



Objetivos: Estudio de los espectros de radiación gama obtenidos con analizadores multicanales. Estudio del efecto Compton. Comparación de modelos clásicos y relativistas para la interacción de rayos gama con electrones libres. Determinación experimental de la masa en reposo del electrón. Cinemática relativista del electrón.

Introducción - Efecto Compton

Cuando un fotón interactúa con un electrón libre, para que se conserve la energía y momento en la interacción, en el estado final debemos tener un electrón y un nuevo fotón entre los cuales se reparten la energía y el momento del fotón incidente. Este efecto también se produce con electrones cuasi-libre, o sea aquellos que tienen una energía de ligadura al átomo mucho menor que la energía del fotón incidente. En la Fig. 1 se presenta un diagrama esquemático de este proceso:

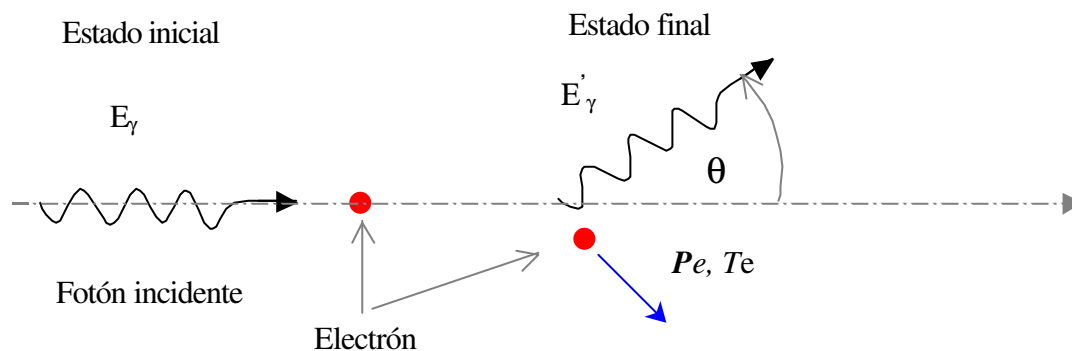


Figura 1: Esquema de una interacción Compton

Llamamos P_e y T al momento y energía cinética del electrón después de la interacción. Designamos con E_γ la energía del fotón incidente y con $E'_\gamma(\theta)$ la energía del fotón después de la interacción, que suponemos sale en una dirección que forma un ángulo θ con la dirección del fotón incidente. Para el caso particular de una colisión unidimensional, es

decir para el caso en que $\Theta=180^\circ$, de la conservación del momento y energía es fácil demostrar que:

$$P_e \cdot c^2 = 2E_\gamma - T \quad (1)$$

Esta relación es válida tanto relativísticamente como clásicamente. (demuestre la validez de esta última afirmación y obtenga la Ec.(1)).

La conexión clásica entre energía y momento es:

$$T = \frac{P_e^2}{2 \cdot m_{nr}} \quad (2)$$

Aquí m_{nr} es la masa no relativista del electrón y T es su energía cinética. Combinando (1) y (2) tenemos:

$$m_{nr} \cdot c^2 = \frac{2 \cdot E_\gamma - T}{2 \cdot T} \quad (3)$$

Esta expresión permite obtener la masa no relativista del electrón en la aproximación clásica, en términos de la energía del fotón incidente y la energía cinética máxima de los electrones después de una interacción Compton. La expresión relativista entre el momento y la energía cinética es:

$$T = E_e - m_e \cdot c^2 = \sqrt{P_e^2 \cdot c^4 + m_e^2 \cdot c^4} - m_e \cdot c^2 \quad (4)$$

donde m_e es la masa en reposo del electrón. En esta expresión, E_e es la energía total del electrón. Si combinamos las expresiones (1) y (4) obtenemos:

$$m_e \cdot c^2 = \frac{2 \cdot E_\gamma \cdot (E_\gamma - T)}{T} \quad (5)$$

Esta ecuación es la análoga a la expresión (3) obtenida usando la relación relativista entre la energía y momento del electrón Ec.(4).

Los parámetros: $\beta = v/c$, $\gamma = 1/(1-\beta^2)^{1/2}$ y $E_e = (p_e^2 \cdot c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2}$ pueden escribirse en término de los parámetros T y E_γ como:

$$\beta = \frac{T \cdot (2 \cdot E_\gamma - T)}{T^2 - 2 \cdot E_\gamma \cdot T + 2 \cdot E_\gamma^2} \quad (6)$$

$$\gamma = 1 + \frac{T^2}{2E_\gamma(E_\gamma - T)} \quad (7)$$

$$E_e = \frac{T^2 - 2E_\gamma T + 2E_\gamma^2}{T} \quad (8)$$

- Obtenga las expresiones (4), (5) y (6) y discuta si estas relaciones son válidas clásicamente y/o relativísticamente.

Espectros de rayos gama- Arreglo experimental para estudiar el efecto Compton.

Utilizando el dispositivo experimental esquematizado en la Fig. 2 y un conjunto de fuentes de radiación gama, de modo de cubrir un rango de energía lo más amplio posible, trataremos de obtener los espectros de rayos gama de dichas fuentes. A partir de estas mediciones, nos proponemos estudiar las características básicas del efecto Compton y las relaciones entre energía, momento y masa del electrón discutidas previamente. Es conveniente que las fuentes sean, o bien monoenergéticas, o bien que presenten pocos picos. Fuentes tales como: ^{57}Co , ^{52}Cr , ^{22}Na , ^{60}Co , ^{198}Au , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{207}Bi , pueden ser adecuadas. Asegúrese que las fuentes elegidas cubran un rango de energías de fotones entre unos 100 KeV a 1.3 MeV aproximadamente. Este rango posibilita que los electrones que colisionan frontalmente (esto significa que en una colisión Compton el fotón dispersado salga a 180° respecto de su dirección de incidencia) salgan con energías cinéticas mucho menores y mucho mayores que su masa en reposo ($m_e \cdot c^2$). Conociendo las energías de los fotones que emiten estas fuentes^[2,3], realizamos una calibración en energía del sistema de adquisición utilizado.

NOTA SOBRE SEGURIDAD: Consulte con su instructor sobre las precauciones a tener en cuenta con el manejo del dispositivo experimental (fuentes de alta tensión, fuentes radiactivas, etc.). No aplique tensión al detector ni conecte nada al multicanal de la computadora hasta que un instructor revise su circuito

electrónico. Tenga precaución con el manejo de las fuentes radioactivas y después de su uso colóquelas en los contenedores de plomo correspondientes.

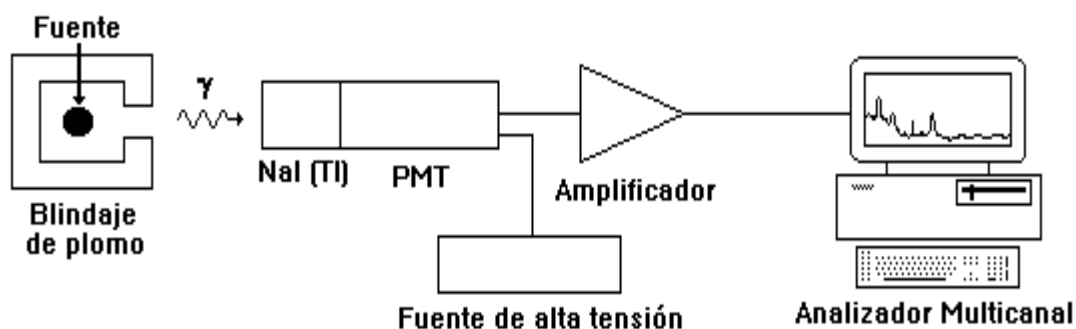


Figura 2: Esquema del dispositivo experimental para obtener espectros de rayos gama.

El objetivo de las técnicas espectroscópicas es la determinación de las energías e intensidades de los fotones incidentes. El detector a utilizar en este experimento puede ser un detector de estado sólido Ge(Hp) o bien un centellador del tipo NaI(Tl)^[4]. Este último consiste de un centellador inorgánico de Ioduro de Sodio dopado con Talio. Los fotones incidentes interactúan con los átomos del detector a través de distintos mecanismos^[4]:

- **Efecto fotoeléctrico**, cuando el fotón incidente entrega toda su energía a un electrón ligado a un átomo. El electrón eyectado adquiere una energía igual a la del fotón incidente, menos la energía de ligadura al átomo.
- **Efecto Compton**, aquí tenemos en el estado final un electrón libre y otro fotón, entre ambas partículas se reparten la energía del fotón incidente.
- **Creación de pares** (si $E_\gamma > 1022 \text{ KeV}$): en este caso, la energía del fotón incidente se emplea en generar un par electrón -positrón, que se reparten entre sí la energía del fotón incidente.

En estas interacciones la energía de los fotones se degrada dentro del detector en distintos tipos de excitaciones del material que forma el detector. En los centelladores, la energía de los fotones incidentes se invierte en producir una cierta cantidad de fotones ópticos, cuyo número es proporcional a la energía del fotón incidente. Los electrones producidos en los distintos mecanismos de interacción, su vez excitan a la red cristalina induciendo la emisión de fotones ópticos, por lo que la información de la energía del rayo gama queda contenida en el **número** de fotones ópticos y no en la energía de los mismos.

En los centelladores, los fotones visibles inciden sobre el fotocátodo de un tubo

fotomultiplicador (PMT). En el fotocátodo, cada fotón visible que incide produce la emisión de electrones, por efecto fotoeléctrico. Estos son acelerados y dirigidos hacia una serie de electrodos (dínodos)^[4]. Al chocar los electrones contra los dínodos, se producen más electrones por emisión secundaria, el número ν de electrones expulsados por cada colisión varía según la tensión aplicada a los dínodos (usualmente de 5 a 10). Estos electrones son nuevamente acelerados y dirigidos hacia otros electrodos, consiguiéndose así un efecto multiplicador. De esta forma la salida del fotomultiplicador entrega un pulso de tensión cuya amplitud es proporcional a la energía del rayo gama original. El amplificador entre el PMT y al MCA amplifica y condiciona los pulso (le da una forma especial preestablecida).

En los detectores de estado sólido, la energía del fotón incidente se transforma en la creación de pares de electrones y huecos dentro del cristal que forma el detector. De este modo el campo eléctrico presente en el detector colecta estas cargas que generan un pulso de corriente en el circuito externo del detector. Como el número de pares electrón-hueco es proporcional a la energía del fotón incidente, el pulso de corriente (carga colectada) también es proporcional a la energía del fotón. Un preamplificador convierte la señal de la carga colectada en un pulso de tensión.

Después del detector (ya sea de estado sólido o de centelleo) se usa un amplificador espectroscópico, que amplifica y conforma los pulsos del detector.

Finalmente, el multicanal realiza un análisis de la altura del pulso, convirtiendo la señal analógica (tensión) en un número digital equivalente (número de canal). Finalmente existen varios programas que generan un histograma del número de cuentas versus canal. Es frecuente que el número de canal sea proporcional a las alturas de los pulsos, es decir de la energía de los rayos gamas. Una descripción más detallada de los diversos componentes del dispositivo experimental puede hallarse en la bibliografía^[4].

En la figura 3 se puede observar un espectro típico de rayos gama, obtenido con un detector de estado sólido, los espectros que resultan de un detector de centelleo es en esencia similar, excepto que la resolución de los picos no está tan buena como la ilustrada en la figura 3. Las principales características de un espectro gama son: el fotopico (corresponde al caso en que toda la energía del fotón incidente queda en el detector) y una planicie o meseta Compton. Esta planicie, se debe a que a menudo cuando ocurre una interacción Compton, el electrón deja toda su energía en el detector, mientras que el fotón producido en la interacción se escapa del mismo. Por esta razón la planicie siempre

aparece a energías menores que el fotopico. La relación entre la importancia relativa de la meseta Compton y el fotopico depende entre otros factores del tamaño del detector. Cuando más grande sea el tamaño del mismo, menor será la probabilidad de escape de los fotones secundarios y menor será la magnitud de la meseta Compton respecto del fotopico. El continuo de la meseta se debe a que la energía de los electrones eyectados por la interacción, varía según sea el ángulo en que sale el fotón secundario. En particular, si el fotón secundario escapa a $\Theta=180^\circ$ de la dirección incidente, el electrón eyectado tendrá la máxima energía posible en este tipo de interacción. En otras palabras, el valor de energía máxima de la meseta Compton, llamada borde o canto Compton, esta asociado a la energía máxima impartida aun electrón en una interacción Compton. La razón por la que el canto Compton no es abrupto, está asociado en parte al hecho que los electrones del detector no están libres y a las limitaciones de resolución del detector. La presencia de cuentas entre el borde Compton y el fotopico está asociado a la posibilidad de que los fotones producidos en una interacción Compton realicen una segunda o tercera colisión Compton en el detector. Una discusión más detallada de los distintos tipos de interacciones que ocurren en los detectores de rayos gama puede encontrarse en la referencia [4].

De la discusión anterior, podemos concluir que del estudio de los espectro de rayos gama obtenidos usando detectores de estado sólido o centelladores podemos estudiar la cinemática y dinámica de la interacción de los fotones con los electrones del detector. Más específicamente, la energía de fotopico del espectro de rayos gama está asociada a la energía de los fotones incidentes (E_γ) mientras que la energía asociada al borde Compton es la energía máxima de los electrones eyectados en la interacción, o sea es la energía de los electrones que realizan una colisión unidimensional con los fotones incidentes y que en la ecuación (1) designamos con T . De este modo, el experimento que nos proponemos realizar consiste en estudiar experimentalmente la relación ente E_γ y T . Finalmente nos proponemos comparar nuestros resultados con las expectativas clásicas y relativistas para la dinámica del electrón eyectado.

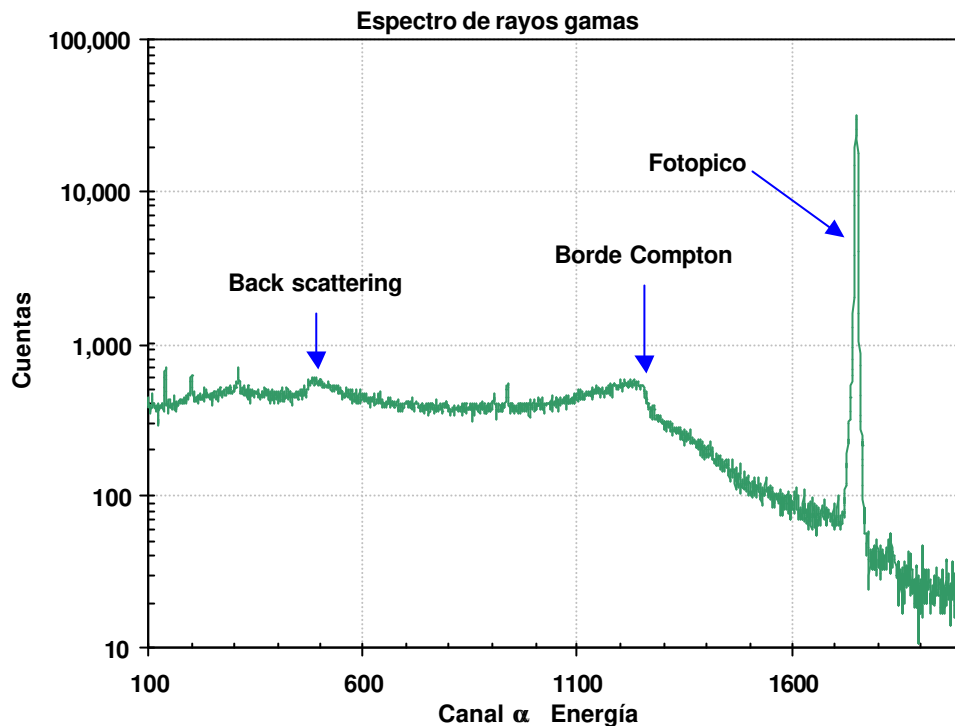


Figura 3 Espectro típico de rayos gama. Este caso corresponde a una fuente monoenergética, obtenida usando un detector de estado sólido Ge(Hp). Además del pico principal (fotopico) se observan dos conspicuas características, el borde Compton, que corresponde a la máxima energía de los electrones en una colisión frontal con los fotones incidentes y el pico de back scattering, que corresponde a la energía de los fotones que son retrodispersados en el medio circundante y reingresan al detector. Nótese que la escala vertical de este espectro es logarítmica.

Desarrollo del experimento. Si en su laboratorio dispone de detectores de rayos gama, arme un arreglo similar al descrito en la Fig. 2 para detectar rayos gama de fuentes radiactivas, teniendo las precauciones descritas antes y las que sus instructores le recomienden. Si no dispone de este tipo de instrumentos puede usar los espectros que se describen en el Apéndice. Estos espectros fueron obtenidos con un arreglo experimental similar al de la Fig.2 y usando detectores de estado sólido.

Calibración del multicanal: Una vez adquiridos los espectros de las diversas fuentes radiactivas:

- Representar gráficamente la posición de los centroides de los fotopicos (canal en el que se ubica el centroide) en función de las energías de los rayos gamas. Este gráfico constituye la curva de calibración en energía del

sistema espectroscópico. Con esta curva es posible determinar la energía asociada a cada canal del sistema espectroscópico.

- Realice un gráfico de energía del canto Compton (T) versus la energía del rayo gamma E_γ correspondiente (fotopico). Discuta brevemente el criterio usado para caracterizar el valor de T . En las Ref. [5,6] se presentan análisis detallados de caracterizar la posición del borde Compton.
- Usando sus datos de E_γ y T , representar gráficamente:
 - ✓ grafique $m_e c^2$ versus. T
 - ✓ grafique $m_{nr} c^2$ versus. T
 - ✓ grafique $m_{nr} c^2$ versus. E_γ .
 - ✓ Grafique $m_e c^2$ versus. E_γ .Compare sus resultados experimentales con las expectativas teórica (3) y (5). ¿Qué conclusiones obtiene de estos tres últimos gráficos?
- Usando sus datos experimentales junto con las relaciones (6), (7) y (8) construya los gráficos de:
 - ✓ β versus E_e
 - ✓ γ versus E_e
- Compare sus resultados con las expectativas relativistas.

Bibliografía

1. “Compton Scattering, the electron mass, and relativity: A laboratory experiment”, *P.L. Jolivette and N Rouze*, Am. J. Phys. **62**, 266 (1994).
2. Table of Isotopes, 7th Ed. C.M. Lederer, et al. John Wiley & Sons. N.Y. 1978. (También “Table of Radioisotopes”, *Lederer, Hollander y Perlman*, 6th Ed., John Wiley & Sons Inc., New York, 1967).
3. “Radiation detection and measurements” *Glenn F. Knoll*, 2st Ed. John Wiley & Sons Inc., New York, 1989, Capítulos 8, 9, 10 y 18.
4. “The Atomic Nucleus” - R.D. Evans, McGraw-Hill Book Co. New York 1955.
5. M.C. Lee, K.Veghese, and R.P. Garner. Nucl. Inst. & Meth. **A262** (1987) 430.
6. Tesis de Licenciatura del Dto. de Física de la Universidad de Buenos Aires de Enrique Batista - UBA 1992. (Phys. Rev. **C47**, 2916 (1993))

Apéndice 1

En www.fisicarecreativa.com encontrará datos de espectros útiles para este experimento. En particular los archivos que contienen los datos de eficiencia de los detectores GLP y GMX pueden ser útiles.

Eficiencia de detector tipo GLP	Ensayo para estudiar la variación de la eficiencia con la distancia detector-fuente
Eficiencia de detector tipo GMX	
Datos de fuentes radiactiva comunes	Datos de rayos gamas producidos