\Omega} \quad (21)$$

donde Σ es el número total de cuentas del fotopico de fotones difundidos, σ el número de cuentas del fondo bajo el fotopico, t el tiempo de adquisición, \mathcal{E}_{int} la eficiencia intrínseca de cada pico, I_0 es el número de gammas emitidas desde la fuente por unidad de tiempo $[A(t)]$ y

por unidad de superficie ($4\pi R_1^2$ según la figura 29), que incide sobre el centro difusor, Ω es el ángulo sólido, medido en estereorradianes, subtendido por el detector y

$$n = \frac{\rho_{Al} N_A}{P_a(Al)} V \quad (22)$$

donde ρ_{Al} es la densidad del Aluminio, N_A el número de Avogadro, $P_a(Al)$ el peso atómico del Al y V el volumen del cilindro difusor interceptado por el cono de gammas procedente de la fuente ($V = \pi r^2 h$ con $r = \text{radio del cilindro de Al}$ y $h = R_1 \sin \phi$, según la figura 29).

Puesto que el volumen realmente interceptado por el cono de gammas sobre el centro difusor no coincide en general con el calculado, debido al probable descentrado del haz, las secciones eficaces diferenciales calculadas con la expresión (21) deben ser renormalizadas a las obtenidas con las ecuaciones (13) o (14), por un factor que, en general, será diferente de la unidad. Evalúese el factor de renormalización y justifíquese su valor por medio del conocimiento del perfil del haz y de la sección eficaz Compton a la energía de trabajo.

13.10 Determinación de la energía del electrón de retroceso en función del ángulo θ .

El espectro de energías del electrón de retroceso se puede calcular teóricamente a partir de las ecuaciones (1) ó (9), una vez conocida la energía de los fotones emitidos simultáneamente. Su valor está limitado en el intervalo dado por la ecuación (12).

La distribución experimental de energías en función del ángulo de difusión del fotón, se obtiene sustituyendo el cilindro de aluminio por el detector de centelleo plástico ($V = 1700$ Volts) y adquiriendo el correspondiente espectro energético con la PCA. Ahora bien, si no estableciéramos ninguna restricción obtendríamos una distribución continua de energías entre los límites permitidos cinemáticamente para la energía de los electrones, dado que estos electrones corresponderían a la totalidad de fotones difundidos para cualquier ángulo.

Hemos de seleccionar, por tanto, únicamente los electrones asociados a los fotones que se difunden a un determinado ángulo. Es decir, hemos de adquirir el pulso del centelleador plástico únicamente cuando éste se emita en coincidencia con el pulso del detector de INa situado a un determinado ángulo. Para establecer dichas coincidencias utilizaremos la técnica de la puerta lineal (linear gate), de modo que la señal lógica corresponderá a la detección del fotón en el centelleador de INa y la analógica con el pulso que genera el electrón en el detector plástico. En la figura 30 se esquematiza el montaje electrónico para establecer la coincidencia.

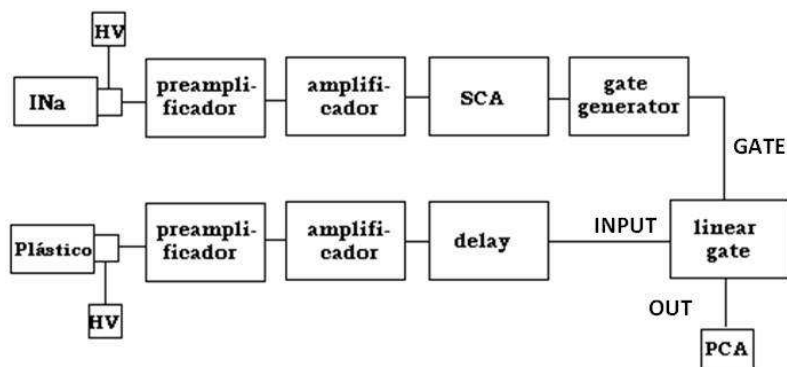


figura 30.- Cadena electrónica para establecer coincidencias.

Una vez amplificada la señal del centelleador inorgánico, el módulo *SCA* permite seleccionar los pulsos correspondientes a los fotones del fotopico, generando una señal lógica que será ensanchada adecuadamente, mediante el generador de puertas, para ser introducida como *gate* en la puerta lineal. Es necesario calibrar, previamente, la escala del *SCA* (voltios) en función de los canales de la *PCA*, para poder seleccionar los intervalos correspondientes a los fotopicos que se obtuvieron anteriormente. La calibración se puede llevar a cabo utilizando un generador de pulsos o con la propia fuente, variando los niveles de discriminación del *SCA* y anotando los canales de la *PCA* en los que se registran las cuentas.

Aunque el proceso físico de difusión del electrón y del fotón es simultáneo, la respuesta de los centelleadores plásticos es más rápida que la de los inorgánicos; además el pulso procedente del *INa*, el correspondiente al fotón, pasa a través del *SCA* y del generador de puertas antes de ser introducido como *gate* en la puerta lineal. Por tanto, habrá que retrasar la señal analógica correspondiente al electrón antes de introducirla en la puerta lineal para establecer la coincidencia. El procedimiento para determinar el retraso se explica en el siguiente subapartado (13.10.1).

Una vez conocidos el retraso y la anchura de la *gate* se procederá a adquirir los espectros energéticos de los electrones en función del ángulo. La calibración energética del detector plástico y la verificación de los resultados se puede llevar a cabo comparando con los valores teóricos que proporciona la ecuación (9) y estableciendo los correspondientes niveles de confianza. Para la realización de este apartado es conveniente empezar a trabajar con ángulos grandes e ir disminuyéndolos progresivamente hasta que el espectro energético de los electrones sea prácticamente inobservable, dado que la energía del electrón disminuye con el ángulo.

13.10.1 Ajuste de retrasos. Curva de coincidencias.

La medida de la diferencia temporal entre señales, que si bien corresponden a fenómenos físicos coincidentes, no llegan simultáneamente al módulo de coincidencias por el hecho de recorrer caminos electrónicos diferentes se puede llevar a cabo:

- a) Con el osciloscopio (modo trigger)
- b) Obteniendo la curva de coincidencias.

Como en nuestro caso el número de coincidencias no es demasiado elevado, el método más eficaz para determinar el retraso que hemos de introducir en la rama por la que se transmite la señal del electrón es establecer la curva de coincidencias. Consiste en representar el número de coincidencias en función del retraso introducido en una de las ramas; teniendo en cuenta que retrasar una rama es equivalente a adelantar la otra. Dado que el retraso tan solo depende de la cadena electrónica, es conveniente utilizar una fuente con una tasa alta de sucesos coincidentes, por ejemplo el ^{22}Na , que al ser un emisor β^+ emite dos fotones que forman un ángulo de 180° . Para aumentar la tasa de cuentas se recomienda situar ambos detectores lo más próximo posible y la fuente entre ellos (consultar con el profesor para el montaje). El retraso correcto es el que corresponde al centro del *plateau* en el máximo de la curva (ver W.R. Leo y apartado 12.2 de este manual).

13.11 Referencias

Radiation Detection and Measurement.

Glenn F. Knoll. Ed. John Wiley & Sons. New York, 1969.

Nuclear Radiation Detection.

William J. Price. Ed. McGraw-Hill Book Company. (Second edition)

Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.

William R. Leo. Ed. Springer Verlag, 1994.

Mètodes Numèrics per a la Física.

R. Guardiola, E. Higón, J Ros. Ed. Universitat de València. 1995.

Introductory Nuclear Physics.

K.S. Krane. Ed. John Wiley and Sons. 1987.

The atomic nucleus.

R.D. Evans. Ed. Krieger Publishing Co. 1982.

Probability and statistics in particle physics.

A.G. Frodesen, O. Skjeggstad, H. Tofte. Ed. Universitetsforlaget. Bergen. 1979.

Data reduction and error analysis for the physical sciences.

Ph. R. Bevington. Ed. McGraw-Hill Book Co. 1969.

Análisis de errores.

C. Sánchez del Río. Ed. Eudema Universidad. 1989.

Manuales de los distintos módulos.