

Espectroscopía γ con un centellador de NaI

Benatti Emanuel - Garcés Diana - Micheletti Lucas - Montenegro Rimoldi Pablo
Instituto Balseiro - CNEA
Abril de 2011

En este trabajo se utilizó la técnica de espectroscopia gamma utilizando un centellador de NaI conectado a un multicanal para estudiar distintos espectros de fuentes radioactivas. Para ello se realizó una calibración utilizando algunas muestras que contenían núcleos inestables y luego se midieron otras muestras y el fondo de radiación con el objetivo de entender los espectros e identificar los fenómenos de efecto fotoeléctrico, efecto Compton y creación de pares.

I. INTRODUCCIÓN

En este trabajo se realizó espectroscopia γ , es decir, se estudió el espectro de radiación γ emitida por diferentes fuentes radiactivas. Para hacer esto es necesario conocer previamente ciertos mecanismos con los que dicha radiación interactúa con la materia. Los rayos γ se producen en la desexcitación de un nucleón de un nivel o estado excitado a otro de menor energía. Este tipo de radiación interactúa con la materia de varias formas, pero tres de ellas juegan un rol más importante en la medición de radiación: la absorción fotoeléctrica, el efecto Compton y la producción y aniquilación de pares. Todos estos procesos permiten una parcial o completa transferencia de la energía del fotón $\gamma(h\nu)$, siendo ν la frecuencia del fotón) a la energía del electrón (E_e).

A. Absorción fotoeléctrica

En este tipo de interacción el fotón γ incidente desaparece. En su lugar, un fotoelectrón es producido a partir de una de las capas electrónicas del átomo absorbente con una energía cinética dada por la energía del fotón incidente menos la energía de ligadura del electrón en su capa original (E_b), también llamada función trabajo (figura 1).

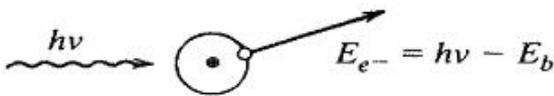


Figura 1: Representación esquemática del proceso de absorción fotoeléctrica. Un fotón γ incide sobre un átomo desprendiendo un electrón con una energía $E_e = h\nu - E_b$.

Por lo tanto, la absorción fotoeléctrica es la liberación de un fotoelectrón, que se lleva la mayor parte de la energía de los rayos γ . Si nada se escapa del detector, entonces la suma de las energías cinéticas de los electrones que se crean debe ser igual a la energía original del fotón γ (teniendo en cuenta que $h\nu \approx 1MeV$ y que $E_b \approx 10^{-6}eV$, la función trabajo se puede despreciar para la mayor parte de los fines prácticos).

La absorción fotoeléctrica es un proceso ideal si uno está interesado en la medición de la energía del rayo γ original. La energía cinética del electrón total es igual a la energía incidente de rayos γ y siempre será la misma si los rayos γ que están involucrados son monoenergéticos. En estas condiciones, la distribución diferencial de la energía cinética del electrón para una serie de eventos fotoeléctricos es una función delta (figura 2).



Figura 2: Distribución diferencial de la energía cinética del electrón para una serie de eventos fotoeléctricos. El único pico aparece a una energía total de electrones que corresponde a la energía de los rayos γ incidente.

B. Efecto Compton

Esta interacción tiene lugar entre el fotón incidente y un electrón del material. Mediante este proceso el fotón incidente es desviado un ángulo θ respecto de la dirección original (figura 3). Parte de la energía es transmitida al electrón que se puede considerar en reposo. Como todos los ángulos de desviación son igualmente probables, la energía transmitida al electrón puede variar desde cero hasta un gran porcentaje de la energía total.

La energía del electrón dispersado es

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

Donde $h\nu$ es la energía del fotón incidente y $h\nu'$ es la del fotón dispersado. De aquí podemos ver que la energía del electrón será mínima cuando θ sea igual a cero y máxima cuando θ sea igual a π :



Figura 3: Representación esquemática del efecto Compton. Un fotón γ incide sobre un electrón del material desviándose un ángulo θ respecto de la dirección original. Parte de su energía es transmitida al electrón.

$$E_{max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0c^2}{2h\nu}} < E_\gamma = h\nu \quad (2)$$

En circunstancias normales, todos los ángulos de dispersión pueden ocurrir en el detector. Por lo tanto, un continuo de energías puede ser transferido al electrón, partiendo de cero hasta el valor máximo dado por la ecuación 2 (figura 4).

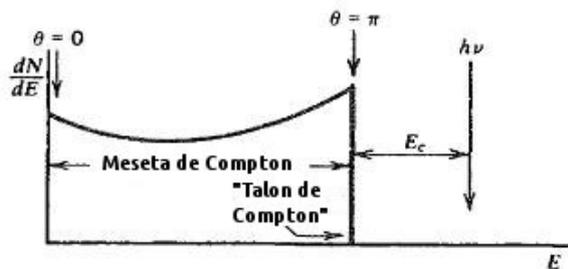


Figura 4: Distribución diferencial de la energía cinética del electrón para una serie de eventos Compton. Para cualquier rayo γ incidente la distribución de la energía del electrón tiene la forma general que se muestra en el dibujo.

C. Producción de pares

Este mecanismo se manifiesta mayormente a energías altas. De hecho, es necesario un rayo γ de una energía mínima de $2m_0c^2$, es decir, dos veces la masa en reposo del electrón para que este fenómeno sea energéticamente posible. Lo que ocurre es que gracias a su interacción con el campo coulombiano del núcleo, el fotón γ desaparece y en su reemplazo aparece un par electrón-positrón.

Por lo tanto, el proceso consiste en convertir el fotón γ incidente en energías cinéticas de electrones y positrones, siendo:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (3)$$

Para energías típicas, tanto el electrón y el positrón viajan unos pocos milímetros antes de ceder toda su energía cinética al medio absorbente. Un gráfico de la distribución diferencial

de la energía cinética del total de las partículas cargadas (electrones + positrones) es de nuevo una función delta, pero ahora se encuentra $2m_0c^2$ por debajo de la energía del rayo γ incidente (figura 5).

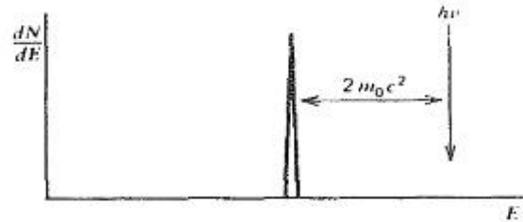


Figura 5: Distribución diferencial de la energía cinética del electrón para una serie de eventos de creación de pares.

El proceso de producción de pares es complicado por el hecho de que el positrón no es una partícula estable. Una vez que su energía cinética se hace muy baja (comparable a la energía térmica de los electrones normales en el material absorbente), el positrón se aniquila o se combina con un electrón normal en el medio absorbente. En este punto ambos desaparecen y son sustituidos por dos fotones de aniquilación de energía m_0c^2 (0.511 MeV) cada uno.

II. DESARROLLO EXPERIMENTAL

El esquema del montaje experimental sobre el que se trabajó fue el siguiente (figura 6):

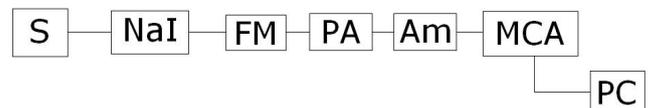


Figura 6: Esquema del experimento realizado. Los rayos γ provenientes de los decaimientos de la fuente S son captados y convertidos en un pulso de tensión proporcional a la energía depositada en el centellador de NaI , por medio de un conjunto de dispositivos dispuestos a tal fin (dichos dispositivos son un fotomultiplicador FM , un preamplificador PA y un amplificador Am). El pulso de tensión es utilizado por el analizador multicanal (MCA) para construir un histograma que es analizado en la PC .

Cuando el fotón (con energía $h\nu$) que se produce por el decaimiento nuclear de la fuente S llega al centellador de NaI , los distintos procesos de interacción del rayo γ con el centellador, arrancan electrones del mismo con una energía cinética $E_e \leq E_\gamma$, donde el signo igual corresponde a los casos en que hubo efecto fotoeléctrico. Estos electrones llegan al fotomultiplicador FM donde producirán una corriente que será proporcional a E_e . Dicha corriente es integrada en el preamplificador PA . PA envía un pulso de tensión al amplificador Am y el pulso amplificado es recibido por el analizador multicanal MCA , que utiliza dichos pulsos para elaborar un his-

tograma. Los datos del histograma son enviados a una PC en donde son procesados.

De lo dicho en la introducción se puede concluir que en los histogramas obtenidos en este trabajo se verá un pico en el canal correspondiente a la energía E_γ (proveniente de cada vez que el rayo incidente depositó toda su energía en el NaI) y un escalón que terminará en los canales correspondientes a energías menores o iguales a E_{max} (ecuación 2) (llamados talones de Compton).

En este trabajo se realizó primeramente una calibración del MCA utilizando fuentes conocidas y asignándole al canal correspondiente al pico de efecto fotoeléctrico la energía conocida del fotón γ [3].

III. RESULTADOS

A. Calibración del MCA

Para calibrar el MCA se colocaron sobre el centellador fuentes conocidas de ^{137}Cs , ^{60}Co y ^{22}Na y se midieron sus respectivos espectros de emisión. Las imágenes de dichos espectros se muestran en las figuras 7, 8 y 9 respectivamente.

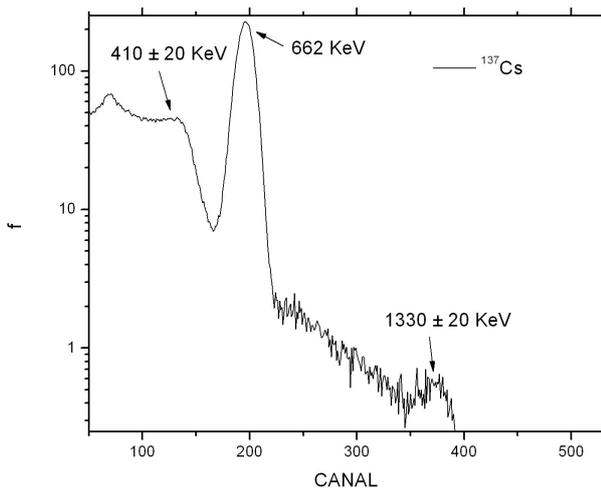


Figura 7: Espectro de radiación del ^{137}Cs . Puede verse el pico correspondiente al efecto fotoeléctrico al cual se le asignó la energía de 662 KeV. También se determinó el lugar del talón de Compton (410 ± 20 keV). También puede verse un pequeño pico que corresponde a los rayos γ que hicieron "backscattering". Por último, se puede apreciar que a la derecha de la figura aparece un pico de energía (1330 ± 20) KeV, que corresponde a las ocasiones en que dos gammas hicieron fotoeléctrico en un intervalo de tiempo menor que el tiempo de respuesta del equipo y, por lo tanto, para el equipo, lo que sucedió fue que se produjo un evento con una energía igual 1324 KeV.

En el histograma de la figura 7 pueden verse alguno de los diferentes mecanismos de interacción de la radiación γ con la materia, por ejemplo, el pico más marcado que corresponde a cada vez que un fotón γ produjo efecto fotoeléctrico en los electrones del NaI. También puede apreciarse el talón Comp-

ton, que termina antes del pico que corresponde a la interacción por efecto fotoeléctrico, como era de esperarse por la ecuación 2. También puede verse un pequeño pico que corresponde a los rayos γ que hicieron "backscattering". Por último, se puede apreciar que a la derecha de la figura aparece un pico de energía (1330 ± 20) KeV (este valor se obtuvo con la calibración que se mostrará más adelante), que es el doble de la energía del rayo γ emitido en el decaimiento del ^{137}Cs . Este pico se debe a que, en ciertas ocasiones, dos gammas hicieron fotoeléctrico en un intervalo de tiempo menor que el tiempo de respuesta del equipo, por lo tanto, para el equipo, lo que sucedió fue que se produjo un evento con una energía igual 1324 KeV.

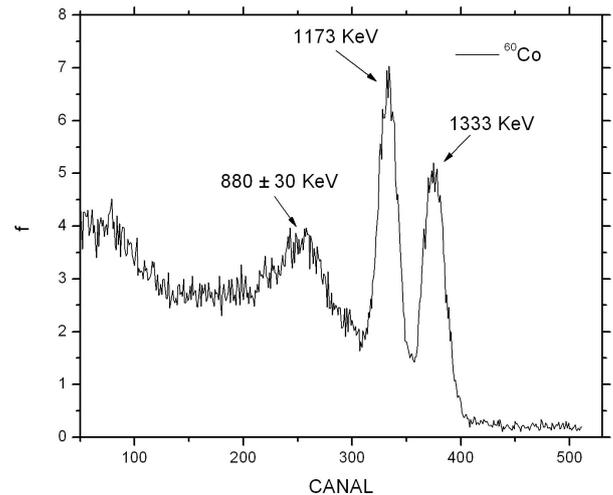


Figura 8: Espectro de radiación del ^{60}Co . Pueden verse los dos picos correspondientes al efecto fotoeléctrico a los cuales se les asignaron energías de 1333 KeV y 1173 KeV, respectivamente. El pico de (880 ± 30) keV corresponde a la superposición de los talones de Compton de esos dos picos.

En la figura 8 pueden verse los picos que corresponden a los dos gammas emitidos por el decaimiento del ^{60}Co al ^{60}Ni . Cuando el ^{60}Co decae por β^- , lo hace a un estado excitado de ^{60}Ni . Dicho núcleo decae nuevamente a un isómero del mismo, que finalmente decae al estado fundamental del ^{60}Ni . El núcleo excitado no puede decaer directamente al fundamental porque esta transición simple está prohibida.

El ^{22}Na decae a un núcleo excitado de ^{22}Ne por β^+ . Dicho núcleo de ^{22}Ne decae a su estado fundamental emitiendo un rayo γ de 1275 keV. Ahora bien, en el espectro de la figura 9 pueden apreciarse tres picos. El que se encuentra más a la derecha coincide con el pico de la radiación de fondo por lo tanto no fue tenido en cuenta en la calibración. El siguiente corresponde al γ emitido en el decaimiento del ^{22}Na , pero por su baja resolución tampoco fue tenido en cuenta en la calibración. Aparece además otro pico, que es más intenso que los demás. Dicho pico proviene de los gammas emitidos en la aniquilación electrón-positrón (los positrones provienen del decaimiento β^+ del ^{22}Na). A ese pico se le asignó la energía de 511 KeV.

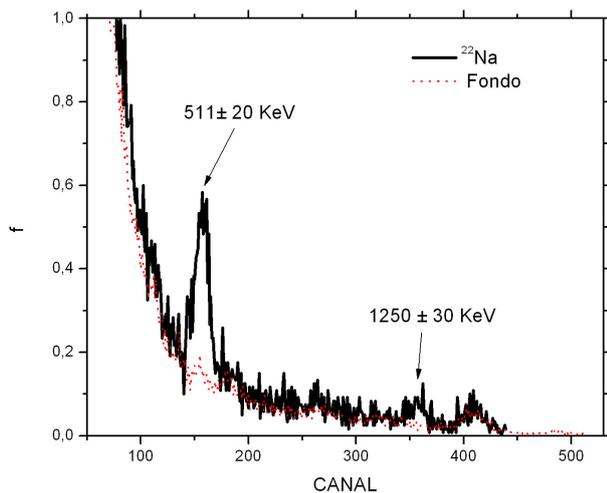


Figura 9: Espectro de radiación del ^{22}Na . Al pico de más a la izquierda se le asignó una energía de 511 keV, ya que corresponde a las veces que los rayos γ emitidos en la aniquilación positrón-electrón (los positrones son emitidos en el decaimiento del ^{22}Na) depositaron toda su energía en el NaI. El siguiente pico corresponde a las veces que los rayos γ emitidos en el decaimiento del ^{22}Na hicieron efecto fotoeléctrico en el NaI. El tercer pico corresponde claramente al espectro de fondo.

Finalmente, con los datos obtenidos en [3] se confeccionó una gráfica E_γ vs. canal (figura 10).

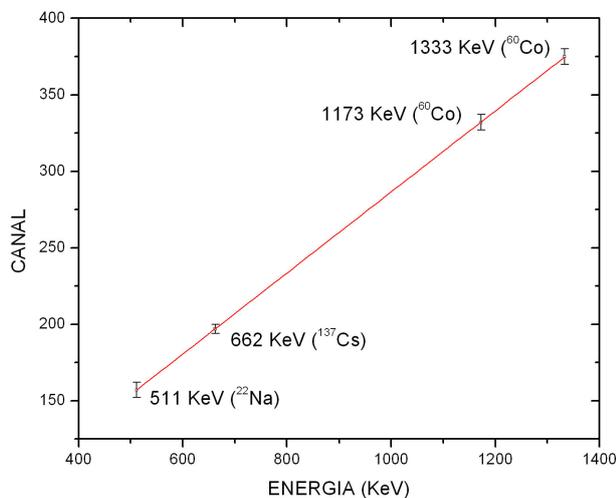


Figura 10: Curva de calibración. Dicha curva se confeccionó a partir de las energías extraídas de los histogramas de los elementos que se ven en la figura.

Como se esperaba por el diseño experimental, la relación entre E_γ y el canal asociado a ésta, es lineal. La ecuación de la curva de calibración es la de una recta con pendiente $a = (0,265 \pm 0,007) \text{keV}/\text{canal}$ y ordenada al origen $b = (21,6 \pm 0,4) \text{keV}$.

Utilizando los datos de ésta calibración se realizó espectroscopia al fondo de radiación, a sal de mesa 66% KCl y 33% NaCl, una fuente de ^{241}Am , una fuente de ^{57}Co y la fuente de ^{137}Cs en distintas configuraciones. También se decidió comprobar si los “escalones Compton” terminaban en el canal correspondiente al valor de E_{max} dado por la ecuación 2. En todos los casos se vio que el escalón termina un poco después de lo esperado. No se pudo encontrar explicación a esta discrepancia.

B. espectroscopia γ de diferentes fuentes

A continuación se presentan los espectros de las distintas fuentes estudiadas (figuras 11, 12, 13):

1. Espectro de fondo y sal de mesa

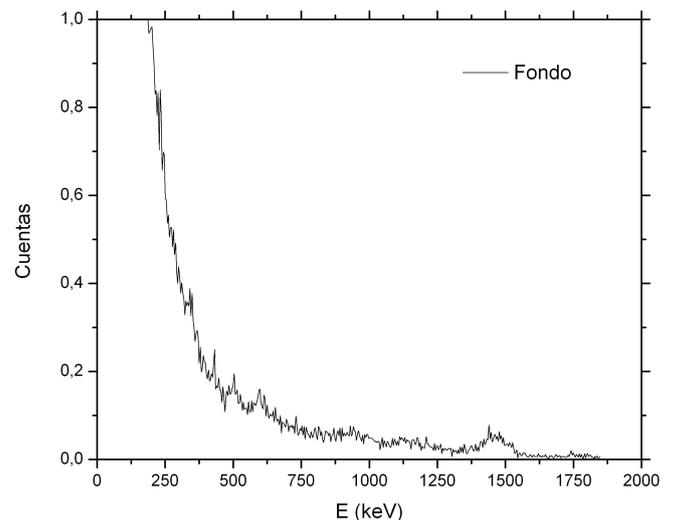


Figura 11: Espectro de fondo de radiación. Se puede ver un pico alrededor del canal 400.

En la figura 11 puede verse un pico alrededor del canal 400. En la figura 12 se ha superpuesto el espectro de fondo con el de la sal de mesa con un 66% de KCl.

Al superponer la curva de la figura 11 con la obtenida del KCl (figura 12), pudo concluirse que el pico observado en el espectro de fondo corresponde al ^{40}K , que emite gammas de energía 1461 keV, tiene una vida media de $1,210^9$ años y se encuentra en la naturaleza en una proporción del 0,0117% [4]. Utilizando la calibración realizada, se determinó que ese pico corresponde a una energía de $(1470 \pm 20) \text{keV}$, que coincide con el valor esperado. La presencia del ^{40}K en el ambiente se puede explicar teniendo en cuenta que el potasio es un elemento presente en el hormigón.

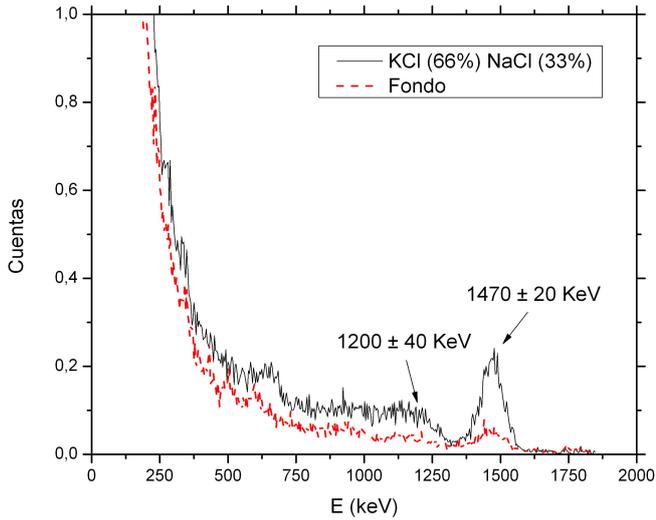


Figura 12: Espectro de la sal de mesa junto con el de la radiación de fondo. Claramente el pico correspondiente al ^{40}K coincide con el del fondo. De ahí se concluye que en el ambiente hay una pequeña radiación correspondiente al ^{40}K .

2. Espectro del ^{137}Cs con la muestra entre un ladrillo de Pb y el detector

En la figura 13 se ha superpuesto el espectro de la figura 7 con el espectro obtenido al colocar la muestra de ^{137}Cs entre el detector y un ladrillo de Pb.

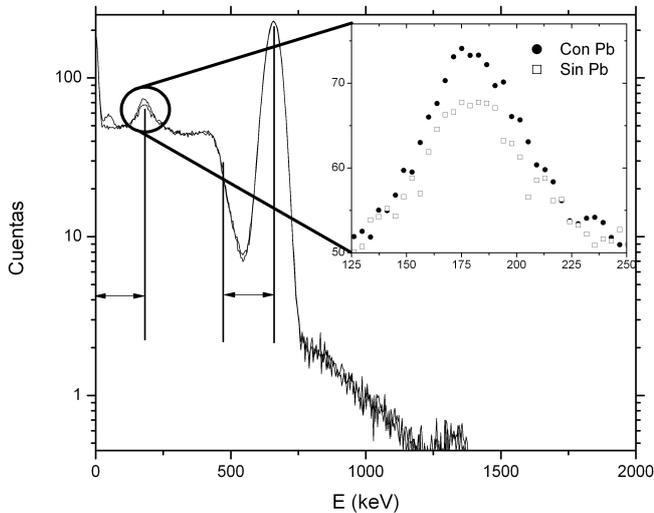


Figura 13: Superposición del espectro de la figura 7 con el espectro obtenido al colocar la misma muestra de ^{137}Cs entre el centellador y un ladrillo de Pb. Se aprecia que el pico de backscattering incrementa su intensidad en la configuración con el ladrillo de Pb detrás de la muestra. El primer segmento representa la energía del pico de backscattering. El segundo segmento, de igual longitud, muestra que la energía del pico de backscattering es igual a la diferencia de las energías del pico del efecto fotoeléctrico y la del talón de Compton.

Al colocar el ladrillo de Pb detrás de la muestra de ^{137}Cs se notó que el pico menos energético de la figura se volvió más intenso. Un análisis más detallado mostró que la energía de dicho pico es igual a la diferencia de energía del rayo γ de 661 keV y la energía máxima que obtiene un electrón dispersado por efecto Compton. Es decir, la energía del pico es la energía que tiene el rayo γ cuando sale retrodispersado después de chocar con los electrones del NaI. La explicación de este suceso es que el ^{137}Cs emite fotones en todas las direcciones y, entonces, los fotones que salen “para atrás” chocan con el ladrillo de Pb, son retrodispersados e ingresan al detector. Es de esperar que dichos fotones tengan una energía $h\nu' = h\nu - E_{max}$, que es lo que sucede.

También se levantó el espectro de una fuente de ^{57}Co pero la actividad de dicha fuente era tan escasa que no se pudo distinguir su espectro de la radiación de fondo. Esto es razonable ya que la vida media del ^{57}Co es 0,744 años[4].

IV. CONCLUSIONES

Se utilizó la técnica de espectroscopia gamma utilizando un centellador de NaI conectado a un multicanal y se midieron y analizaron los espectros de distintos elementos radioactivos. Para la calibración del multicanal se midieron muestras de ^{137}Cs , ^{60}Co y ^{22}Na , con el fin de asignar a cada canal una energía y se comprobó que dicha relación era lineal. Algo que se notó en cada histograma fue la presencia de picos en ciertas energías debidos a las ocasiones en que los rayos γ emitidos por el decaimiento de las fuentes hicieron efecto fotoeléctrico en los electrones del NaI y un llamado “talón de Compton” en energías menores. Comprender estos fenómenos y poder identificarlos fue importante dado que la energía del rayo gamma que se quería medir siempre correspondía al pico derivado del efecto fotoeléctrico. Luego se midieron los espectros de ^{137}Cs y ^{40}K , y se identificaron los picos de emisión de éstos.

Además se midió el espectro de radiación de “fondo” y se pudo ver que éste emitía gammas de la misma energía que el ^{40}K (esto se concluyó de comparar ambos histogramas) y por lo que se concluyó que hay una cantidad importante de ^{40}K en el fondo, lo que puede entenderse por una componente no despreciable de dicho elemento en el hormigón. Se realizó además una variante a la espectroscopia gamma realizada al ^{137}Cs , al colocar detrás de la muestra un ladrillo de Pb. Al hacer esto se vio que uno de los picos presentes en el espectro (distinto al correspondiente al efecto fotoeléctrico) del ^{137}Cs aumenta. Ésto pudo ser explicado considerando que la muestra emite fotones también en la dirección opuesta al centellador, o sea en la dirección del ladrillo y por lo tanto algunos fotones rebotan elásticamente en el mismo para entrar luego al centellador.

V. REFERENCIAS

- [1] G. F. KNOLL, *Radiation Detection and Measurement* John Wiley & Sons, Inc. (1981)
- [2] L. TOSI - M. MORHELL, *Estudio de interacción gamma con la materia: Atenuación y Scattering*, Instituto Balseiro CNEA, 2007.
- [3] K. NAKAMURA, *Particle physics booklet*, Particle Data Group, 2010.
- [4] J. K. TULI, *Nuclear wallet cards*, National nuclear data center, Brookhaven National Laboratory, USA, 2005.