

Detección de radiación gamma mediante la utilización de un centellador

Lucas Alborno, Nahuel Almeida, David Melon Fuksman, Nicolás Vattuone
Introducción a la física nuclear y de partículas - Instituto Balseiro

10 de marzo de 2014

Resumen

En este trabajo estudiamos la interacción de radiación gamma con la materia, particularizando en el *efecto fotoeléctrico* y el *efecto Compton*. Para esto calibramos y utilizamos un centellador de NaI(Tl). Realizamos una medición del fondo presente en el laboratorio, y detectamos en el mismo gammas provenientes de decaimientos de ^{40}K . Observamos qué ocurría al alejar las muestras del detector y al blindar con plomo. Estudiamos además las mediciones simultáneas de dos gammas. Por último, analizamos el efecto de *backscattering*.

1. Introducción

*"keV es,
keV es cuando MeV es."*
Divididos

Existen distintos procesos de interacción de la radiación con la materia a través de los cuales es posible descubrir nuevos aspectos de la naturaleza. En este trabajo, realizamos un breve estudio sobre la emisión y detección de rayos gamma. Los núcleos atómicos poseen distintos estados posibles. Por la inestabilidad de los estados de mayor excitación, puede ocurrir un proceso de decaimiento del núcleo hacia un estado de menor energía acompañado de la emisión de un fotón de alta energía, correspondiente a la radiación gamma. Existen elementos en los cuales este proceso de decaimiento posee un tiempo de vida medio lo suficientemente corto como para funcionar como fuentes de esta radiación, algunos de los cuales fueron estudiados en este experimento (^{60}Co , ^{22}Na , ^{40}K , ^{137}Cs , ^{133}Ba y ^{241}Am). Una vez liberado, el fotón puede interactuar con las partículas que componen la materia. Hay distintos mecanismos que son relevantes para entender el comportamiento de los rayos gamma en un medio material, los cuales se describirán brevemente a continuación.

El *efecto fotoeléctrico* se produce al interactuar un fotón con un electrón que se encuentra en un estado ligado. Si la energía del fotón es mayor que la energía de ligadura, es decir $h\nu \geq E_{lig}$, entonces el electrón es capaz de absorber completamente al fotón, liberándose

de la ligadura y obteniendo una energía cinética $E_{cin} = h\nu - E_{lig}$. Un esquema es presentado en la figura 1. En este experimento, debido a la energía de los rayos gamma (del orden de los MeVs), este efecto será el más notable y dado que justamente la energía de ligadura es significativamente menor a la que estos poseen, se utilizará esta información para obtener la energía inicial de los rayos incidentes.

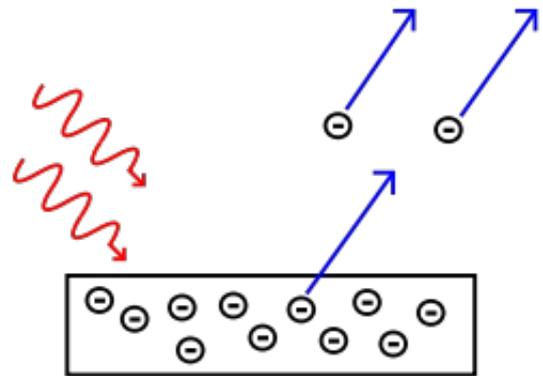


Figura 1: Esquema de electrones siendo arrancados de un material debido a efecto fotoeléctrico.

Puede ocurrir que el electrón no absorba completamente al fotón, sino que absorba parte de su energía y el fotón sea entonces dispersado con una energía menor, tal como ocurre en una colisión. Este tipo de interacción se denomina *efecto Compton* y la relación entre el ángulo de dispersión del electrón (θ) y la energía del fotón saliente puede deducirse a través de la ley de conservación del cuadrivector

relativista, obteniéndose que:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \quad (1.1)$$

donde $m_e c^2$ es la energía del electrón en reposo. Puede verse que la mayor transferencia de energía hacia el electrón se produce para $\theta = \pi$, existiendo por lo tanto una cota para la energía que el fotón es capaz de entregar. En la figura 2 se presenta un esquema de esta interacción.

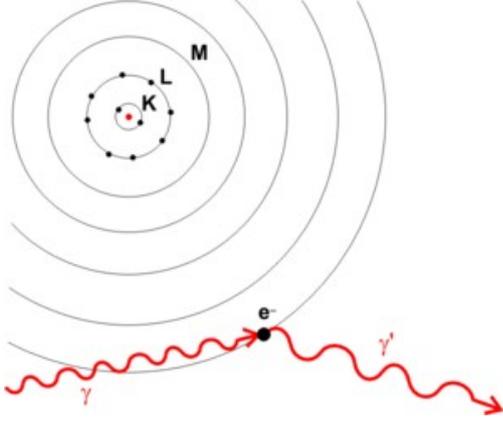


Figura 2: Esquema de un electrón interactuando con un fotón por efecto Compton.

Por último, si la energía del fotón es mayor que $2m_0 c^2 \simeq 1,02 \text{ MeV}$, que corresponde al doble de la energía en reposo de un electrón, puede desintegrarse dando lugar a un par positrón-electrón, cuya energía cinética total vendrá dada por $E_T = h\nu - 2m_0 c^2$. Las leyes de conservación mencionadas hacen necesario que exista algún otro participante de la interacción que se lleve parte del momento. Este proceso puede ocurrir por ejemplo al interactuar el fotón con un núcleo atómico, dando lugar al par antes mencionado, tal como se esquematiza en la figura 3.

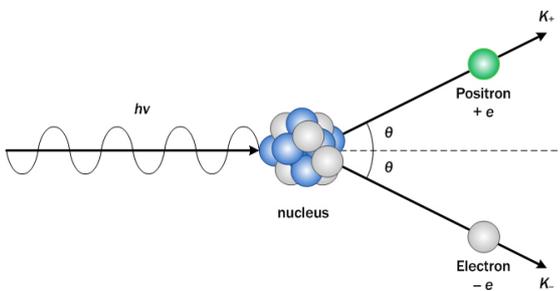


Figura 3: Esquema de un gamma interactuando con un núcleo atómico y dando lugar a la creación de un par positrón-electrón.

En este experimento, se propuso estudiar la emisión

de rayos gamma de distintas fuentes mediante la utilización de un centellador. El funcionamiento de este instrumento se describirá en la sección *Método experimental*, pero básicamente nos permite medir la energía con que son ionizados los electrones en un cristal de NaI . Utilizando información en tablas respecto de la energía de las fuentes utilizadas, calibramos este instrumento. Realizamos mediciones con distintas disposiciones de las fuentes, con y sin blindaje de plomo para observar el efecto del mismo. Se sabe que debido al poder de frenamiento del material, la intensidad I de la radiación decae exponencialmente al ingresar en el ladrillo de plomo, de la siguiente forma:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (1.2)$$

siendo μ el coeficiente de atenuación. Además, si se coloca la fuente entre el ladrillo y el detector, puede medirse también la llegada de fotones por retrodispersión en el material.

2. Método experimental

Como fuentes de radiación γ , en este experimento utilizamos muestras de ^{60}Co , ^{22}Na , ^{40}K , ^{137}Cs , ^{133}Ba y ^{241}Am .

El detector de radiación γ utilizado fue un centellador de NaI dopado con Tl . El mismo está compuesto por un cristal de $\text{NaI}(\text{Tl})$, un fototubo y un preamplificador.

El fototubo es un tubo de vidrio cuyo interior está al vacío, con una sucesión de electrodos en su interior (ver figura 4). El primero de ellos se denomina fotocátodo y es una delgada lámina metálica depositada sobre el vidrio. A este le sigue una sucesión de electrodos llamados dínodos, y el último de ellos es el ánodo. El fototubo se alimenta externamente con una fuente de alta tensión, creando una diferencia de potencial entre el fotocátodo y cada uno de los dínodos tal que un dado dínodo está a un potencial mayor que el anterior, y menor que el siguiente.

Los fotones γ provenientes de una fuente radiactiva que inciden en el cristal interactúan con sus átomos por efectos Compton, fotoeléctrico y por creación de pares, liberando electrones que se frenan y/o decaen en el material. En este frenamiento, se liberan fotones con longitudes de onda pertenecientes al rango visible o al ultravioleta. El material que forma el fotocátodo tiene una función trabajo despreciable frente a la energía de estos fotones, de forma que cuando éstos llegan al fotocátodo, interactúan por efecto fotoeléctrico y liberan electrones con energías prácticamente iguales a las propias. Los electrones liberados de esta manera son acelerados desde el fotocátodo al primer dínodo,

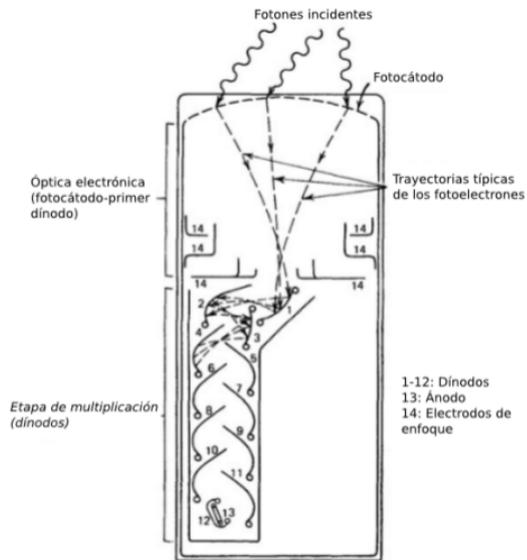


Figura 4: Esquema de un fototubo como el que se utilizó en este experimento.

y al chocar con éste liberan nuevos electrones, que se aceleran hasta el siguiente dínodo produciendo nuevos desprendimientos de electrones, y así sucesivamente hasta llegar al ánodo del fototubo. Esto genera una señal a la salida del fototubo cuya amplitud es proporcional a la cantidad de fotones incidentes en el fotocátodo, que a su vez es proporcional a la energía depositada por los fotones γ incidentes en el cristal.

La señal proveniente del fototubo es amplificada en dos etapas, primero por un preamplificador adosado al mismo, y luego por un amplificador externo. Luego, pasa por un analizador multicanal que se encuentra dentro de la PC, convirtiendo la señal analógica de entrada en una cuenta que se registra en alguno de los canales, donde el número de canal es proporcional a la amplitud de la señal de entrada. En la PC, utilizando el software *Maestro*, se registra el número de cuentas para cada canal. La figura 5 muestra un esquema del dispositivo utilizado para la adquisición de datos.

Los histogramas resultantes de la medición del número de cuentas por canal tienen un aspecto similar al del que se muestra en la figura 6. Allí se ve el espectro resultante de medir utilizando una fuente de ^{137}Cs sin ubicar ningún material entre la misma y el detector, y luego de restarle un fondo de radiación medido previamente sin la presencia de fuentes radiactivas en el laboratorio [1], de forma que el gráfico muestra sólo las cuentas obtenidas debido a la presencia del ^{137}Cs .

A grandes rasgos, el espectro obtenido puede separarse en dos partes, el *fotopico* y el *continuo Compton*, para fotones incidentes con una energía

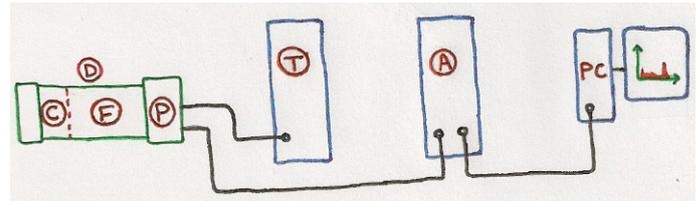


Figura 5: Esquema de los dispositivos utilizados para la adquisición de datos y las conexiones entre ellos. **T** Fuente de alta tensión; **D** Detector (centellador); **C** Cristal de NaI(Tl); **F** Fototubo; **P** Preamplificador; **A** Amplificador, conectado al Multicanal dentro de la PC, donde se adquirieron los datos.

única.

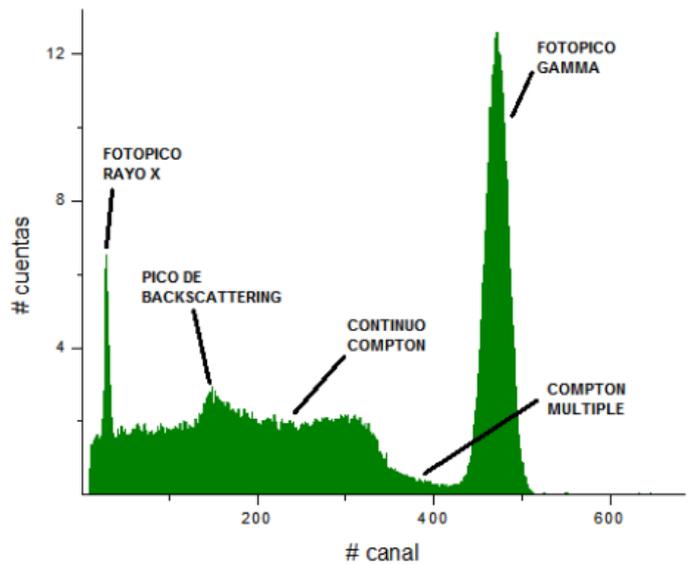


Figura 6: Espectro típico correspondiente al ^{137}Cs [1].

El fotopico corresponde a las cuentas producidas por fotones que cedieron toda su energía al cristal de NaI(Tl). Así, el número de canal en el que aparece el fotopico corresponde a la energía de los fotones que llegan al centellador, y el número de cuentas en el fotopico es proporcional a la cantidad de fotones incidentes en el centellador.

Puede haber más de un fotopico, en el caso de que la fuente emita fotones en más de una energía característica. Este es el caso del ^{137}Cs , que además de tener un fotopico de rayos γ tiene uno de rayos X (ver figura 6).

El continuo Compton aparece por dispersiones Compton entre los fotones γ y los electrones del cristal de NaI(Tl). Los electrones resultantes de estas interacciones tienen energías que van desde 0 hasta cierta energía máxima, tal como se dijo en la Introducción. Esta energía es la correspondiente

al llamado *talón Compton*, que es la región en la que el número de cuentas del continuo disminuye notablemente. Las cuentas que se observan entre el talón y el fotopico corresponden a dispersiones Compton múltiples para un mismo fotón.

Sobre el continuo Compton, se puede observar el *pico de Backscattering*, que aparece debido a la radiación secundaria producida por dispersiones Compton en los materiales que se encuentran en las cercanías del detector.

3. Resultados

Realizamos una primera medición sin colocar ninguna fuente radiactiva, a fin de cuantificar la radiación de fondo¹ presente en el laboratorio. El gráfico obtenido de frecuencia vs. canal se muestra en azul en la figura 7. El número de cuentas en cada canal fue dividido por el tiempo vivo de medición, de modo de poder comparar realizaciones que difieren en dicho tiempo.

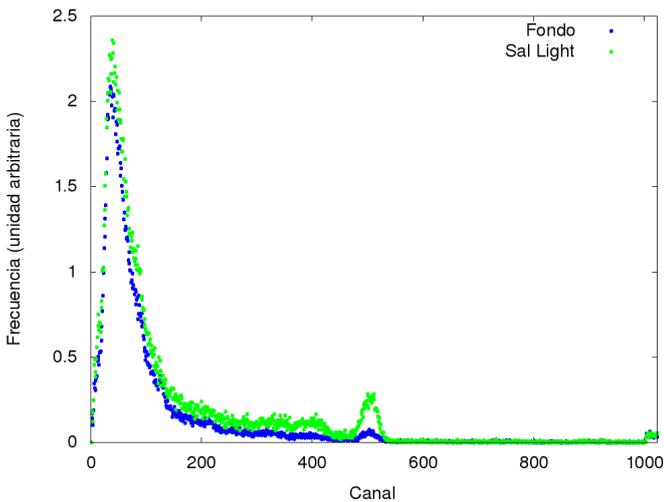


Figura 7: Radiación de fondo presente en el laboratorio. Se muestra además la curva obtenida al acercar una muestra de sal light al centellador.

Es común que los materiales de construcción contengan pequeñas cantidades de isótopos radiactivos como impurezas, entre las cuales la más abundante es el ^{40}K [2]. En la medición de fondo realizada (fig. 7) se alcanza a ver un pico cercano al canal 500. Para comprobar que, efectivamente, se trataba del pico asociado al ^{40}K , colocamos una muestra de sal de mesa light, la cual contiene KCl , y realizamos una segunda medición (fig. 7). Se puede observar en ésta el pico asociado al isótopo ^{40}K , coincidente con el pico en la medición de fondo.

El siguiente paso fue realizar una calibración del centellador, colocando muestras de isótopos cuyos decaimientos fueran conocidos². Así, conociendo las energías de los gammas asociados a los decaimientos de cada material, pudimos determinar el rango de energía correspondiente a cada canal. En la figura 8 se muestran los histogramas de frecuencia vs. canal para cada muestra utilizada.

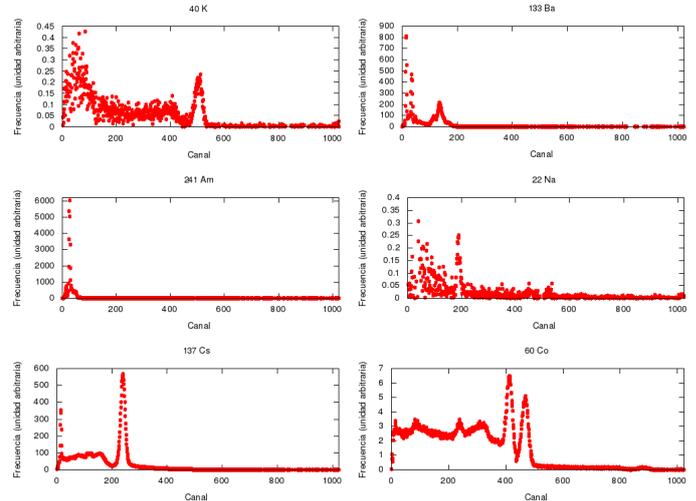


Figura 8: Histogramas (frecuencia vs. canal) obtenidos con seis muestras de distintas energías.

Se ve en dicha figura que la frecuencia por canal puede variar entre gráficos hasta dos órdenes de magnitud. Esto se debe a dos motivos. En primer lugar, las muestras fueron colocadas en distintas posiciones y a diferentes distancias respecto del detector, por lo que la fracción de gammas que llegan al mismo varía entre mediciones. Sin embargo, las muestras de ^{241}Am , ^{133}Ba y ^{22}Na fueron medidas en posiciones similares, pegadas sobre el centellador. Esto muestra una diferencia en la actividad de estas tres fuentes.

Por otro lado, se ve que la ubicación de los picos dados por efecto fotoeléctrico difiere según el elemento utilizado. Para determinar su posición, ajustamos una gaussiana a cada uno, obteniendo así una recta de calibración de canal vs. energía, mostrada en la figura 9.

Nótese en dicha figura que en el caso del ^{133}Ba y el ^{60}Co se consideraron las energías de dos picos distintos.

Realizamos una medición para observar la variación de la radiación detectada en presencia de un blindaje. Para ello, utilizamos la fuente de ^{137}Cs y colocamos, entre la muestra y el detector, un ladrillo de plomo de 6 cm de espesor. Luego quitamos el ladrillo y volvimos a medir con la muestra colocada en la misma

¹Dicho fondo fue sustraído en las posteriores mediciones.

²Obtuvimos las energías de dichos decaimientos de [3]

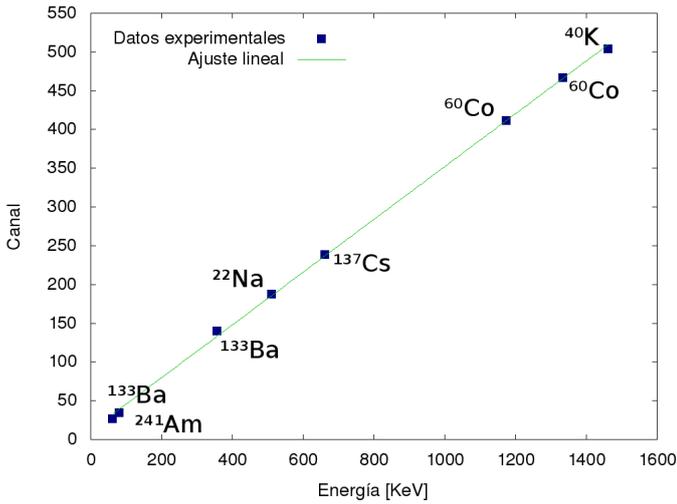


Figura 9: Gráfico de canal vs. energía de los picos correspondientes al efecto fotoeléctrico medidos para distintos elementos.

posición. En la figura 10 se muestran los resultados obtenidos. Puede verse que el blindaje resulta efectivo, pues reduce significativamente la radiación detectada. Esto se debe a que el espesor de los ladrillos de plomo utilizados abarca unas 6 veces la longitud media de atenuación de los gammas, de³ 1 cm.

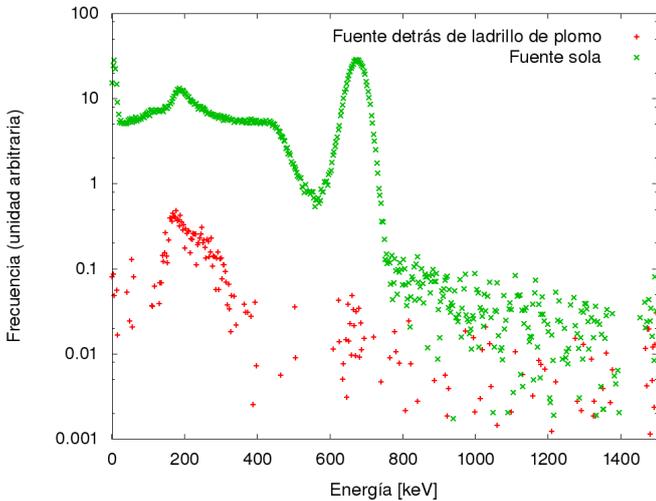


Figura 10: Mediciones para ¹³⁷Cs con y sin blindaje de plomo. Se observa una disminución de hasta dos órdenes de magnitud en la radiación incidente en el detector.

Para ver el efecto de la distancia entre la fuente y el detector en los datos obtenidos, realizamos dos mediciones con ⁶⁰Co; en una, pegamos la fuente con cinta de papel sobre el centellador, y en la otra, la colocamos a 20 cm del mismo. Se ve que el número

³Este valor fue medido para el pico del fotoeléctrico del ¹³⁷Cs, en [4].

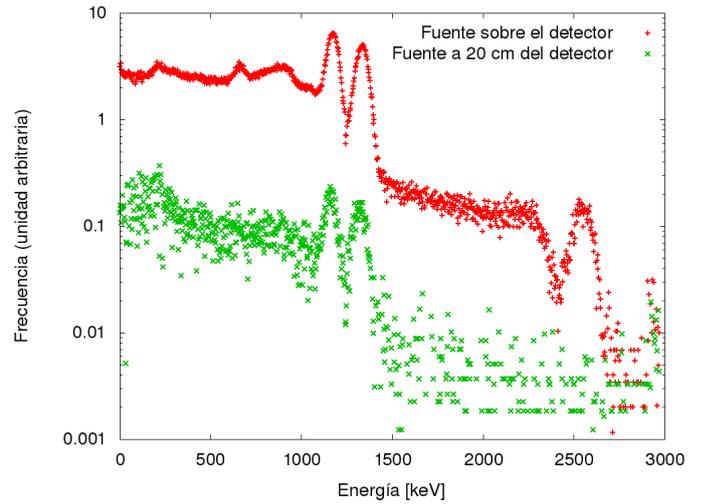


Figura 11: Mediciones para ⁶⁰Co con la fuente pegada sobre el detector y a 20 cm del mismo. Se observa en este último caso la desaparición del pico correspondiente a la coincidencia de los gammas de 1173, 2 keV y 1332, 5 keV, cercano a 2506 keV.

de cuentas disminuye en el último caso respecto del primero, ya que del número de gammas emitidos llega al detector una menor proporción. Esto se debe a ser menor en este caso el ángulo sólido abarcado por el detector medido desde la fuente.

Se observa en la comparación de ambos histogramas un fenómeno adicional. En la curva roja, correspondiente a la fuente sobre el centellador, se ven dos picos de fotoeléctrico cercanos a 1173, 2 keV y 1332, 5 keV, correspondientes a las dos energías de emisión del ⁶⁰Co consideradas en la calibración. Se ve además un pico cercano a 2506 keV, es decir, la suma de ambas energías. Esto en principio tiene dos explicaciones posibles: en primer lugar, si la menor energía se produce por desexcitación de un dado nivel 3 a un nivel 2 del núcleo, y la otra por una transición de un nivel 2 a un nivel 1, el pico de 2506 keV podría deberse a una transición del nivel 3 al 1. Por otro lado, estas transiciones (3-2 y 2-1) ocurren sucesivamente en tiempos característicos de 10^{-14} s - 10^{-12} s, mucho menores a la resolución de la electrónica. Esto puede ocasionar que las energías de dos decaimientos sean contadas como una sola, y contabilizadas como fotones cuya energía es la suma de ambas energías mencionadas. Si fuera este el caso, al alejar la fuente disminuiría la probabilidad de coincidencia de gammas en el detector, por ser éstos emitidos en direcciones aleatorias. Esto es lo que se ve en la figura 11, con lo cual queda descartada la primera hipótesis. De este modo, observamos que es mucho más improbable el decaimiento del mencionado nivel 3 al 1 que la coincidencia de dos gammas cuando la fuente

está sobre el detector.

Por último, realizamos una medición colocando la muestra de ^{137}Cs pegada al detector y un ladrillo de plomo detrás de la misma. Algunos de los gammas emitidos por la fuente en dirección hacia el plomo, pueden interactuar por efecto Compton y ser emitidos en ángulos cercanos a 180° (*backscattering*). En ese caso, si E_i es la energía inicial del gamma, de acuerdo con la ecuación 1.1, la energía del fotón luego de la interacción Compton a $\theta = 180^\circ$ será $E_f = \frac{E_i}{1 + \frac{2E_i}{m_e c^2}}$. Si, luego de eso, éste deposita toda su energía en el detector, debería verse un pico en la energía E_f . En particular, si consideramos un fotón de $E_i = 662\text{keV}$, característico del ^{137}Cs , tenemos $E_f = 184\text{keV}$. En la figura 12 se muestran dos mediciones realizadas con una muestra de ^{137}Cs . Los puntos en rojo representan la medición sin colocar el ladrillo de plomo, y los puntos en verde muestran la medición con el ladrillo. El pico en 47 keV proviene del decaimiento del isótopo ^{210}Pb , presente en el blindaje[2][3]. Además de este pico, la única diferencia entre las dos curvas es que, colocando el ladrillo, hay un mayor número de cuentas en energías cercanas a 184 keV.

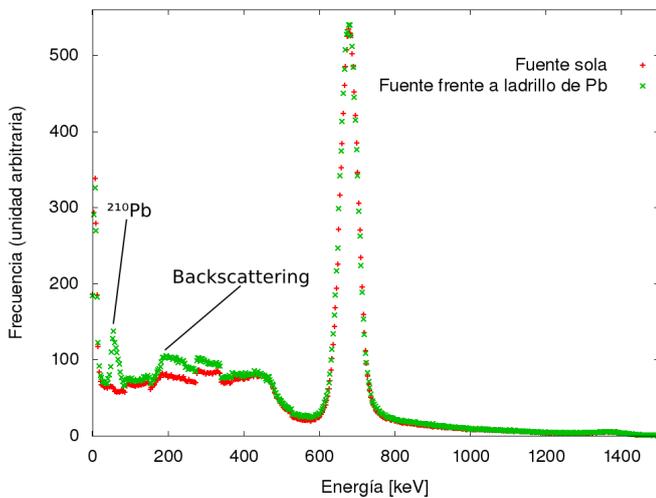


Figura 12: Mediciones para ^{137}Cs colocando o no el ladrillo de plomo detrás de la muestra. Se observa el pico asociado al ^{210}Pb en 47 keV y un mayor número de cuentas en torno a 184 keV para la medición realizada con el ladrillo.

4. Conclusiones

Al medir el fondo de radiación del laboratorio, observamos un pico de efecto fotoeléctrico que luego se acentuó al acercar una fuente de ^{40}K al centellador. Esto muestra la presencia constante de dicho isótopo en el ambiente.

Calibramos el centellador con muestras de ^{60}Co , ^{22}Na , ^{40}K , ^{137}Cs , ^{133}Ba y ^{241}Am , cuyas energías de emisión eran conocidas. Verificamos que la actividad de las mismas era distinta.

Observamos en los histogramas de energía las zonas correspondientes al efecto fotoeléctrico y al efecto Compton. Al medir con un ladrillo de plomo entre una fuente de ^{137}Cs y el detector, observamos una disminución de las cuentas registradas en el multicanal respecto de aquellas sin el ladrillo.

También medimos una disminución en el conteo al alejar una fuente de ^{60}Co del detector. Al hacer eso, observamos la desaparición de un pico de fotoeléctrico en 2056 keV, cuya existencia determinamos que se debía a la medición simultánea de los gammas de 1173,2 keV y 1332,5 keV del ^{60}Co .

Por último, al colocar una fuente de ^{137}Cs entre el detector y un ladrillo de plomo, observamos dos picos adicionales. Uno de ellos, cercano a 184 keV, correspondía al backscattering en el ladrillo de plomo, según se calculó. El otro provenía del decaimiento del isótopo ^{210}Pb , presente en el blindaje.

Referencias

- [1] R. Bonazzola, L. Albornoz - *Estudio de la interacción de la radiación gamma con la materia: atenuación y efecto Compton* - Informe de Física Experimental II - 2013.
- [2] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Third Edition, John Wiley and Sons, Inc., New York.
- [3] <http://www.csupomona.edu/~pbsiegel/bio431/genergies.html>
- [4] D. Melon Fuksman - *Estudio y comparación de la atenuación de radiación gamma en distintos materiales.* - Informe de Física Experimental I - 2012.