

Espectros de rayos γ y efecto Compton

Gabriela Pasquini, Muriel Bonetto, Natalia Philips

Laboratorio 5, Verano 2015

Adaptación de Guía de Laboratorio 5 escrita por Salvador Gil

Resumen

El objetivo de este experimento es la obtención de espectros de radiación γ y su uso para el estudio del efecto Compton surgidos de la interacción de rayos gama con electrones. Comparación de modelos clásicos y relativistas y determinación experimental de la masa en reposo del electrón.

1. Introducción

1.1. Detección de radiación γ

El objetivo de las técnicas espectroscópicas es la determinación de las energías e intensidades de los fotones incidentes provenientes de algún fenómeno. En este caso estudiaremos los espectros de radiación γ . Los rayos γ se producen mayormente por desexcitación de un nucleón de un nivel o estado excitado a otro de menor energía y por desintegración de isótopos radiactivos [1]. Su emisión es por lo tanto intrínsecamente estocástica y su frecuencia media depende de la probabilidad de que se produzca una determinada transición y de la actividad particular de cada fuente radioactiva.

La forma que tenemos de detectarlos es a través de su interacción con un detector. El detector a utilizar en este tipo de experimentos puede ser un detector de estado sólido Ge(Hp) o bien un centellador del tipo NaI(Tl)[2]. 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 [2] :

- 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, que en estos casos es despreciable.
- 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 $E_p > 1022\text{KeV}$): 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 incidentes se degrada dentro del detector en distintos tipos de excitaciones del material que forma el detector. Los electrones producidos en los distintos mecanismos de interacción, excitan a la red cristalina induciendo la emisión de fotones ópticos, por lo que la información de la energía de las distintas partículas después de su interacción a través de los procesos mencionados anteriormente, queda contenida en el número de fotones ópticos que emite el centellador. Estos fotones visibles inciden sobre el fotocátodo de un tubo fotomultiplicador (PMT) y producen a su vez la emisión de electrones por efecto fotoeléctrico. Estos electrones son acelerados y dirigidos hacia una serie de electrodos (dínodos) [2]. Al chocar los electrones contra los dínodos, se producen más electrones por emisión secundaria, que son nuevamente acelerados y dirigidos hacia otros dínodos, y así sucesivamente, consiguiéndose un efecto multiplicador. El número de electrones expulsados en cada colisión depende de la tensión aplicada al PMT. De esta forma la salida del fotomultiplicador entrega una corriente electrónica proporcional al número de electrones, que se traduce

en un pulso de tensión cuya amplitud es proporcional a la energía depositada en el detector por la radiación original y depende de la tensión aplicada al PMT.

A tensión aplicada al PMT fija, un histograma de la cantidad de pulsos recibidos en función de su amplitud relejará el espectro de energía resultante. Este espectro va a contener el resultado de todas las interacciones de la radiación incidente con el detector en cuestión. Vamos a ver un poco más en detalle la física involucrada en estas interacciones.

1.2. 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 [3]. 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:

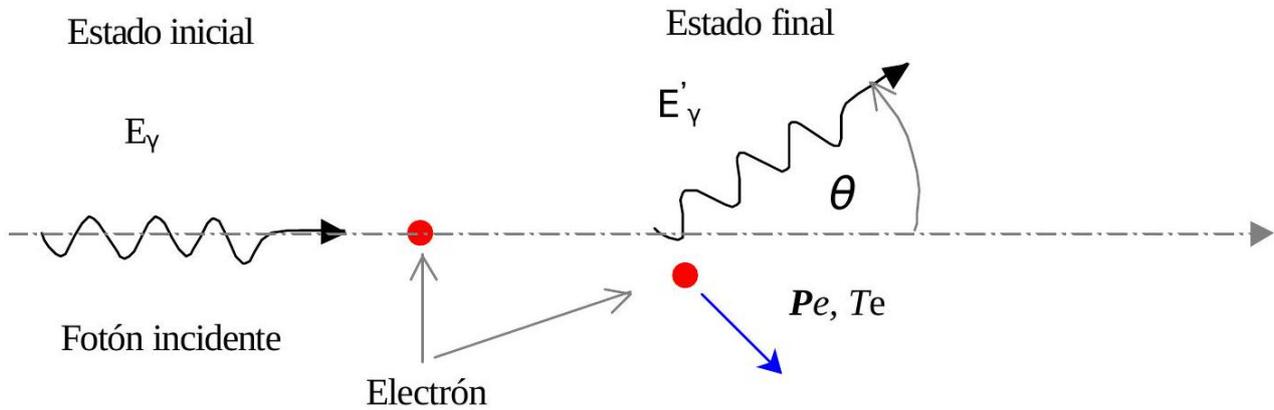


Figura 1: Esquema de una interacción Compton

Llamamos P_e y T_e 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:

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

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:

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

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

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

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.

Por otro lado, la expresión relativista entre el momento y la energía cinética es:

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

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:

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

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

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

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

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

1.3. Espectros de rayos γ

En la figura 1.3 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 son en esencia similares, excepto que la resolución de los picos es peor a la ilustrada en la figura 1.3. 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 a un electrón en una interacción Compton. La razón por la que el canto Compton no es abrupto, está asociado entre otras cosas 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. En los espectros con varios fotopicos, se forma un fondo Compton que incluye todas las mesetas Compton de los fotopicos de mayor energía. El fondo puede además tener contribuciones de la electrónica, y de la radiación espúrea. Una discusión más detallada de los distintos tipos de interacciones que ocurren en los detectores de rayos gama puede encontrarse en la referencia [2].

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, un experimentos posible consiste en estudiar experimentalmente la relación ente E_γ y T . Una pregunta interesante que podemos tratar de contestar a

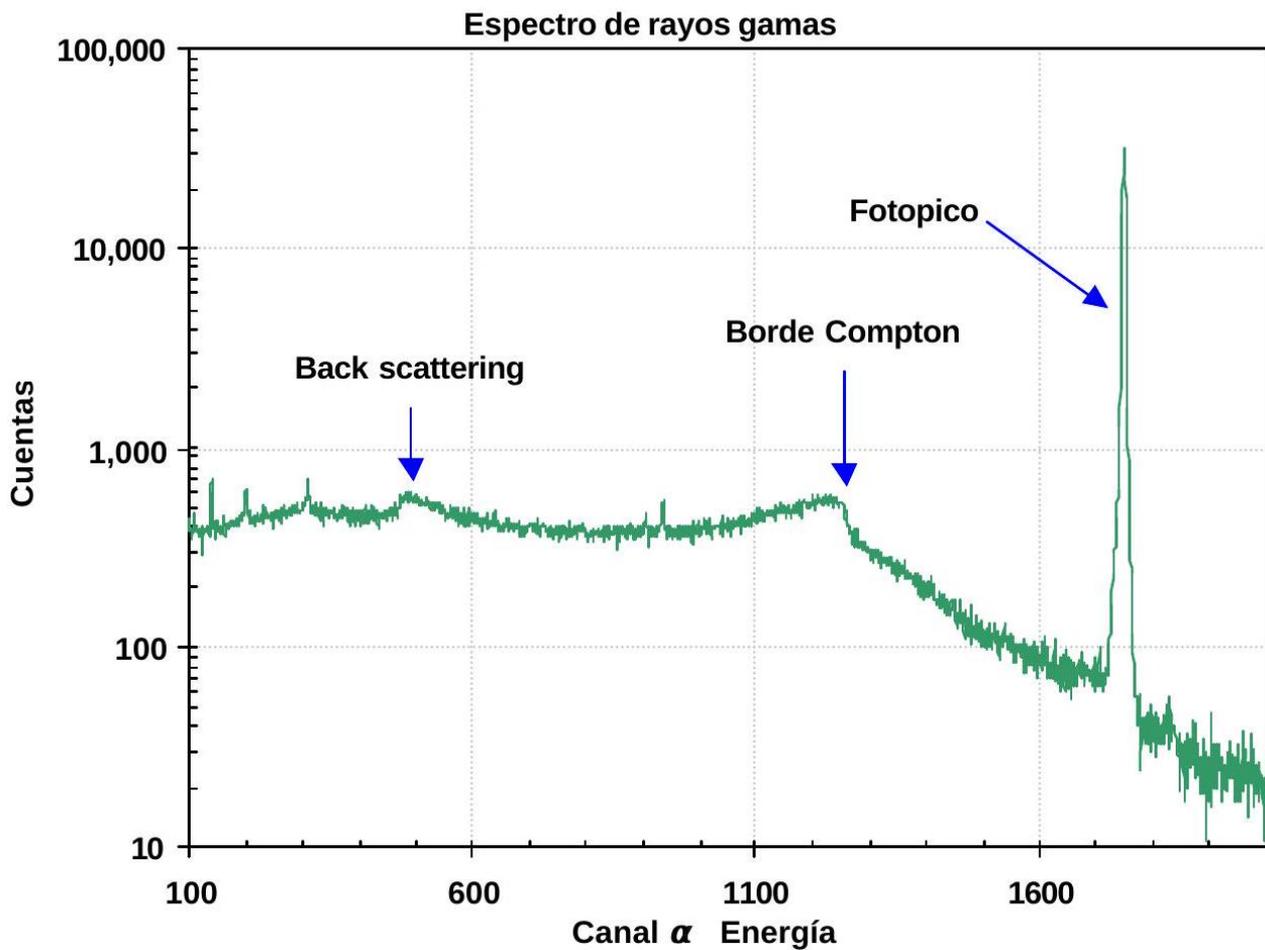


Figura 2: Espectro típico de rayos γ . Este caso corresponde a una fuente monoenergética, obtenida usando un detector de estado sólido Ge(Hp). Además del pico principal (fotopico) se observan dos singularidades características: el borde Compton, que corresponde a la máxima energía de los electrones en 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.

partir de los espectros medidos es, si la aproximación clásica alcanza para describir la dinámica del electrón eyectado en un proceso Compton en el centellador o si es necesario incluir correcciones relativistas.

2. Arreglo y desarrollo experimental

Utilizando el dispositivo experimental esquematizado en la Fig. 3 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 gamma de dichas fuentes. A partir de estas mediciones, podemos estudiar, por ejemplo, las características básicas del efecto Compton y las relaciones entre energía, momento y masa del electrón discutidas previamente.

El detector utilizado consiste en un centellador adosado a un fotomultiplicador (PMT) que, como se detallo en la introducción, convertirá a pulso eléctrico la energía depositada por el fotón recibido. El detector debe ser alimentado por una fuente de alta tensión, con la polaridad correcta según el PMT utilizado.

La amplitud del pulso dependera de la energía depositada en el centellador por el fotón incidente y de la tensión aplicada al PMT, mientras que su frecuencia dependerá de la actividad de las fuentes, la distancia a la que coloquen la fuente radiactiva respecto al detector y los medios que se interpongan.

Los pulsos generados por el PMT son conformados por el tiempo de respuesta característico de la electrónica, por lo que en general tanto su amplitud como ancho no son óptimos para ser detectados y contados. Resulta entonces necesario utilizar una electrónica adicional, en este caso un amplificador, que lo amplifica y conforma (en forma y duración). Para incorporarlo al experimento debe conectarse la salida del PMT al amplificador y este a la placa de adquisición (DAQ) u osciloscopio. Un esquema de la disposición experimental puede verse en la Figura 3.

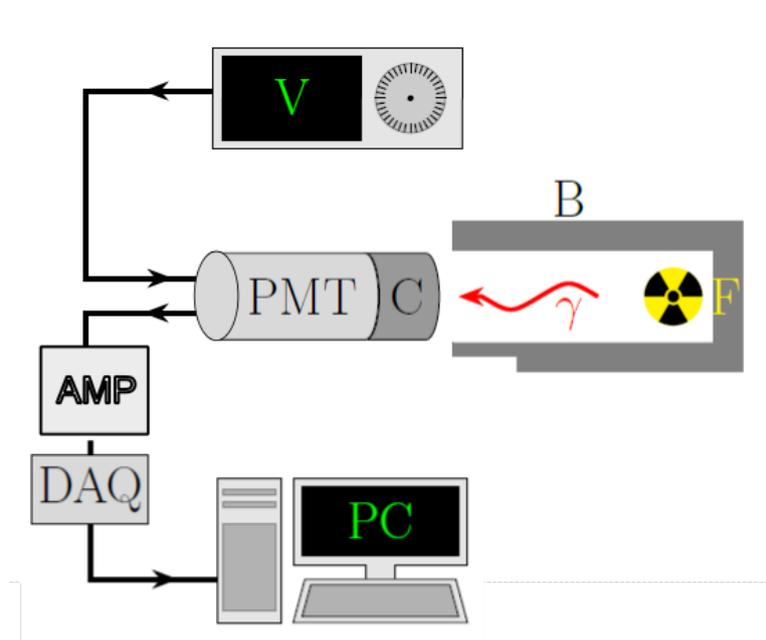


Figura 3: Esquema del dispositivo experimental para obtener espectros de rayos gama.

El procedimiento experimental sugerido es el siguiente:

1. Con la ayuda del simulador de pulsos, conformar adecuadamente los mismos y probar las conexiones y el programa. Asignar incertezas.
2. Conociendo las energías de los fotones que emiten estas fuentes, y teniendo en cuenta los fotopicos de energía mayor, elegir la amplificación de forma de aprovechar el rango de voltaje la placa.

3. Con varios fotopicos de energía conocida, realizar una calibración en energía del sistema de adquisición utilizado. Tengan en cuenta que cambiar cualquier parámetro (del amplificador, o de la alimentación del PMT) modificará la calibración.

3. Análisis de datos y discusión

Con la calibración pueden determinar la energía de cada fotopico medido (E_{γ}) y del canto Compton asociado (T). Esto último no es trivial, discutan criterios para asignar esa energía y su incerteza. En la Ref. [5] se presentan análisis detallados para caracterizar la posición del borde Compton. Pueden también consultar bibliografía general y cuadernos de laboratorio 5.

Usando sus datos de E_{γ} y T , comparen sus resultados experimentales con las predicciones teóricas y traten de responder a esta pregunta de manera justificada: Es necesario incluir correcciones relativistas para describir los resultados experimentales?

Referencias

- [1] "The Atomic Nucleus R.D. Evans, McGraw-Hill Book Co. New York 1955.
- [2] Radiation detection and measurements" Glenn F. Knoll, ^{2st} Ed. John Wiley & Sons Inc., New York, 1989, Capítulos 8, 9, 10 y 18.
- [3] Compton Scattering, the electron mass, and relativity: A laboratory experiment", P.L. Jolivette and N Rouze, Am. J. Phys. 62, 266 (1994).
- [4] Table of Isotopes, 7^h 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).
- [5] Tesis de Licenciatura del Dto. de Física de la Universidad de Buenos Aires de Enrique Batista - UBA 1992. (Phys. Rev. C47, 2916 (1993))