

# Espectroscopía gamma de alta y mediana resolución

M. Lourdes Amigó, Iván A. Davidovich, Rodrigo S. Echeveste, Jorge I. Facio  
*Introducción a Física Nuclear y Partículas*  
Instituto Balseiro  
Abril 2010

En el presente trabajo se realizaron espectroscopías  $\gamma$  de diversas sustancias utilizando y comparando un detector centellador y un detector de GeLi. Se calibraron ambos detectores utilizando fuentes de composición conocida. Se estudiaron los espectros de dichas fuentes y se observó la contribución a los mismos de los distintos mecanismos de interacción de la radiación con la materia. Se estudió el espectro de emisión de la reacción  ${}^4\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{13}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + n + \gamma$  y  $n + p \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$  y se obtuvo la composición de elementos radioactivos en una muestra de cenizas volcánicas, un hueso fosilizado y el fondo ambiente

## I. INTRODUCCIÓN

El estudio y la caracterización de fuentes radioactivas se basa en la medición de las propiedades físicas de la radiación emitida por las mismas. En vista de que cada tipo de radiación (i.e. radiación  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , neutrones, etc.) interactúa de distintas formas con la materia - dependiendo de su carga, masa, etc. - los detectores empleados para la medición de las propiedades de cada una de ellas serán en general distintos. De la misma manera, la interpretación de los espectros obtenidos deberá basarse en la forma de interacción de la radiación estudiada con la materia. En este trabajo se estudió la caracterización de diversas fuentes de radiación  $\gamma$ , es por ello que a continuación se presentan las tres formas principales de interacción de los fotones (radiación  $\gamma$ ) con la materia. En todo el análisis subsiguiente se supondrá un medio infinito, a menos que se exprese lo contrario.

### A. Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico constituye la principal forma de interacción de la radiación  $\gamma$  con la materia a bajas energías (aproximadamente hasta energías de 1 MeV)[1]. El mismo se produce cuando un fotón  $\gamma$  con energía suficiente es absorbido por uno de los electrones del medio, el cual pasa de un estado ligado en uno de los átomos[4] que constituyen el medio a un estado en el continuo. La energía con la que este electrón - habitualmente denominado "secundario" es emitido, será entonces,

$$E_{e^-} = E_\gamma - B = h\nu - B \quad (1)$$

siendo  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la frecuencia del fotón y  $B$  la energía de ligadura del electrón en el átomo. El electrón secundario es una partícula cargada, por lo que al ser emitido comenzará una interacción electromagnética con el resto de los electrones y núcleos del medio, cediendo eventualmente toda su energía al mismo. El efecto fotoeléctrico se esquematiza en la Figura 1.

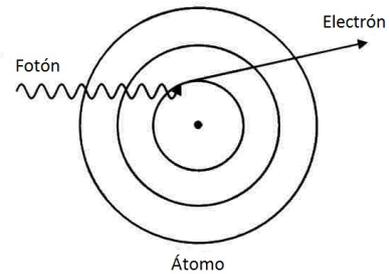


Figura 1: Ilustración del efecto fotoeléctrico.

Para las energías típicas de los fotones  $\gamma$ , los electrones secundarios emitidos suelen provenir de las capas electrónicas más profundas (capas K) con energías de ligadura del orden de las decenas de keV para átomos pesados. Se produce entonces, luego de la emisión del electrón, un reordenamiento electrónico en el átomo que lleva a la emisión de radiación x. Estos rayos x producirán efecto fotoeléctrico sobre electrones menos ligados en otros átomos del medio, pudiendo repetirse todo el proceso anterior, hasta que su energía sea totalmente transferida al mismo.

Según se sabe [1], la sección eficaz para la absorción fotoeléctrica va como  $Z^{4,5}$ , por lo que en general serán deseables medios cuyos átomos tengan un alto  $Z$  para la fabricación de detectores de radiación  $\gamma$ .

### B. Dispersión Compton

La dispersión Compton se produce cuando un fotón es dispersado por un electrón del medio, que supondremos inicialmente libre y en reposo, transfiriendo al mismo parte de su momento lineal y energía. Como resultado, el fotón es dispersado un ángulo  $\theta$  respecto de su dirección de incidencia. Este proceso se esquematiza en la Figura 2. Planteando la conservación de impulso y energía relativistas puede verse que la energía del fotón emergente luego de la dispersión depende

de  $\theta$  como

$$E'_\gamma = h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/mc^2)(1 - \cos\theta)} \quad (2)$$

siendo  $\nu$  y  $\nu'$  la frecuencia del fotón antes y después de la dispersión, respectivamente,  $m$  la masa en reposo del electrón y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío. La energía transferida al electrón será entonces,

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' \quad (3)$$

Se ve entonces que la energía cinética del electrón podrá tomar un valor en el rango entre 0 (cuando  $\theta = 0$ ) y un valor máximo dado por el valor mínimo de  $h\nu'$ . Puede verse que el mínimo de  $h\nu'$  ocurre para  $\theta = \pi$ , siendo entonces la energía cinética del electrón,

$$E_{e^-}^{max} = h\nu \frac{2h\nu/mc^2}{1 + 2h\nu/mc^2} \quad (4)$$

que es menor que  $h\nu$  (como cabía esperar). Tal como ocurría con el efecto fotoeléctrico, el electrón emitido eventualmente transferirá toda su energía cinética al medio. El fotón emitido podrá tener más interacciones con el medio hasta ser eventualmente absorbido por efecto fotoeléctrico.

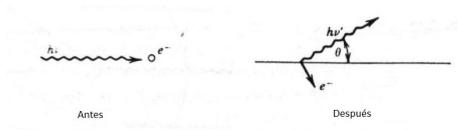


Figura 2: Ilustración del efecto Compton, tomada de [1].

La dispersión Compton es la interacción dominante para energías del fotón  $\gamma$  incidente entre 1 MeV y 5MeV.

### C. Creación de pares electrón-positrón

Si la energía del fotón  $\gamma$  es mayor que  $2mc^2 = 1022$  keV existe la posibilidad de que, al encontrarse este en presencia de un medio[5], el mismo decaiga en un par electrón-positrón. La energía cinética total de estas dos partículas creadas será,

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2mc^2 \quad (5)$$

donde se ha despreciado la energía transferida a los átomos que forman el medio (que deben sufrir un retroceso para conservar el impulso). El electrón y el positrón comenzarán entonces a interactuar con el medio hasta cederle toda su energía cinética. Cuando la energía cinética del positrón sea

lo suficientemente pequeña, el mismo se aniquilará con un electrón del medio, emitiendo dos fotones de energía  $mc^2$  cada uno. Estos fotones podrán o no interactuar con el medio a través de dispersión Compton hasta ser finalmente absorbidos por efecto fotoeléctrico. Si todo este proceso ocurre (lo cual no es necesariamente así si el medio considerado es finito) toda la energía del fotón  $\gamma$  original habrá sido transferida al medio.

El proceso de producción de pares es la interacción dominante entre la radiación  $\gamma$  y el medio material a partir de energías del fotón de unos 5 a 10 MeV.

### D. Creación de pares electrón-hueco

Hasta ahora se han presentado las principales formas de interacción de la radiación  $\gamma$  con la materia para un medio general. En un medio semiconductor, como consecuencia de estas, aparecerá otra interacción que es de suma importancia para las aplicaciones en espectroscopía  $\gamma$ . La misma es la creación de pares electrón-hueco en el semiconductor.

Un semiconductor es un material cuya estructura de bandas presenta brechas ("gaps") del orden de 1 eV. Puede entonces, entregándose energía a los electrones en las bandas de valencia del material, promover algunos de ellos a las bandas de conducción del mismo. Al quitar el electrón de las bandas de valencia se deja una vacancia electrónica que actúa como una carga positiva efectiva; la misma se denomina "hueco". Entonces puede decirse que, al promover un electrón de las bandas de valencia a las de conducción, se está creando un par electrón-hueco. Las partículas cargadas que resultan de las interacciones ya presentadas entre la radiación  $\gamma$  y los medios materiales son capaces de crear estos pares electrón-hueco. En vista de que el costo energético de cada una de estas creaciones es muy pequeño, dichas partículas pueden habitualmente crear un gran número de pares electrón-hueco. Los pares electrón-hueco pueden luego ser transformados en una corriente eléctrica, mediante la aplicación de un campo eléctrico, que dará información sobre la energía del fotón  $\gamma$  original.

### E. Análisis del espectro de una fuente $\gamma$ monoenergética

En esta sección se desean observar las pautas generales para el análisis de un espectro  $\gamma$  a la luz de lo presentado previamente. Se considerará el espectro de una fuente  $\gamma$  monoenergética; el espectro de una fuente polienergética será una superposición de espectros monoenergéticos.

Se considera aquí que se posee algún sistema de detección en el cual ocurren uno o más de los procesos de interacción detallados anteriormente. Se considera además que este sistema de detección es capaz de emitir una señal de una

amplitud proporcional a la energía que se ha depositado en él. Este sistema puede entonces ser calibrado para obtener el valor de la energía que se ha depositado en él y, puede llevarse un registro (cuentas) de cuantas veces la energía depositada por la fuente  $\gamma$  en el detector estuvo en un cierto rango (a modo de histograma). Dadas estas consideraciones y, teniendo en cuenta la hipótesis de medio infinito que lleva a la transferencia total de la energía de cada fotón  $\gamma$  al medio, se obtendría un espectro como el que se muestra en la Figura 3.

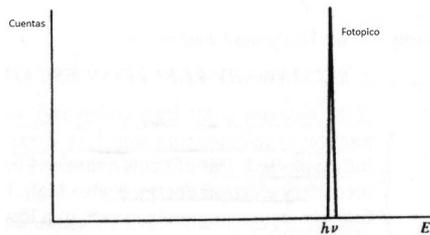


Figura 3: Espectro esperado para un detector infinito, tomado de [1].

En la práctica, los medios empleados en la fabricación de detectores no son infinitos. Es por ello que el espectro real de una fuente  $\gamma$  monoenergética será diferente al de la Figura anterior. Dada la gran diferencia en la profundidad de penetración de partículas cargadas y fotones en un medio, puede considerarse en un primer análisis que las partículas cargadas que intervienen en los procesos antes descritos tampoco escapan del medio en el caso real. Por otro lado, los fotones  $\gamma$  tendrán una probabilidad no despreciable de escapar del medio[6]. Cada fotón que escape del medio significará una pérdida de energía para el detector, lo que resultará en una energía registrada menor a la que poseía el fotón  $\gamma$  original. Cada una de las interacciones presentadas aportará entonces distintas características al espectro, dependiendo de si la misma produce o no fotones y de la energía de los mismos.

El efecto fotoeléctrico no produce fotones  $\gamma$ , siendo toda la energía del fotón original transferida al electrón. Por esto, el efecto fotoeléctrico aportará al espectro un pico como el presentado en la Figura 3, correspondiente a un medio infinito. Es común denominar a este pico como "fotopico".

En la dispersión Compton se emite un fotón. Si el mismo escapase del medio luego de esta interacción, se registraría una energía menor a la del fotón original. Como se vio en la sección dedicada a esta interacción, el valor máximo de esta energía sería el dado por la ecuación 4, pero cualquier valor de energía menor a este es también posible. La dispersión Compton aportará entonces un "lomo" de cuentas al espectro, entre energía 0 y la energía máxima ya mencionada, conocido como "talón de Compton". Si el fotón emergente de la dispersión sufriese más dispersiones Compton antes de escapar del medio, se depositaría una fracción mayor de la energía del fotón original en el medio. Esto aportaría cuentas en la zona

del talón de Compton y en el rango entre este y el fotopico pero, dado que la probabilidad de dispersiones sucesivas es menor que la de una única dispersión, estas cuentas serán muchas menos que las procedente de una única dispersión Compton.

En la creación de pares se producen dos fotones luego de la aniquilación del positrón, cada uno de energía  $mc^2$ . Si uno de ellos escapara del medio, se observaría en el espectro un pico en una energía igual a la del fotopico menos  $mc^2$ . Si ambos escapasen se observaría un pico en una energía igual a la del fotopico menos  $2mc^2$ .

Reuniendo todo lo dicho hasta aquí, puede obtenerse un espectro como el que se presenta en la Figura 4. La consideración del escape del medio de electrones (o positrones) o de los fotones producidos en el frenamiento de los mismos, no aporta nuevos picos al espectro (únicamente redondea el talón Compton y reduce la altura del fotopico). Si se considera el posible escape de los fotones x producidos como consecuencia del efecto fotoeléctrico, aparecerán picos en energías iguales a la energía del fotopico menos la energía del fotón x.

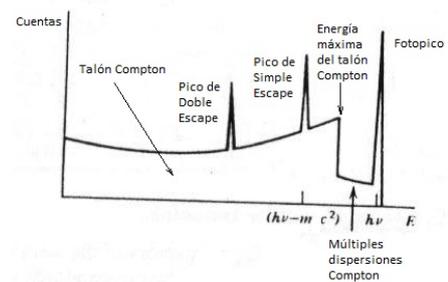


Figura 4: Espectro esperado para un detector finito, tomado de [1].

El objetivo de este trabajo es el estudio y la caracterización de diversas fuentes de radiación  $\gamma$  mediante el empleo de dos dispositivos de detección distintos: un cristal de centelleo y un detector semiconductor. Analizando los espectros obtenidos se busca además comparar estos dos sistemas de detección.

## II. MÉTODO EXPERIMENTAL

### A. Espectroscopía $\gamma$ utilizando un detector centellador

#### 1. Equipo experimental

Para estudiar los espectros  $\gamma$  de diversas sustancias se contó con un detector Centellador de yoduro de sodio dopado con talio (NaI(Tl)). Dicho detector consta de un cristal de NaI(Tl), un fotomultiplicador y un preamplificador. Los

fotones  $\gamma$  emitidos por la fuente interactúan con los iones del cristal mediante los mecanismos de Efecto Fotoeléctrico, Efecto Compton y Creación de Pares descritos en la *Introducción Teórica*. La señal emitida por el cristal es captada por el fotomultiplicador que convierte la señal lumínica en una señal eléctrica. Dicha señal es luego preamplificada antes de salir del detector.

El detector estaba conectado a un amplificador y éste a una placa de adquisición de datos de una PC. Un diagrama de las conexiones del equipo se presenta en la figura 5.

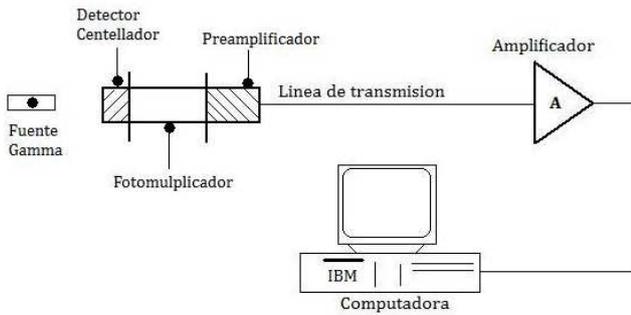


Figura 5: Esquema de las conexiones del equipo experimental utilizado.

## 2. Calibración

Para poder calibrar el detector se midieron espectros de sustancias cuyos decaimientos tienen energías conocidas [2]. Se trabajó con  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ , y  $^{241}\text{Am}$ . Conociendo dichas energías se obtuvieron las constantes de calibración del equipo. Los resultados de dicha calibración se presentan en la sección *Resultados y discusión*.

### B. Espectroscopía $\gamma$ Utilizando un detector de GeLi

#### 1. Equipo experimental

Como segunda parte del del experimento se utilizó un detector de GeLi para estudiar los espectros  $\gamma$  de diversas sustancias. En la figura 6 se presenta un esquema del detector. Dicho detector consta principalmente de un semiconductor que interactúa con los fotones  $\gamma$  incidentes mediante la creación de pares electrón-hueco.

Además del detector se contó con un muticanal que recibía la señal del mismo y la proyectaba en una pantalla. La señal también podía ser enviada a una PC para guardarla.

El detector estaba conectado a un amplificador y éste al multicanal. Un diagrama de las conexiones del equipo se

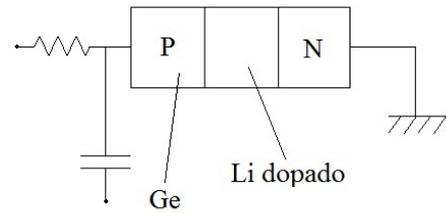


Figura 6: Esquema del detector de GeLi.

presenta en la figura 7.

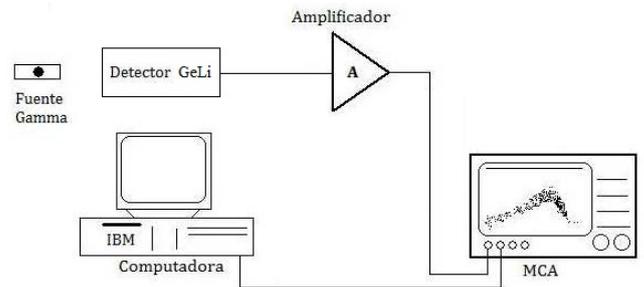


Figura 7: Esquema de las conexiones del equipo experimental utilizado.

## 2. Calibración

Se repitió el mismo proceso realizado con el detector centellador para calibrar el detector de GeLi. Se trabajó con las mismas sustancias. Los resultados de la calibración se presentan en la sección *Resultados y discusión*.

### 3. Medición de espectros

Habiendo calibrado el detector se procedió a levantar, primeramente, el espectro del fondo, es decir, es espectro de la radiación presente en el ambiente. Se estudiaron también una muestra de cenizas volcánicas, un hueso fosilizado y la emisión  $\gamma$  de la reacción  $^4\alpha + ^9\text{Be} \rightarrow ^{13}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + n + \gamma(4438\text{KeV})$  y  $n + p \rightarrow ^2\text{H} + \gamma(2223\text{KeV})$ .

## III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

### A. Calibración

Usando valores de tabla [2] para las energías de algunos de los decaimientos  $\gamma$  observados en los espectros de los isóto-

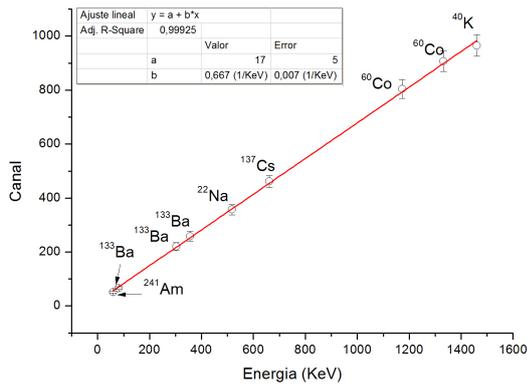


Figura 8: Canal vs Energía  $\gamma$  de los picos de los espectros obtenidos con el detector de centelleo.

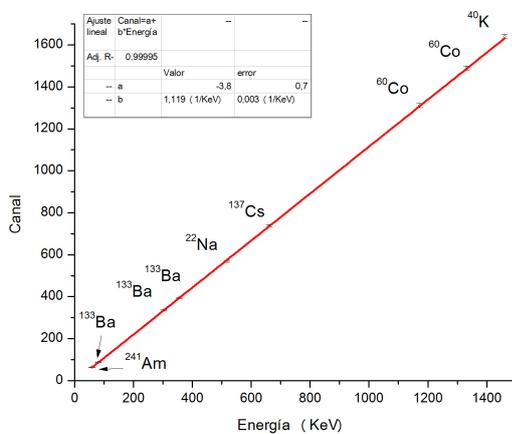


Figura 9: Canal vs Energía  $\gamma$  de los picos de los espectros obtenidos con el detector GeLi.

pos mencionados en *Método experimental*, se determinó mediante ajustes lineales, la relación Canal vs Energía. Se obtuvo para el detector centelleador  $Canal = (17 \pm 5) + (0,667 \pm 0,007)(1/KeV) * Energía$  y  $Canal = (-3,8 \pm 0,7) + (1,119 \pm 0,003)(1/KeV) * Energía$  para el detector de GeLi. En las figuras 8 y 9 se muestran las calibraciones de ambos detectores.

## B. Resoluciones de los detectores

En la figura 10 se presenta FWHM(Ancho a mitad de altura, por sus siglas en inglés) vs E para cada detector. Se nota claramente la mejor resolución del detector de GeLi, y además se pueden observar respuestas distintas con la energía del rayo  $\gamma$ . En el detector de GeLi, FWHM vs E es bien interpretado mediante una recta, lo cual nos indica que la reso-

lución R, que definimos como  $R = FWHM/E$ , es aproximadamente constante en todo el intervalo de medición. En cambio, puesto que  $FWHM \propto E^{1/2}$  para el detector de centelleo, resulta que  $R \propto E^{-1/2}$  aproximadamente. Una posible causa es que la emisión fluorescente producto de los decaimientos de los electrones excitados en la banda de conducción puede ser absorbida por el propio cristal del centelleador. Esto causa que lleguen menos fotones al primer dinodo del fotomultiplicador y la consecuente pérdida de eficiencia. Este mecanismo afecta más mientras menor es la energía, lo cual explica la disminución de R con la energía.

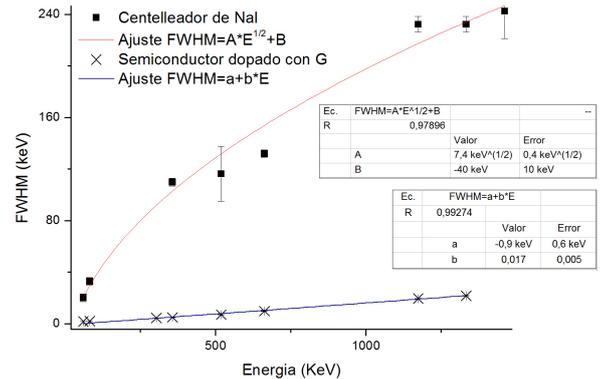


Figura 10: FWHM vs E con los distintos detectores.

La diferencia de resolución también puede apreciarse en la figura 11 donde se superponen los espectros del  $^{133}\text{Ba}$  obtenidos con los dos detectores. En la figura 12 se muestra el esquema de niveles del isótopo  $^{133}\text{Cs}$ . Si se comparan las energías de los decaimientos  $\gamma$  que allí se observan con los del espectro del  $^{133}\text{Ba}$  (ver Tabla en el inset de la figura 11), se puede observar que los picos A a G se corresponden con decaimientos entre esos niveles. Por otro lado, dado que la energía del pico H es aproximadamente igual a la del cuarto nivel excitado (437,013 KeV), y puesto que el decaimiento entre este nivel y el fundamental no ocurre, deducimos que dicho pico es un efecto de suma. En general esto puede ocurrir cuando un isótopo decae en cascada emitiendo sucesivos rayos  $\gamma$ . En caso de que ninguno de los estados intermedios sea isomérico, es posible que los distintos rayos  $\gamma$  depositen su energía en un tiempo corto comparado con la resolución temporal del detector. Como resultado, se cuenta un evento de energía igual a la suma de las energías de los distintos rayos. Véase otro ejemplo en la figura 13 donde se observa el espectro del  $^{60}\text{Co}$ .

## C. Identificación de los espectros

En la figura 14 se muestra el espectro del  $^{137}\text{Cs}$  obtenido con el detector GeLi. En esta figura se identificaron picos

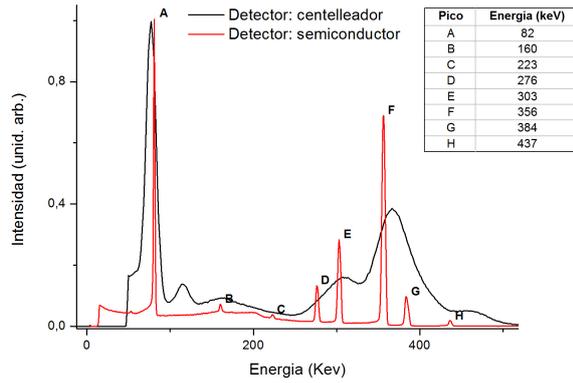


Figura 11: Cuentas vs E del isótopo <sup>133</sup>Ba con los distintos detectores. Inset: Valores de energía de los picos señalados en el gráfico.

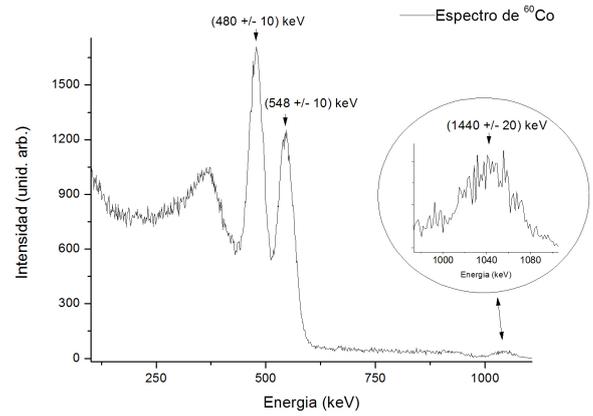


Figura 13: Cuentas vs E del isótopo <sup>60</sup>Co. Sobre la derecha puede observarse un pico debido al efecto de suma.

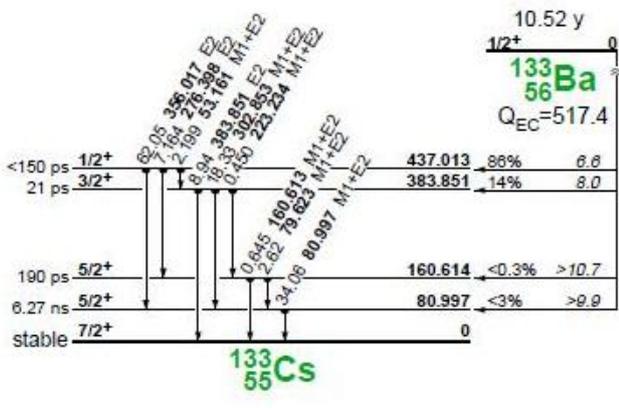


Figura 12: Esquema de los niveles excitados del isótopo <sup>133</sup>Cs.[2]

debidos a efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton y otros efectos, por ejemplo la influencia de los materiales alrededor del detector.

El pico a mayor energía se debe al efecto fotoeléctrico y nos indica la energía del rayo gamma incidente, en este caso, la energía debida al decaimiento del <sup>137</sup>Cs. A menores energías se puede observar un talón debido a la dispersión Compton. La máxima energía con la que puede quedar un rayo gamma luego de realizar dispersión Compton es  $E = h\nu \left( \frac{2h\nu/m_0c^2}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \right)$ , es decir, que entre la energía del rayo gamma incidente y la debida al efecto Compton hay un gap ( $E_c$ ) en el que no se debería medir cuentas debidas a éstos efectos. Sin embargo, vemos que el número de cuentas no cae a cero como era de esperarse en el intervalo  $E_c$ . Esto se puede deber a que el detector no es lo suficientemente grande como para que no se escape ningún fotón luego de múltiples eventos Compton. Por lo tanto, el o los fotones que se escapan del detector disminuyen la energía  $h\nu$  que esperábamos medir

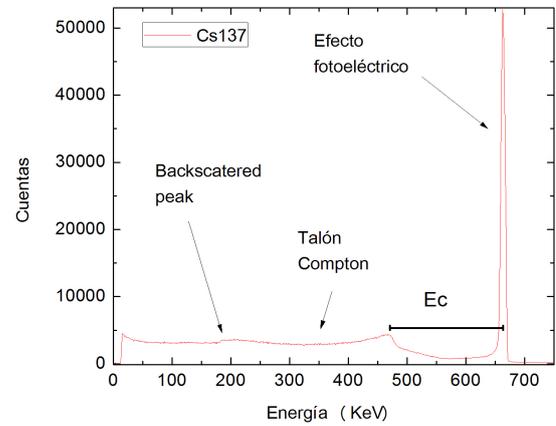


Figura 14: Número de cuentas en función de la energía para el <sup>137</sup>Cs. Se identifican las distintas interacciones de los rayos  $\gamma$  con el detector.

para el <sup>137</sup>Cs. Por otro lado, en éste espectro no vamos a tener creación de pares ya que la energía del rayo  $\gamma$  es menor a 1022 KeV. Finalmente, se puede observar que dentro del talón Compton hay un pequeño pico. Éste se puede deber a que el rayo gamma interactúa mediante efecto Compton con materiales que están alrededor del detector y vuelve a entrar a éste. Si esto es lo que está sucediendo el pico tendría que ocurrir a una energía[3] de  $h\nu' = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_0c^2}$ , para el caso de <sup>137</sup>Cs,  $h\nu = 184,3KeV$ , si tomamos el valor experimental obtenemos  $h\nu = (190 \pm 10)KeV$ , que coinciden dentro del error. Al pico debido a la influencia del medio se lo denomina Backscattered peak.

Para el detector de GeLi se estudió la concordancia entre los valores medidos y calculados para el talón compton. En la

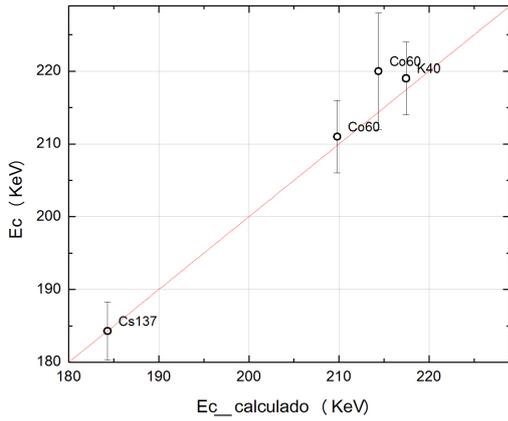


Figura 15: Diferencia de energía entre la energía del rayo  $\gamma$  incidente y la máxima energía del talón Compton medida experimentalmente en función de la calculada teóricamente. Espectro medido con el detector de GeLi.

figura 15 se muestran la distancia entre el valor de la energía del rayo  $\gamma$  incidente y su correspondiente talón compton en función de este valor calculado teóricamente. Puede verse que estos valores concuerdan con lo esperado dentro del error ya que caen en una recta con pendiente uno.

Se estudiaron también los espectros  $\gamma$  del ambiente en el que se realizó la experiencia (fondo), de una muestra de cenizas volcánicas y de un hueso fosilizado con el detector de GeLi. Para determinar al decaimiento de qué sustancia corresponde cada pico se procedió a comparar la energía de los picos con los valores tabulados[2] de las energías de decaimientos  $\gamma$ . Los espectros estudiados se presentan en las figuras 16 a 18.

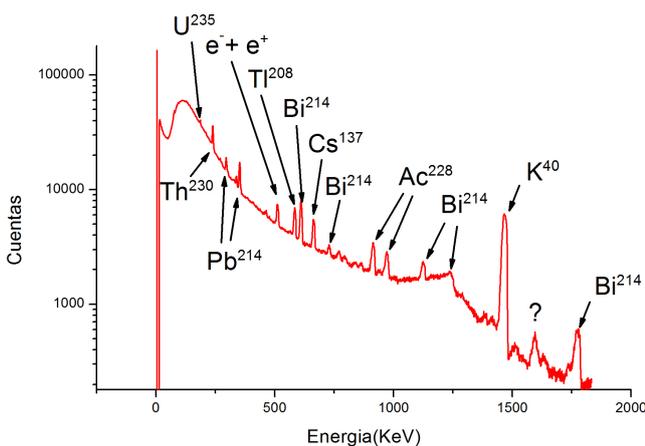


Figura 16: Espectroscopía  $\gamma$  del ambiente en el que se realizó la experiencia (fondo). El espectro se presenta en escala logarítmica para una mejor apreciación de los picos de menor intensidad.

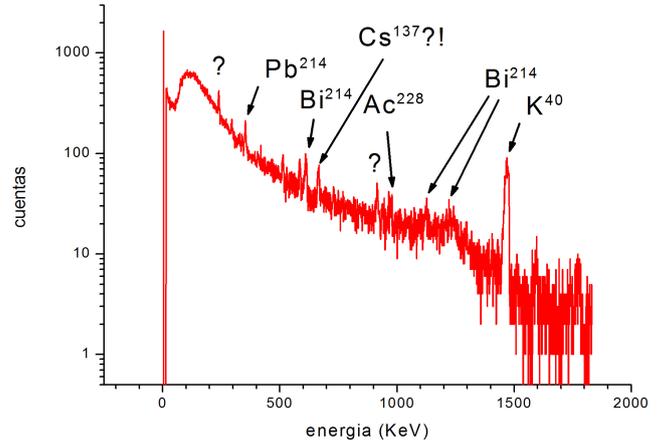


Figura 17: Espectroscopía  $\gamma$  de una muestra de cenizas volcánicas. El espectro se presenta en escala logarítmica para una mejor apreciación de los picos de menor intensidad.

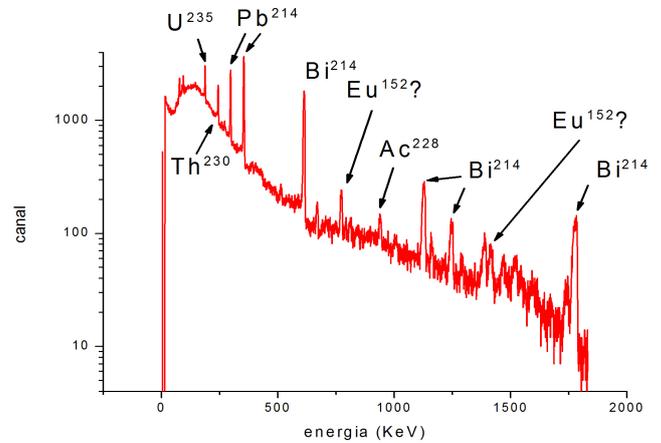


Figura 18: Espectroscopía  $\gamma$  de un hueso fosilizado. El espectro se presenta en escala logarítmica para una mejor apreciación de los picos de menor intensidad.

El procedimiento para identificar cada pico consiste en, primeramente, determinar la energía media del pico y su ancho. Esto determina un intervalo de energía en el que sucede el decaimiento. Luego se busca en los valores tabulados [2] a qué decaimientos puede corresponder el pico. Se descartan los decaimientos de aquellos elementos cuyas vidas medias no se correspondan con la edad estimada del objeto en estudio o no formen parte de la cadena de decaimientos de otro elemento presente en el material cuya vida media sí es coherente con el objeto que se está estudiando.

Así se procedió con todos los picos de los tres espectros, identificándose los elementos que se presentan en las figuras 16 a 18.

Se modificó la ganancia para poder medir a energías mayores de las tomadas hasta el momento, con el detector de GeLi. Con esta nueva ganancia se estudió la reacción  ${}^4\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{13}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + n + \gamma(4438\text{KeV})$  y  $n + p \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma(2223\text{KeV})$ . En el espectro de la figura

19 se muestran las energías de los rayos  $\gamma$  correspondientes a la reacción además de la creación de pares positrón-electrón.

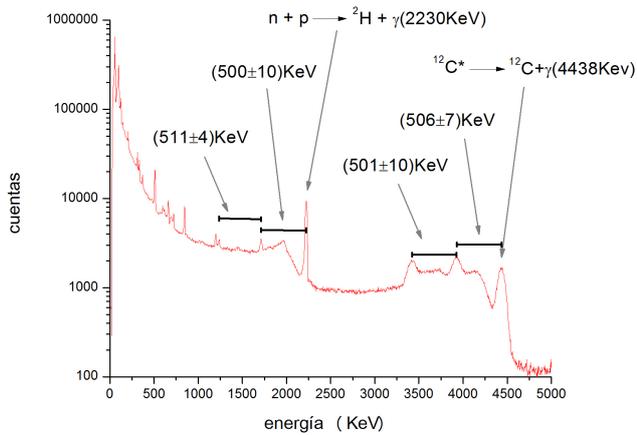


Figura 19: Cuentas en función de la energía para la reacción  ${}^4\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{13}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + n + \gamma(4438\text{KeV})$  y  $n + p \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma(2223\text{KeV})$ .

#### IV. CONCLUSIONES

Se realizaron espectroscopías  $\gamma$  de diversas sustancias utilizando y comparando un detector centellador y un detector de GeLi. Para la calibración de ambos detectores se utilizaron fuentes de composición conocida identificándose los picos observados con las energías de las transiciones de dichas sustancias.

Se estudiaron los espectros de dichas fuentes conocidas para observar la contribución a los mismos de los distintos mecanismos de interacción de la radiación con la materia comparando los resultados con los modelos teóricos.

Finalmente se estudió el espectro de emisión de la reacción  ${}^4\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{13}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + n + \gamma$  y  $n + p \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$  y se obtuvo la composición de elementos radioactivos en una muestra de cenizas volcánicas, un hueso fosilizado y el fondo ambiente.

- 
- [1] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement", John Wiley & Sons, Inc., p. 308 (1999).  
 [2] Richard B. Firestone, "Table of Isotopes", Wiley interscience (1996).  
 [3] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement", John Wiley & Sons, Inc., p. 320 (1999).  
 [4] Podrían también ser iones, dependiendo del medio, pero se usará

- "átomos" por simplicidad en la redacción.  
 [5] El medio es necesario para la conservación del momento lineal. El proceso de producción de pares no podría ocurrir en el vacío.  
 [6] No se considera en este primer análisis el escape de fotones procedentes del frenamiento de los electrones y positrones en el medio ni de los fotones  $x$  procedentes del efecto fotoeléctrico.