

Espectroscopía gamma

Luis Enrique Aragón, Nicolás Borda, Jimmy Joel Masías Meza

Instituto Balseiro

Abril 2010

En este trabajo se analizaron diversos espectros de energía de radiación gamma. Por un lado, se trabajó con fuentes con energías de decaimiento conocidas (^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{22}Na , ^{40}K y ^{241}Am , ^9Be) donde se observaron los efectos de absorción fotoeléctrica, dispersión de Compton, radiación de aniquilación y producción de pares electrón-positrón. Por otro lado, se identificaron decaimientos con energías tabuladas tanto en la radiación de fondo como en un fósil (^{228}Ac , ^{214}Bi , ^{235}U , ^{214}Pb , ^{226}Ra , ^{214}Bi , ^{40}K y ^{137}Cs). Además se comparó la resolución de un detector centellador de $\text{NaI}(\text{Tl})$ con uno semiconductor de GeLi . Finalmente, se analizaron los efectos de una barra de plomo sobre los espectros de radiación.

I. INTRODUCCIÓN

La radiación puede categorizarse en dos grandes grupos, la radiación de partículas cargadas y la radiación sin carga. Dentro de esta última categoría se encuentra la radiación gamma, objeto de estudio del presente trabajo. De los diversos mecanismos de interacción de la radiación gamma con la materia, sólo cuatro juegan un papel importante en las mediciones de radiación: absorción fotoeléctrica, dispersión Compton, producción de pares electrón-positrón y producción de pares electrón-hueco. En estos procesos se transfiere energía del fotón de radiación gamma al electrón provocando cambios en el fotón, el cual puede desaparecer completamente o ser desviado cierto ángulo.

En la **absorción fotoeléctrica**, el fotón interactúa con el átomo del material absorbente, siendo absorbido completamente. En su lugar el átomo libera un fotoelectrón con energía igual a la del fotón incidente menos su energía de ligadura (esta última energía es despreciable frente a la energía del fotón). Este proceso predomina en la radiación gamma de relativamente baja energía.

La **dispersión Compton** es un proceso en el que interactúan un fotón gamma incidente y un electrón del material absorbente. En este mecanismo el fotón es desviado un ángulo θ respecto a su dirección original (Figura 1). El fotón transfiere parte de su energía al electrón (que se considera inicialmente en reposo) en forma de energía cinética. Debido a que todos los ángulos son posibles, la energía transferida puede variar desde cero a una fracción finita de la energía del fotón gamma. La expresión que describe la transferencia de energía y el ángulo de desviación se obtiene a partir de la conservación de energía y momento relativistas[1]:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (1)$$

donde $h\nu'$ es la energía del fotón dispersado, $h\nu$ es la energía del fotón incidente y m_0 es la masa en reposo del electrón.

La **producción de pares electrón-positrón** es energéticamente posible sólo cuando la energía del fotón excede

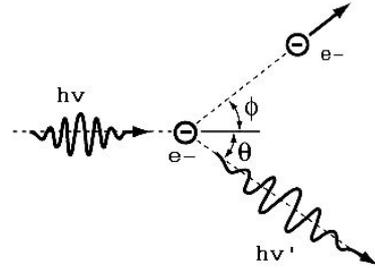


Figura 1: Esquema del efecto Compton.

dos veces la masa en reposo del electrón (1.02MeV). En este proceso el fotón gamma desaparece y es reemplazado por un par electrón-positrón. Toda la energía por arriba de 1.02 MeV se transforma en energía cinética del electrón-positrón.

Por último, la **producción de pares electrón-hueco** suele presentarse en semiconductores con alguna red cristalina definida y por tanto con bandas de energía discretas. Las de más bajas energías son las *bandas de valencia* (donde los electrones se mantienen en los sitios de red del cristal) y las de más altas, *bandas de conducción* (donde los electrones pueden migrar a lo largo del cristal). Las energías ubicadas entre dichas bandas constituyen la banda prohibida, en la cual nunca se observa una electrón en el cristal puro. Cuando hay absorción de energía, los electrones de la banda de valencia suben a la banda de conducción, dejando en la banda de valencia un ión con carga positiva, llamado *hueco*. A esto se le denomina creación de pares electrón-hueco. En el cristal puro, el retorno del electrón hacia la banda de valencia con emisión de un fotón es un proceso muy poco probable.

En este trabajo se analizaron diversos espectros de energía de radiación gamma. Por un lado, se trabajó con fuentes de radiación conocidas y por otro se identificaron decaimientos con energías tabuladas. Además se comparó la resolución de un detector centellador de $\text{NaI}(\text{Tl})$ con un de semiconductor de GeLi . Finalmente, se analizaron los efectos de una barra de plomo sobre los espectros de radiación.

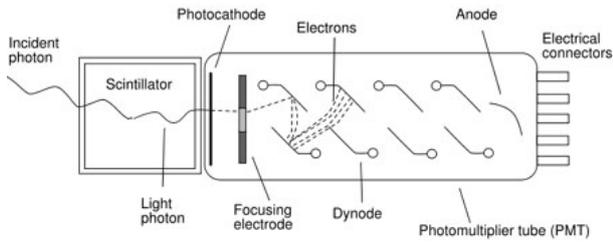


Figura 2: Esquema de funcionamiento del detector centellador [3].

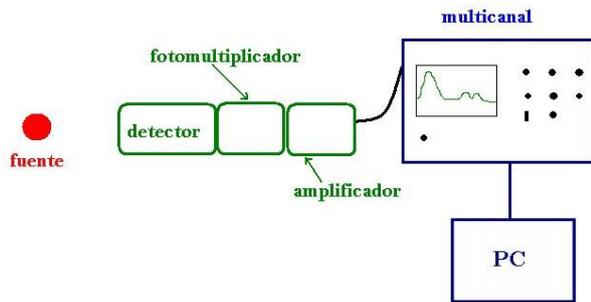


Figura 3: Arreglo experimental.

II. METODO EXPERIMENTAL

A. DETECTORES

Para la medición de la radiación gamma, se emplearon dos tipos de detectores: un centellador de $NaI(Tl)$ y un semiconductor de $GeLi$ (de mayor resolución, como veremos más adelante). En el de $NaI(Tl)$, ocurren: el efecto fotoeléctrico, Compton y creación de pares electrón-positrón, mientras que en el de $GeLi$, ocurre también creación de pares electrón-hueco. Cada tipo de detector emplea diferentes formas de entregar una señal proporcional a la radiación incidente.

En el detector de $GeLi$ se aprovecha la producción de pares electrón-hueco ya que en dicho proceso los electrones son excitados hacia la banda de conducción. Además el detector aplica un campo eléctrico externo y la corriente producida es luego convertida en pulsos eléctricos.

El detector de NaI aprovecha el hecho de que los electrones excitados (por efecto fotoeléctrico y Compton por ejemplo) decaen inmediatamente emitiendo fotones, los cuales hacen efecto fotoeléctrico incidiendo sobre un fotocátodo, como se ve en la figura 2. El flujo de electrones emitido por dicho fotocátodo es amplificado por una serie de dinodos (que conforma el *fotomultiplicador*). El cual es, luego, convertido en pulsos eléctricos.

La señal que entrega el detector pasa luego por un preampli-

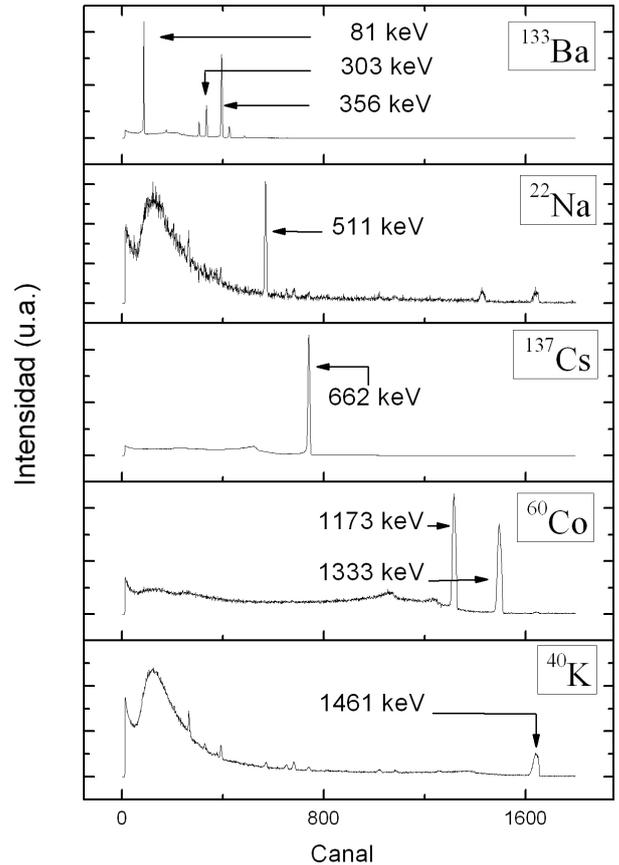


Figura 4: Espectros obtenidos con el detector de $GeLi$. Las barras de error no son apreciables, por ser muy chicas. Se señalan las energías tabuladas.

ficador conectado a una fuente de 24V y finalmente pasa por un amplificador conectado a una fuente de 1000V obteniendo una señal amplificada proporcional a la energía depositada por la radiación incidente. A medida que transcurre el tiempo, el Multicanal va almacenando la cantidad de pulsos que llegan del fotomultiplicador, y según la energía del fotón correspondiente al pulso, guarda la cantidad en un canal diferente para cada intervalo energía. De esta forma, se obtiene la distribución de energías de los fotones incidentes en el detector donde el número de cuentas en cada canal es proporcional a la intensidad.

Un esquema del arreglo experimental se presenta en la Figura 3.

B. CALIBRACIÓN

A fin de determinar a qué intervalo de energía se corresponde cada canal, se efectúa la calibración de ambos detectores. Para esto, se obtienen espectros de energías de las fuentes de radiación de ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{22}Na y ^{40}K ; aquellos obtenidos con el detector de $GeLi$ se presentan en la Figura 4. Aquí se señalan sus energías características ya tabuladas (de

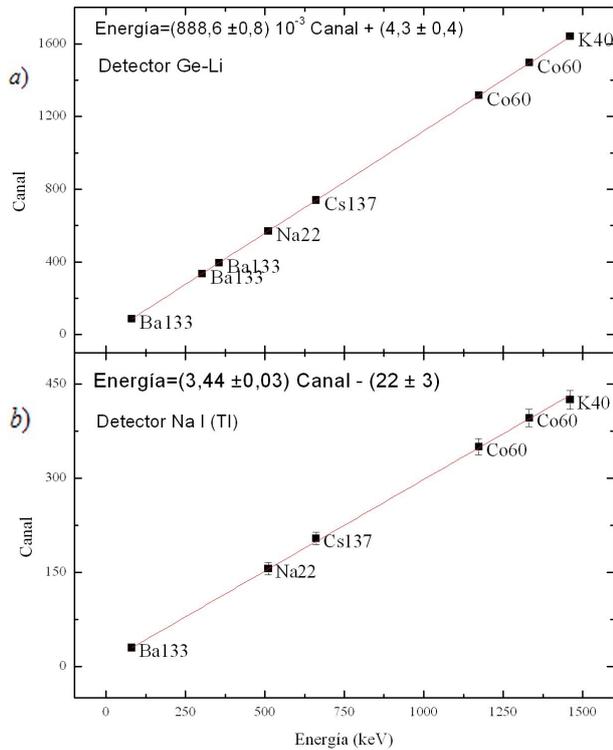


Figura 5: a) Calibración para el detector de *GeLi*. b) Calibración para el detector de *NaI(Tl)*.

aquí en adelante se hará referencia a las mismas como *picos*), a partir de las cuales se obtuvo una relación energía-canal. Luego se realizó un ajuste lineal a los datos obteniendo las curvas de calibración presentadas en la Figura 5.

En la Figura 6 se observan los espectros del ^{133}Ba y ^{60}Co obtenidos con ambos detectores. Para su mejor comparación se normalizaron respecto de su pico de mayor intensidad. Es evidente que el detector de *GeLi* presenta una resolución mayor que la del detector de *NaI(Tl)*. Para calcular dicha resolución se tomó el cociente entre el ancho del pico a mitad de altura y su valor de energía. Las líneas punteadas que se observan se trazaron de manera de marcar la señal de fondo y poder restarlas a la señal total al calcular la resolución.

En la Figura 7 se presentan los valores de la resolución de los picos utilizados en la calibración de ambos detectores. La resolución obtenida para el detector de *GeLi* se encuentra entre %1 y %3, mientras que el detector de *NaI(Tl)* presenta una resolución entre %21 y %6, tanto menor al aumentar la energía. Esto se debe a que las energías más bajas se absorben con mayor facilidad dentro del cristal centellador del detector de *NaI(Tl)*. Esto hace que los picos pierdan cuentas y consecuentemente sean más anchos.

Cabe aclarar que antes de obtener los espectros, definimos el intervalo de energías donde se va a trabajar discriminando energías inferiores y superiores. Esto se hace observando sobre qué canales caen los picos de menor y mayor energía de todas las fuentes. Esto es porque se tiene un número limitado de canales en que almacenar la información.

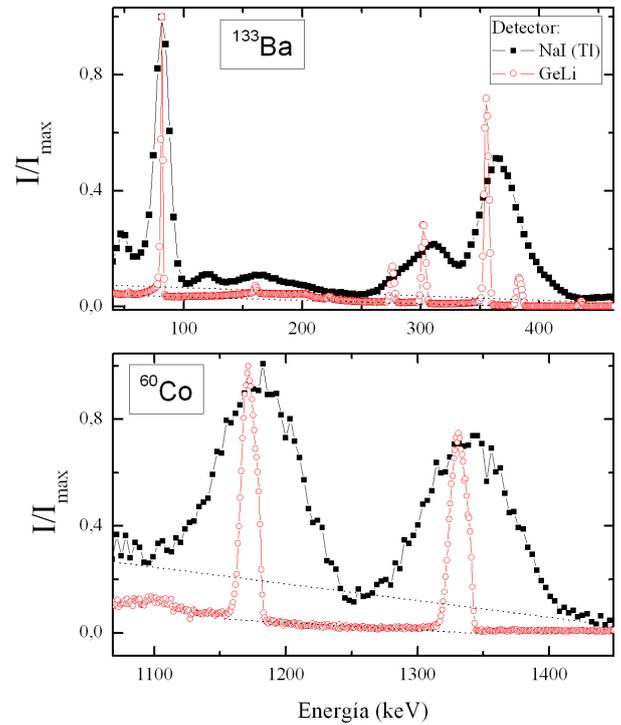


Figura 6: Espectros de energías de las fuentes de ^{133}Ba y ^{60}Co obtenidos con el detector de *GeLi* y el detector de *NaI(Tl)*. Ambos espectros se normalizaron respecto de su pico de mayor intensidad. Es evidente que el detector de *GeLi* presenta una resolución mayor que la del detector de *NaI(Tl)*

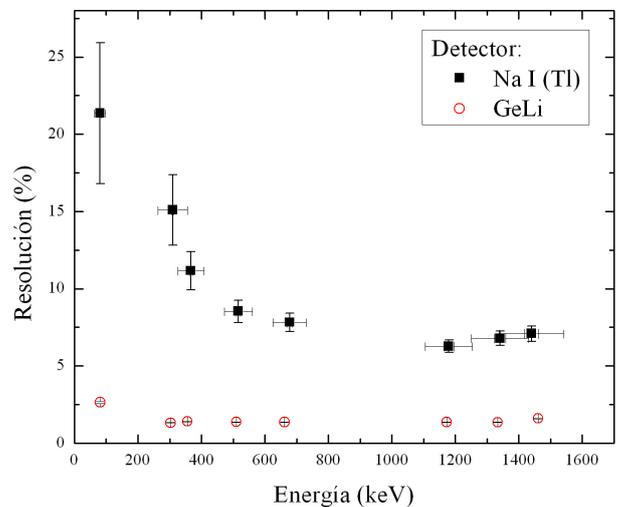


Figura 7: Resolución de los picos utilizados en la calibración de los detectores de *GeLi* y *NaI(Tl)* en función de la energía de dichos picos.

III. RESULTADOS Y DISCUSION

A. RADIACION DE FONDO Y DEL ^{40}K

Se obtuvo el espectro de la radiación de fondo donde se identificaron energías características de los decaimientos de ^{228}Ac , ^{137}Cs , ^{214}Bi y ^{40}K . A su vez, se obtuvo el espectro de sales de ^{40}K (Figura 8) donde también se identificaron los picos vistos en el espectro de fondo. Además se observó un pico en 511 keV , característico de la radiación de aniquilación. Esto sucede cuando la fuente decae por emisión de positrones y cuando un positrón se frena en la capsula que protege la muestra, resultando en la emisión un fotón con una energía igual a su masa ($m_e c^2 = 511\text{ keV}$).

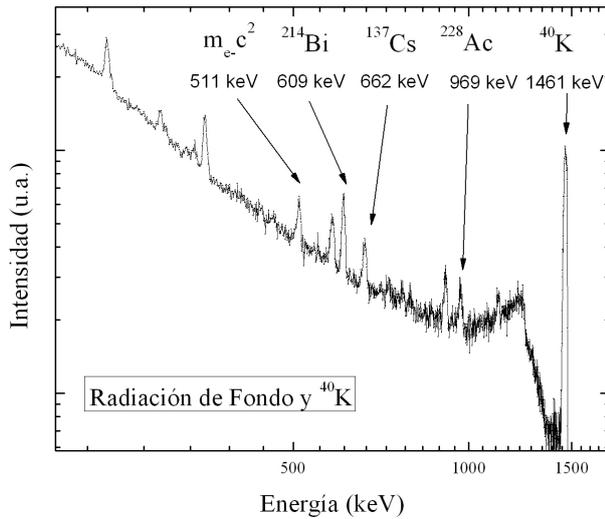


Figura 8: Espectro de energías de la fuente de ^{40}K obtenido con el detector de GeLi . Se puede observar el pico característico del ^{40}K en 1461 keV (utilizado para la calibración), el pico de radiación por aniquilación en 511 keV y otros picos que también se observaron al obtener el espectro de la radiación de fondo.

B. ESPECTRO DE UN FOSIL

Con el detector de GeLi se midió el espectro de radiación de un fósil presentado en la Figura 9. En el mismo se pudo identificar energías características de los decaimientos de ^{235}U , ^{137}Cs , ^{226}Ra , ^{214}Bi y ^{214}Pb . Para estos dos últimos isótopos se identificó que el ^{238}U es el padre.

C. TALON DE COMPTON Y BACKSCATTERING

Las interacciones por Efecto Compton en los detectores se aprecian en los espectros medidos. Para la discusión se trabaja con el detector de GeLi y se analiza el espectro del ^{137}Cs , ya que la energía en la que irradia es una sola ($h\nu=662\text{ keV}$). Por esto hay un solo pico que representa la transferencia completa

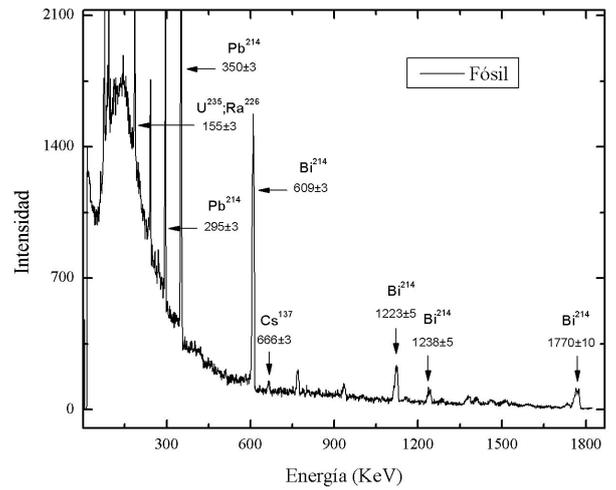


Figura 9: Espectro de radiación del fósil obtenido con el detector de GeLi .

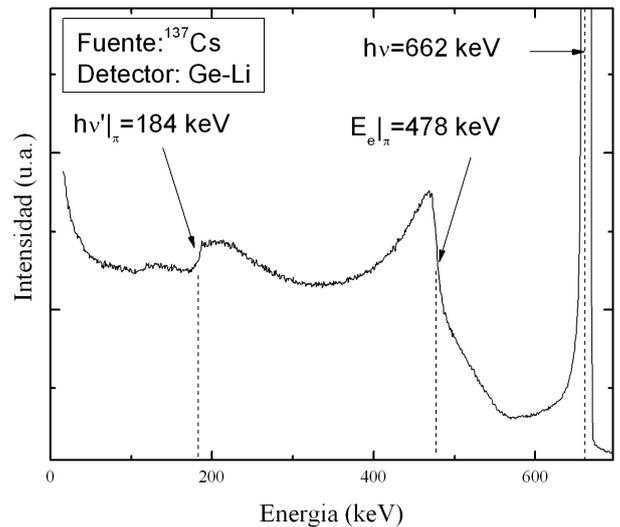


Figura 10: Espectro de energías de la fuente de ^{137}Cs obtenido con el detector de GeLi . Se marcan los valores teóricos para la energía incidente $h\nu=662\text{ keV}$, la energía mínima dispersada $h\nu' |_{\pi}=184\text{ keV}$ y la energía máxima del detector por efecto Compton $E_e |_{\pi}=478\text{ keV}$.

de la energía del fotón sobre el detector ($E_e = h\nu$), es decir por efecto fotoeléctrico (ver Figura 4— ^{137}Cs).

Se presentó en la ecuación 1 la dependencia de la energía del fotón desviado ($h\nu'$) respecto del ángulo de desviación θ y la energía del fotón incidente ($h\nu$). Por un lado, se observa que cuando el fotón no se desvía ($\theta = 0$), su energía $h\nu'$ es máxima e igual a $h\nu$ (no hay entrega de energía al electrón $E_e=0$) y, por otro lado, que existe un valor mínimo de $h\nu'$ (entrega máxima de energía al electrón E_e) cuando el fotón rebota hacia atrás ($\theta = \pi$). Estos últimos valores son:

$$h\nu' |_{\pi} = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_0c^2} |_{C_s} = 184keV \quad (2)$$

$$E_e |_{\pi} = h\nu \left(\frac{2h\nu/m_0c^2}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \right) |_{C_s} = 478keV \quad (3)$$

Estos valores de energía se distinguen en el espectro del ^{137}Cs presentado en la Figura 10, que es una vista detallada del presentado anteriormente en la Figura 4. Analizando la forma funcional de la ecuación 1 se concluye que fuentes monoenergéticas tendrán mayor cantidad de fotones dispersados cerca del mínimo de energía ($\theta = \pi$). Al considerar los fotones incidentes con energía $h\nu$, este análisis explica el aumento considerable de intensidad observada en $E_e |_{\pi}$.

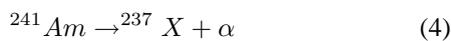
Por otro lado, también se observa un pico en $E_e = h\nu' |_{\pi}$, conocido como pico de *backscattering*. Se lo explica de la siguiente forma: la fuente de radiación de energía $h\nu$ presenta interacciones tipo Compton con los alrededores del detector. Por lo explicado en el párrafo anterior, esto resulta en un gran número de fotones con energía $h\nu' |_{\pi}$ y estos son detectados por efecto fotoeléctrico resultando en el pico observado alrededor de $E_e = h\nu' |_{\pi}$.

Cuando un fotón interactúa por Compton, tiene muy poca probabilidad de permanecer en el detector, por lo que su energía depositada en el mismo tiene un rango que va desde cero a $E_e |_{\pi}$, definiendo lo que se conoce como *talón de Compton*. Este llenado más o menos uniforme de los canales del espectro también se puede apreciar en la Figura 10. El hecho de que se observa que el borde Compton es una transición suave y no un salto abrupto se debe a que la energía de ligadura de los electrones en el material del detector es apreciable [2].

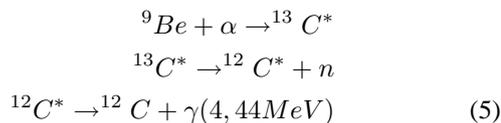
D. FUENTE DE NEUTRONES

Se midió el espectro de una fuente de $^{241}Am^9Be$. Éste actúa como fuente de neutrones, y las reacciones nucleares involucradas se detallan a continuación.

El ^{241}Am decae emitiendo partículas alfa:



Luego dichas partículas alfa reaccionan con el 9Be iniciando una cadena con el carbono:



Es decir que el 9Be reacciona, emitiendo un neutrón y un fotón de energía $4,44MeV$.

Vale agregar que como la energía del fotón γ es mayor a $1,022MeV$ (es decir $2m_e$), es energéticamente posible la producción de pares electrón - positrón. Por conservación de

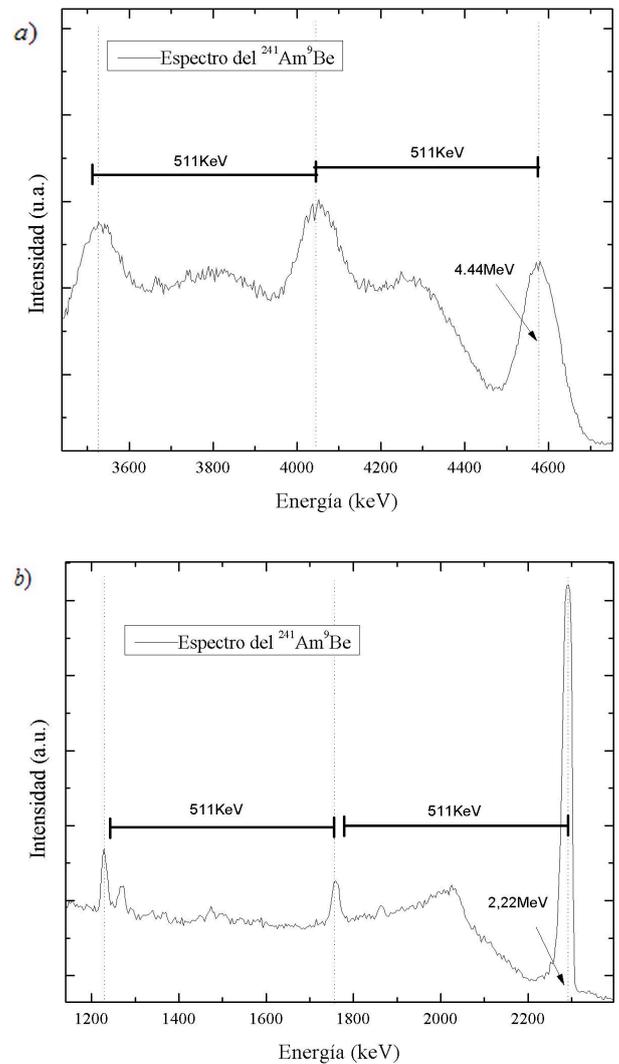


Figura 11: Espectro de energías de la fuente de $^{241}Am^9Be$ obtenido con el detector de $GeLi$. a) Acercamiento alrededor de la energía del fotón de 4,44 MeV mencionado en la ecuación 5 b) Acercamiento alrededor de la energía del fotón de 2,22 MeV mencionado en la ecuación 6.

momento, estas partículas adquieren impulso en direcciones opuestas.

Por lo tanto, existen tres posibilidades para la absorción de dicho γ en el detector: o se deposita $4,44MeV$, o se deposita $4,44MeV$ menos $511KeV$, o se deposita $4,44MeV$ menos $1,022MeV$. Esto es porque: o tanto el electrón como el positrón escapan del detector, o porque sólo uno de ellos escapa, o porque ambos dejan su energía en el detector. Las energías características de las reacciones mencionadas se aprecian en el espectro obtenido (ver Figura 11a).

Por otro lado, los neutrones (de la segunda reacción en 5) reaccionan con los átomos de Hidrógeno del contenedor de parafina (que contiene a la fuente) o del medio ambiente:



Se recalca que aquí también es energéticamente posible la producción de pares electron - positrón y por tanto también las tres posibilidades de absorción antes mencionadas (ver Figura 11b).

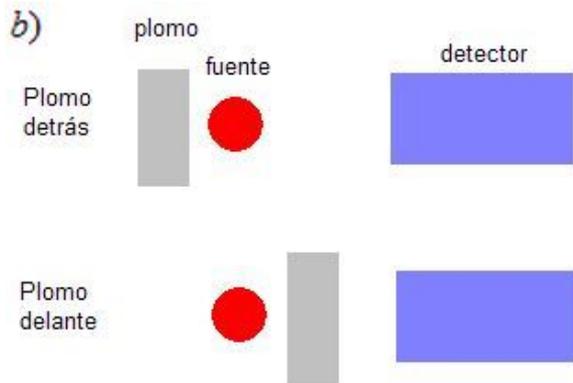
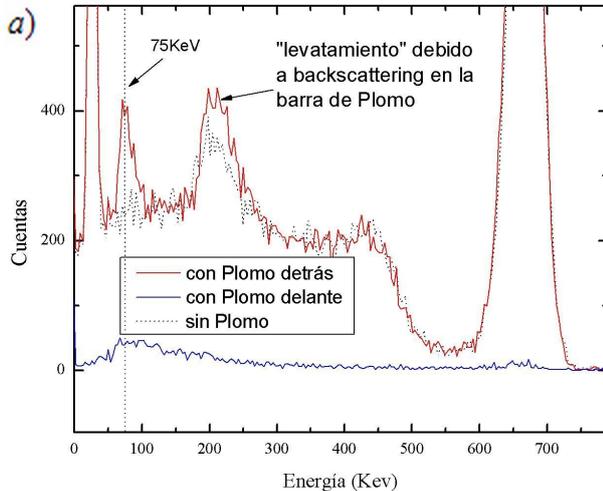


Figura 12: a)Espectro de energías de la fuente de ^{137}Cs obtenido con el detector de NaI con distintas posiciones de la barra de Plomo. b)Esquemas de las disposiciones.

E. EFECTOS DE LA PRESENCIA DE PLOMO

Con fin de observar algún efecto de apantallamiento de radiación, dispusimos bloques de plomo en diferentes posiciones: i) entre la fuente (de radiación) y el detector, ii) detrás de la fuente y iii) sin la barra de plomo. En la Figura 12 se muestran los espectros obtenidos y dichas disposiciones. Vemos que para ii) se acentúa el efecto de backscattering. En este caso también se observa un pico alrededor de 75 keV que antes no estaba. Este pico coincide con el pico $K\beta_1$ del plomo que se observa al realizar un análisis de fluorescencia de rayos X [4]. Esto indica que la radiación de la fuente también está excitando a los electrones por efecto fotoeléctrico, los cuales al decaer emiten la radiación correspondiente al pico mencionado.

IV. CONCLUSION

Primero se utilizaron fuentes de radiación gamma conocidas para calibrar un detector centellador de NaI(Tl) y un semiconductor de GeLi . Además se utilizaron sus espectros para comparar la resolución entre ambos detectores, concluyendo que el detector de GeLi presenta una resolución mayor que el detector de NaI(Tl) .

Luego se midió la radiación de fondo y la de un fósil donde se identificaron las energías características de los decaimientos de ^{228}Ac , ^{214}Bi , ^{235}U , ^{214}Pb , ^{226}Ra , ^{214}Bi , ^{40}K y ^{137}Cs .

Además se observaron diversos mecanismos de interacción de la radiación gamma con la materia. En el espectro de ^{40}K se identificó un pico de radiación por aniquilación. En el espectro de ^{137}Cs se observó el talón de Compton y un pico de backscattering. En el espectro de ^{241}Am y ^9Be se identificaron picos característicos de la producción de pares electrón-positrón.

Finalmente, se analizaron los efectos de una placa de plomo sobre los espectros de radiación. Por un lado, se observó el efecto de apantallamiento de barras de plomo sobre la radiación gamma al interponer la barra entre la fuente y el detector. Por otro lado, al colocar la barra detrás de la fuente, se observó un aumento en el pico de backscattering y la aparición del pico $K\beta_1$ del plomo.

[1] R.D. Evans, The Atomic Nucleus, Krieger, New York, 1982.

[2] G. K. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley and Sons Inc., p 466, 1999.

[3] www.hep.phys.soton.ac.uk/evans/QL/archive.htm

[4] www.amptek.com