

Estudio de la radiación gamma del ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{207}Bi , ^{60}Co y ^{137}Cs .

Di Filippo, Juan; Kuperman, Martín; Sandá Seoane, Rosa.

Laboratorio 5, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires.

Mayo de 2015

Resumen

En el presente trabajo, se midió el espectro de rayos gamma de los elementos ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{207}Bi , ^{60}Co y ^{137}Cs utilizando un centellador del tipo NaI(Tl). Tomando la energía del borde Compton y del fotopico correspondiente en cada caso, y con hipótesis no relativistas, se calculó la masa del electrón, el cual se solapó con el valor tabulado. Asimismo, se estudió la naturaleza estadística del decaimiento radiactivo, verificando que se corresponde con una distribución de Poisson. Para el caso de ^{137}Cs , se estudió el decaimiento en función de la distancia fuente-centellador, el cual resultó exponencial, y en función del grosor de un atenuador compuesto de distintos materiales (Pb y Cu), el cual se demostró que sigue la ley de Lambert. Por último, para ^{22}Na , utilizando un segundo centellador, se analizaron las coincidencias en la medición del fotopico de 511 KeV, y se pudo poner de manifiesto que el mismo se debe al fenómeno de aniquilación de pares positrón-electrón.

1. Introducción

1.1. Radiación Gamma: Interacción con la materia.

Dentro de los diversos tipos de radiación que se expresan en el universo, se encuentra la radiación Gamma, que es de origen nuclear. Este tipo de radiación posee altas energías que se encuentran dentro del orden de los MeV. Esto implica que rayos de este tipo poseen altas frecuencias, superiores a los 10^{19} Hz. Este tipo de radiación interactúa con la materia básicamente mediante tres mecanismos, que dependen, en su notoriedad, de la energía y el número másico del elemento que emita estos rayos. Estos 3 fenómenos son el Efecto fotoeléctrico, el Efecto Compton, y la creación de pares Positrón-Electrón.

El efecto fotoeléctrico es la principal forma de interacción de los rayos Gamma con la materia hasta energías de 1 MeV. Este fenómeno ocurre cuando un fotón muy energético interactúa con un átomo, transfiriéndole su energía, y obteniéndose

se como resultado un electrón libre que es expulsado del átomo. La energía cinética que posee el electrón luego de este proceso se escribe como

$$E_e = h\nu - W \quad (1)$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón incidente, W es la energía de ligadura del electrón al átomo, y E_e es la energía cinética del electrón.

Otro fenómeno mediante el cual interactúa la radiación Gamma con la materia es el efecto Compton. Este fenómeno se observa para energías comprendidas entre 1 y 5 MeV. Se produce cuando un fotón es dispersado por un electrón, transfiriendo a éste parte de su energía y momento lineal. Como consecuencia de esto, el fotón se desvía un ángulo θ respecto de la dirección de incidencia. En la figura energía, Para analizar este fenómeno se plantea la conservación de la energía y del momento lineal. Además se considera un electrón inicialmente en reposo y un fotón Gamma de energía $E_{\gamma,i}$ y momento $P_{\gamma,i}$. Luego del choque el fotón habrá sido dispersado un ángulo θ y habrá pasado a tener una

energía $E_{\gamma,f}$ y un momento $P_{\gamma,f}$. Por su parte, el electrón habrá adquirido una energía cinética T y un momento P_e .

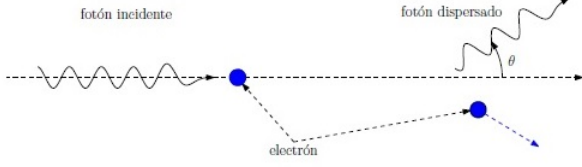


Figura 1: Esquema del efecto Compton. Este efecto se analiza suponiendo al electrón en reposo, y al fotón en movimiento. Luego de la colisión de estos, el fotón adquiere un ángulo θ . Cabe destacar que en este proceso, el momento lineal y la energía del sistema se conservan.

Si planteamos la conservación de la energía y el momento obtenemos las siguientes relaciones

$$E_{\gamma,i} = E_{\gamma,f}(\theta) + T \quad (2)$$

$$P_{\gamma,i} = P_{\gamma,f}(\theta) + P_e \quad (3)$$

Luego, usando el teorema del coseno obtenemos la siguiente relación para los momentos

$$(P_{\gamma,i})^2 + (P_{\gamma,f})^2 - 2(P_{\gamma,i}) \cdot (P_{\gamma,f})\cos(\theta) = P_e^2 \quad (4)$$

De la ecuación 4 se deduce que la mayor transferencia de impulso del fotón al electrón se da para el ángulo $\theta = \pi$. En este caso la relación entre los impulsos se escribe como

$$(P_{\gamma,i})^2 + (P_{\gamma,f})^2 + 2(P_{\gamma,i}) \cdot P_{\gamma,f} = P_e^2 \quad (5)$$

que también se escribe como

$$P_{\gamma,i} + P_{\gamma,f} = P_e \quad (6)$$

Por otro lado sabemos que la energía y el momento del fotón están dados por

$$E_{\text{gamma}} = h\nu \quad (7)$$

$$P_{\gamma} = \frac{h}{\lambda} \quad (8)$$

donde h es la constante de Planck, ν la frecuencia del fotón y λ su longitud de onda. De las ecuaciones ?? y ??, se puede reescribir a la energía del fotón como

$$E_{\gamma} = P_{\gamma}c \quad (9)$$

donde c es la velocidad de la luz y usamos la relación $c = \nu \lambda$. Luego, usando las relaciones 9 y 6 obtenemos

$$E_{\gamma,i} + E_{\gamma,f} = cP_e \quad (10)$$

Por su parte, de la ec. 2 se deduce que

$$E_{\gamma,i} + E_{\gamma,f} = 2E_{\gamma,i} - T = cP_e \quad (11)$$

Cabe destacar que la ec. 11 es útil para obtener, gracias a la relación clásica y relativista entre el momento y la energía cinética, la masa relativista y no relativista del electrón. La relación clásica es entonces

$$T = \frac{(P_e)^2}{2m_{nr}} \quad (12)$$

Mientras que la relativista se escribe como

$$T = \sqrt{(P_e)^2 + (m_0)^2c^4} - m_0c^2 \quad (13)$$

A partir de estas dos últimas relaciones y reemplazandolas en la ec. 11 se obtiene la masa no relativista y relativista del electrón, que se escriben, respectivamente como

$$m_{nr}c^2 = \frac{(2E_{\gamma,i} - T)^2}{2T} \quad (14)$$

$$m_0c^2 = \frac{2E_{\gamma,i}(E_{\gamma,i} - T)}{T} \quad (15)$$

Otro fenómeno que puede darse en la interacción de la radiación Gamma con la materia es el de la creación de pares positrón-electrón, en este fenómeno, el fotón desaparece, dando lugar a la creación del par ya nombrado. Este proceso sucede cuando la energía de los fotones incidentes duplica a la energía de un electrón en reposo (1022 KeV). Parte de la energía del fotón incidente es utilizada de la siguiente forma: 511 KeV son usados para crear un electrón y otros 511 KeV son utilizados para la creación de un positron. La energía excedente se transforma en energía cinética del par creado. Cabe destacar, que en la práctica, la probabilidad de esta interacción es muy baja, hasta que la energía incidente es de varios cientos de MeV.

1.2. Espectro Gamma

Es vital analizar al espectro Gamma, para caracterizar a este tipo de radiación y su interacción con la materia. Esto puede realizarse mediante algún detector de este tipo de radiación. En la figura (2) puede observarse el espectro típico de un elemento monoenergético. En la misma, puede observarse un pico bien elevado, denominado fotopico, que corresponde a el caso en el cual el fotón Gamma incidente le transfiere su energía a un electrón del detector. Otra característica a destacar de este espectro es la planicie Compton. Esta planicie, se debe a que a menudo cuando ocurre una interacción Compton, el electrón deja toda su energía en el detector, mientras que el fotón producido en la interacción se escapa del mismo. Por esta razón la planicie siempre aparece a energías menores que el fotopico. La relación entre la importancia relativa de la meseta Compton y el fotopico depende entre otros factores del tamaño del detector. Cuando más grande sea el tamaño del mismo, menor será la probabilidad de escape de los fotones secundarios y menor será la magnitud de la meseta Compton respecto del fotopico. El continuo de la meseta se debe a que la energía de los electrones eyectados por la interacción, varía según sea el ángulo en que sale el fotón secundario. En particular, si el fotón secundario escapa a $\theta=\pi$ de la dirección incidente, el electrón eyectado tendrá la máxima energía posible en este tipo de interacción. En otras palabras, el valor de energía máxima de la meseta Compton, llamada borde o canto Compton, esta asociado a la energía máxima impartida a un electrón en una interacción Compton. La razón por la que el canto Compton no es abrupto, está asociada en parte al hecho que los electrones del detector están libres y a las limitaciones de resolución del detector. La presencia de cuentas entre el borde Compton y el fotopico está asociado a la posibilidad de que los fotones producidos en una interacción Compton realicen una segunda o tercera colisión Compton en el detector.

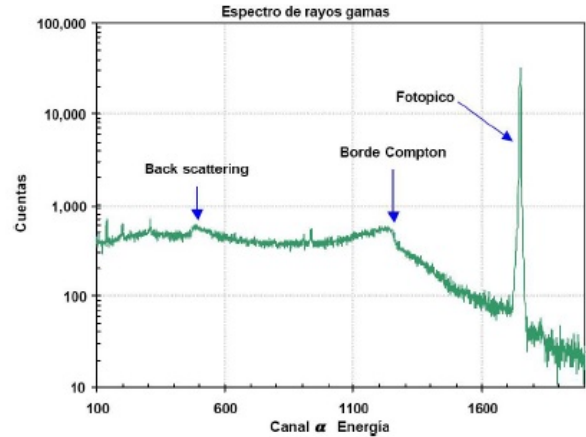


Figura 2: Espectro típico de rayos gama. Este caso corresponde a una fuente monoenergética, obtenida usando un detector de estado sólido Ge(Hp). Además del pico principal (fotopico) se observan el borde Compton, que corresponde a la máxima energía de los electrones en una colisión frontal con los fotones incidentes y el pico de back scattering, que corresponde a la energía de los fotones que son retrodispersados en el medio circundante y reingresan al detector. Nótese que la escala vertical de este espectro es logarítmica.

1.3. Distribución de Poisson

La distribución de Poisson es una distribución discreta de probabilidades. Ésta expresa la probabilidad de un número n de eventos ocurriendo en un intervalo de tiempo fijo, siempre que se conozca la frecuencia media de ocurrencia de los mismos. Si el número de sucesos esperado es λ , la probabilidad de existan n ocurrencias del mismo puede escribirse como

$$P(\lambda, n) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \quad (16)$$

donde n es un número entero no negativo, y λ es real y positivo.

Dentro de las características de esta distribución, puede encontrarse que el valor medio $\langle n \rangle$, y la varianza σ^2 se escriben respectivamente como

$$\langle n \rangle = \sum_n n \cdot P(\lambda, n) = \lambda \quad (17)$$

$$\sigma^2 = \sum_n (n - \langle n \rangle)^2 \cdot P(\lambda, n) = \lambda \quad (18)$$

1.4. Atenuación de los rayos Gamma en materiales

Cuando un fotón de intensidad I_0 incide sobre un material de densidad ρ y espesor d , la inten-

idad emergente I sigue la *ley de Lambert*, que se escribe como

$$I = I_0 e^{(-\mu \rho d)} \quad (19)$$

donde μ es el coeficiente de atenuación, que depende del material, y aumenta a medida que aumenta el número másico del mismo.

El decaimiento individual de un núcleo o átomo es un proceso estocástico [3]. La emisión de fotones, por ejemplo, se realiza en forma aleatoria, emitiendo radiación en dirección y tiempos no predecibles microscópicamente. No obstante cuando tenemos un ensamble macroscópico ($> 10^{12}$) de átomos que decaen, se puede determinar el número promedio de decaimientos en una dada dirección. Determinaciones sucesivas del número de cuentas, emitidas por una fuente radioactiva en un dado intervalo de tiempo, no darán exactamente el mismo resultado. Esta falta de definición o determinismo, es una de las características intrínsecas del proceso radioactivo. Los valores obtenidos estarán distribuidos alrededor de un cierto valor medio $\ln \bar{I}$. El objetivo de este experimento es precisamente estudiar la naturaleza de la distribución estadística asociada al decaimiento radioactivo.

2. Desarrollo experimental

En la figura 3 se encuentra un esquema del dispositivo experimental utilizado para medir el espectro de rayos gamma de las distintas fuentes utilizadas: ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{207}Bi , ^{60}Co y ^{137}Cs .

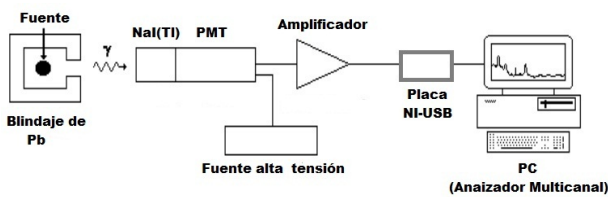


Figura 3: Esquema del dispositivo experimental utilizado para obtener el espectro de rayos gamma de las fuentes ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{207}Bi , ^{60}Co y ^{137}Cs . El programa utilizado en la pc de Matlab hizo el análisis multicanal correspondiente en cada caso.

Cada fuente se colocó dentro de un blindaje de Plomo, con un centellador *Harshaw* de NaI(Tl) colocado a través de la única cara no blindada, pegado a la muestra. El PMT del centellador se alimentó con una fuente de alta tensión *Canberra 3102D*, que se setó que entregara $(1,38 \pm 0,1)V$. La salida del PMT se conectó a un amplificador

Canberra 2022, el cual integró y amplificó los pulsos provenientes del PMT. Se setó que la ganancia fina y gruesa del mismo, así como el "shaping time" (tiempo de integración), estuvieran al máximo, de manera de garantizar que en determinado intervalo toda el área de cada pulso proveniente del PMT fuera integrada, dado que es proporcional a la cantidad de fotones en el centellador, proporcionales a su vez a la energía del rayo gamma correspondiente. La salida del amplificador se conectó a una placa USB de *National Instruments 6210*, para poder coleccionar los datos con la pc. Se utilizó un programa de *Matlab*, que permitió obtener los espectros para cada fuente de manera directa, al construir un histograma con los números de cuentas por canal, donde cada uno de ellos era una ventana de voltaje dentro de la cual podía caer el máximo de la señal proveniente del amplificador (correspondiente al momento en que todo el área del pulso del PMT era integrada). El tiempo de conteo para las fuentes de ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{207}Bi , ^{137}Cs y ^{60}Co , fue aproximadamente de 25 minutos, 1 minuto, 15 minutos, 10 minutos y 1 hora 10 minutos, respectivamente. En todos los casos, se colocó un voltaje umbral de 0,5 V, para eliminar el ruido de los espectros.

En una segunda etapa, para el caso del ^{137}Cs , se analizó el decaimiento detectado en función de la distancia fuente-centellador. Un esquema del dispositivo utilizado en esta parte de la experiencia se encuentra en la figura 4.

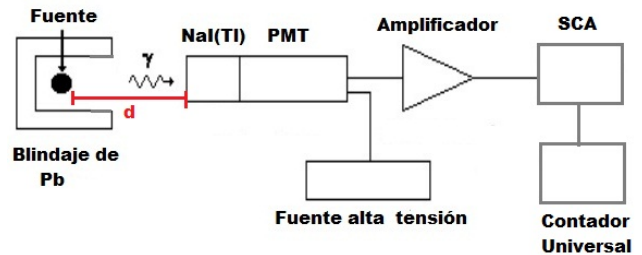


Figura 4: Esquema del dispositivo experimental utilizado para analizar las variaciones del decaimiento de la fuente ^{137}Cs , en función de la distancia fuente-centellador (d), y en función del uso de un atenuador de grosor variable colocado entre el NaI(Tl) y la fuente, a su vez de material variable (Pb, Cu, Al).

En esta ocasión, la salida del amplificador se conectó a un SCA *Canberra 2030*, y se setó su configuración de manera de filtrar sólo el fotopico del espectro. El SCA cada vez que registraba un fotopico emitía un pulso, por lo que se midió

la frecuencia de los mismos (en KHz) dentro de un intervalo de un segundo, conectando la salida del SCA a un contador universal *Protek U1000*. Se registraron 5 valores consecutivos de frecuencias devueltos por el contador para cada distancia fijada (que varió desde los $(0,0 \pm 0,5)cm$ hasta los $(11,0 \pm 0,5)cm$), de manera de poder hacer un promedio. A continuación, dejando una distancia fuente-centellador fija de $(6,0 \pm 0,5)cm$, se colocó un atenuador de Pb entre los mismos (pegado a la fuente), y se fue variando su grosor (entre los $(0,16 \pm 0,01)cm$ y los $(4,62 \pm 0,06)cm$). Para cada grosor, se volvieron a realizar las mismas mediciones. También se hizo el mismo experimento con atenuadores de Cu (de grosores entre los $(0,05 \pm 0,01)cm$ y los $(3,78 \pm 0,07)cm$), para ver a su vez cómo cambiaba la respuesta obtenida según el número atómico del atenuador.

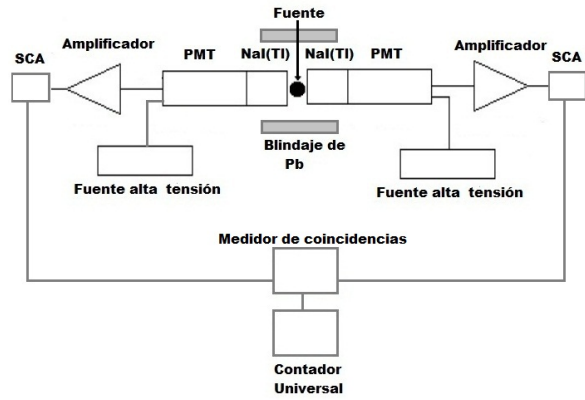


Figura 5: Esquema del dispositivo experimental utilizado para analizar las coincidencias en la medición del fotopico de 511 KeV del espectro del ^{22}Na , para verificar que el mismo se debe a la aniquilación de pares positrón-electrón. El esquema se corresponde al caso de ambos centelladores colocados a 180° uno respecto del otro.

Por último, para la fuente de ^{22}Na , se analizaron las coincidencias en las medición del fotopico de 511 KeV utilizando dos centelladores, para verificar que el mismo se encuentra asociado a la aniquilación de un par positrón-electrón. Se utilizó a su vez una segunda fuente de alta tensión *Canberra 3002D*, y una amplificador y un SCA iguales a los ya utilizados. Pegando los centelladores uno a cada lado de la muestra (formando un ángulo de 180° entre ellos), se volvió a medir el espectro del ^{22}Na para ver posibles diferencias. Las dos fuentes y los dos amplificadores se setearon tal cual como en la primera experiencia. De los dos espectros, se sacaron los datos necesarios para que cada SCA filtre el pico de 511 KeV del espectro de cada centellador. Los SCA se conectaron a un *Universal coincidence Ortec 418A*, el cual emitía un pulso cada vez que coincidían los pulsos provenientes de los SCA. Utilizando el contador universal, se contaron la cantidad de pulsos en un intervalo de 12 seg. La medición se repitió colocando el segundo centellador a 90° y a 135° del primero. Un esquema del dispositivo experimental utilizado se encuentra en la figura 5.

3. Resultados y discusiones

En primer lugar se midieron los espectros de radiación para las fuentes ya mencionadas. Los mismos se presentan a continuación en las figuras 6,7,8,9 y 10. Haciendo una relación entre el tiempo de medición en cada caso, y las cuentas registradas en los espectros, se puede inferir que la fuente más activa fue la de ^{133}Ba , mientras que la menos radiactiva fue la de ^{60}Co .

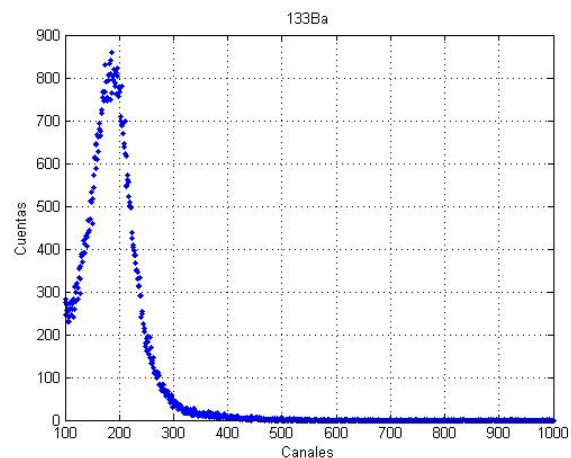


Figura 6: Espectro de radiación gamma medido para la fuente de ^{133}Ba

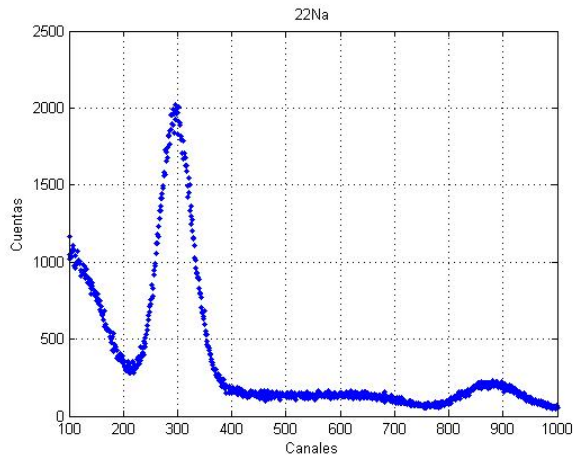


Figura 7: Espectro de radiación gamma medido para la fuente de ^{22}Na

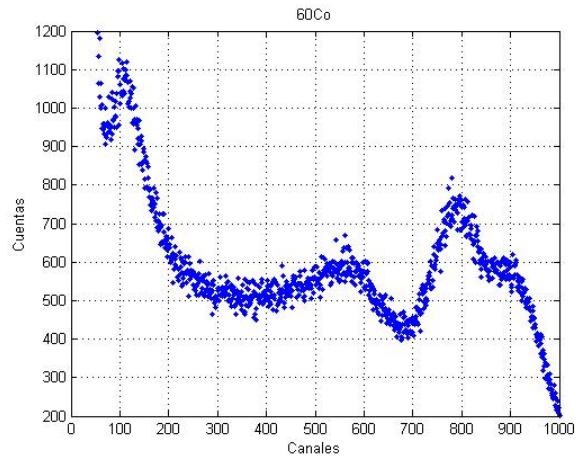


Figura 10: Espectro de radiación gamma medido para la fuente de ^{60}Co

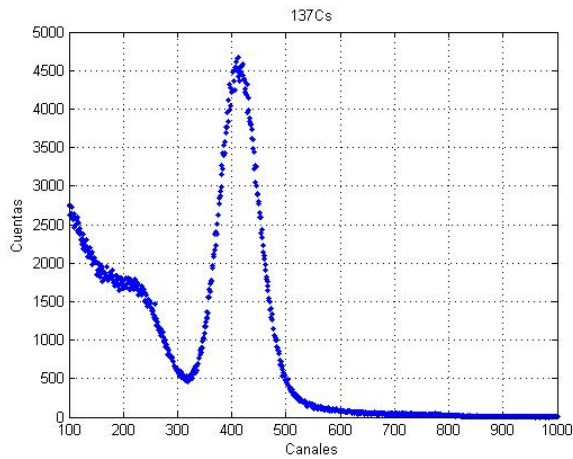


Figura 8: Espectro de radiación medido para la fuente de ^{137}Cs

Notar que en la figura 7, en el espectro del ^{22}Na el fotopico de más baja energía (el de 511 KeV), es mucho más alto que el de energía más alta. Si consideramos el esquema del decaimiento del ^{22}Na , que se muestra en la figura 11, idealmente se esperaría que registraran igual cantidad de cuentas en ambos fotopicos.

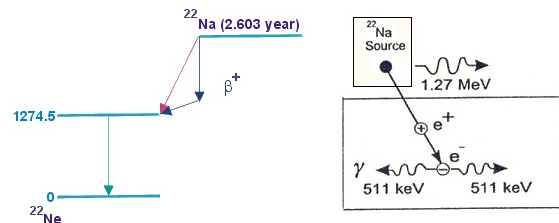


Figura 11: Esquema de decaimiento del ^{22}Na

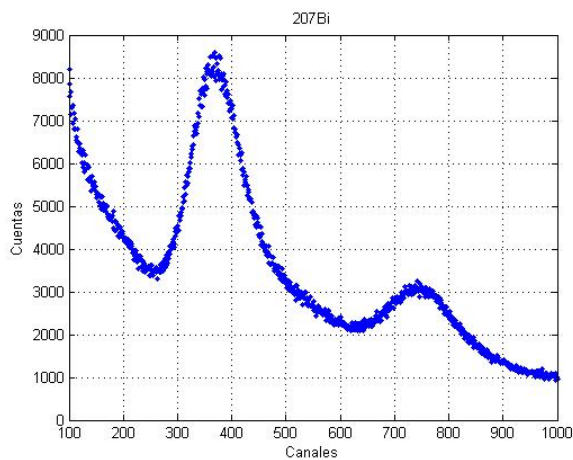


Figura 9: Espectro de radiación gamma medido para la fuente de ^{207}Bi

La diferencia entre las alturas de los fotopicos tiene su explicación en la baja eficiencia del centellador a altas energías, dado que el cristal de NaI(Tl) no es lo suficientemente largo como para frenar la radiación gamma de mayor energía. El análisis se extiende de manera análoga para el caso del espectro del ^{207}Bi .

A su vez, se realizó una calibración entre los canales y las energías de los espectros. Para ello, se tomaron los valores tabulados de las energías de los fotopicos y los canales en los cuales se midieron los mismos. En la figura 12 se muestra el ajuste lineal realizado.

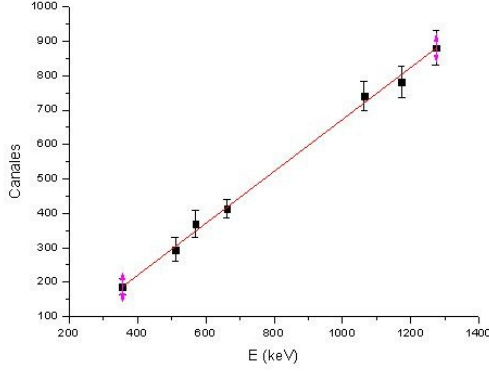


Figura 12: Calibración canal-energía de los espectros obtenidos. Para ello se tomó el número de canal donde se encontraba/n el/los fotopico/s de los espectros obtenidos, y se le asignó la energía tabulada correspondiente al/a los mismo/s. Del ajuste lineal se obtiene que la pendiente es $(0,75 \pm 0,03)keV/canal$ y la ordenada al origen $(-77,2 \pm 0,2)keV$.

En segunda instancia, se procedió a calcular el valor de la energía del borde compton de la meseta correspondiente a cada fotopico. Dicho valor de energía se presenta como un punto de inflexión en la cantidad de cuentas por canal. Para ello, se consideraron dos partes distintas de las meseta compton, y se realizó, en cada una de ellas, un ajuste lineal. Finalmente, se buscó la intersección de dichos ajustes para obtener el valor de energía deseado. Se pudieron calcular dichos valores de energía compton para los fotopicos de $511keV$ y $1274,5keV$ del ^{22}Na , para el fotopico de $661,7keV$ del ^{137}Cs , para el de $1063,6keV$ del ^{207}Bi y para el de $1173,2keV$ del ^{60}Co . En la figura 13 se muestra la energía compton (T) en función de la energía del fotopico correspondiente (E).

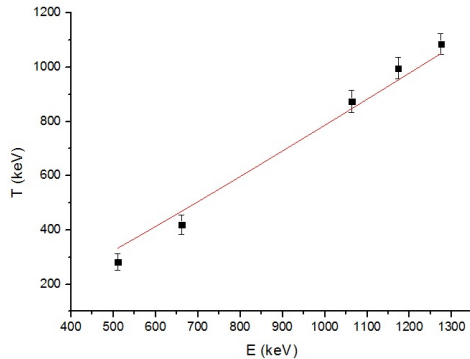


Figura 13: Energía compton (T) en función de la energía del fotopico correspondiente (E). Los datos fueron ajustados con una función del tipo $y(x) = (2x^2)/(2x + A)$. El valor de A obtenido fue $(543 \pm 77)keV$.

El ajuste fue realizado en base a la ecuación 15, la cual puede reescribirse como:

$$T = \frac{2E_{\gamma,i}^2}{2E_{\gamma,i} + m_0c^2} \quad (20)$$

Con lo cual, A representa el valor de la energía del electrón en reposo, teniendo en cuenta, nociones relativistas, como se expuso en la introducción. Este valor, obtenido del ajuste, se solapa con el tabulado, de $511keV$.

También se gráfico dicha energía, teniendo en cuenta la misma ecuación, en función de la energía compton calculada anteriormente. En la figura 14 se puede observar dicho gráfico ajustado por una ecuación lineal, ya que se espera que la masa del electron sea constante.

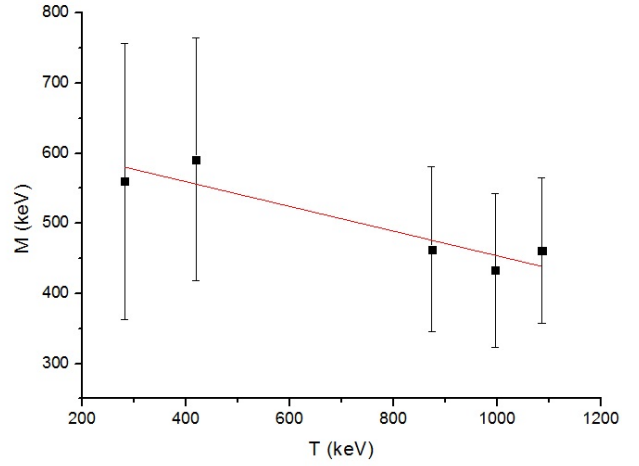


Figura 14: Energía en reposo del electrón($M = m_0c^2$), en función de las energías compton calculadas (T). La pendiente del ajuste es (629 ± 43) mientras que la ordenada al origen resulta ser $(-0,17 \pm 0,04)keV$.

Idealmente, se esperaría una pendiente nula, ya que la masa del electrón no debería variar conforme varía la energía del borde compton. Además, teniendo en cuenta que la masa es constante, la ordenada al origen debería ser $511keV$. Es claro que ninguno de los parámetros del ajuste se corresponden con estos valores, pero que cada uno de los puntos del gráfico se solapa con la energía correspondiente al electrón en reposo. Esto se debe al error introducido al calcular la energía de esta manera. El hecho de que los errores sean tan considerables conlleva a que los cálculos hayan resultado de esta manera.

Se analizó también, para la fuente de ^{137}Cs el decaimiento de la cantidad de cuentas por detectadas por el centellador, en función de la distancia

entre la misma y este último. A partir de las frecuencias de conteo para cada distancia seteada ya promediadas, se supuso que el decaimiento era exponencial. Para verificar dicha hipótesis, se graficó el logaritmo natural de la cantidad de cuentas por segundo (pasando a Hz las frecuencias), escaleadas previamente para adimensionalizarlas, en función de la distancia. Luego, se ajustó este conjunto de datos en forma lineal, lográndose un coeficiente de correlación $R=1$, quedando claro así que para el centellador utilizado y en el rango de distancias considerado, la cantidad de cuentas por segundo detectadas por el centellador decae exponencialmente con la distancia. Además, cabe destacar que del ajuste se obtuvieron la pendiente de la recta y la ordenada al origen de la misma, siendo estas $a=(-0.26) \frac{\text{cuentas}}{\text{s}}$ y $b=(5.3) \frac{1}{\text{cm}}$ respectivamente.

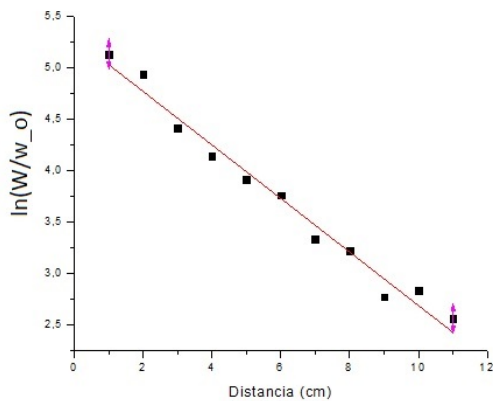


Figura 15: Logaritmo natural de la cantidad de cuentas por segundo detectadas en el fotopico del ^{137}Cs , escaleadas para adimensionalizarlas, en función de la distancia del centellador a la fuente de. Se supuso que el decaimiento era exponencial, obteniéndose del ajuste un coeficiente de correlación lineal $R=1$, y verificándose por ende la hipótesis del decaimiento, para el centellador y para el rango de distancias utilizado. Además, del ajuste se obtuvieron la pendiente y la ordenada al origen de la recta, que son $a=(-0.26) \frac{\text{cuentas}}{\text{s}}$ y $b=(5.3) \frac{1}{\text{cm}}$ respectivamente.

Asimismo, se estudió la atenuación de rayos gamma al atravesar distintos materiales. Se supuso que la atenuación, para realizar este análisis, tenía la forma de la ley de Lambert, expresada por la ec. (16). Con las frecuencias de conteo registradas para cada espesor ya promediadas, se pudo obtener el número de cuentas detectados por segundo del fotopico correspondiente. Luego se gra-

ficó, el logaritmo natural de la cantidad de cuentas por segundo, escaleadas para adimensionalizarlas, en función del espesor.

Se realizó el mismo análisis con diferentes grosores de atenuadores de Cu. Luego de ajustar ambos conjuntos de datos, se obtuvo como pendiente del ajuste lineal, al coeficiente de atenuación para cada material. Para el Pb, el coeficiente obtenido fue de $\mu=(0,77 \pm 0,1) \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$, mientras que para el Cu fue de $\mu = (0,040 \pm 0,002) \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$. Este resultado es esperable, puesto que el Cu tiene un número másico mucho menor al del Pb, con lo cual la radiación es detenida en menor medida que ante el Pb.

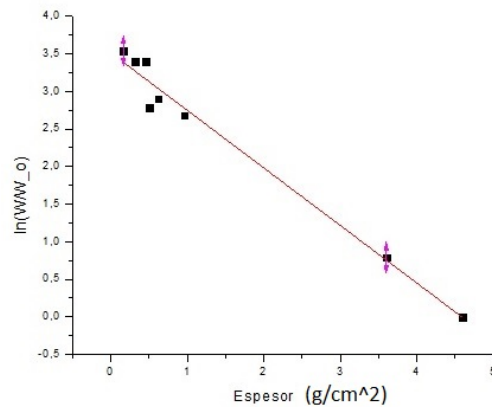


Figura 16: Logaritmo natural de la cantidad de cuentas por segundo detectadas por el centellador en el fotopico del ^{137}Cs , escaleadas previamente para adimensionalizarlas, en función del espesor (multiplicado por la densidad volumétrica) de las placas de plomo colocadas entre la fuente y el centellador. Se supuso que el decaimiento era exponencial, y que cumplía la ley de Lambert. Se obtuvo del ajuste un coeficiente de correlación lineal $R=0,97$, verificándose por ende la hipótesis para el centellador utilizado y para el rango de espesores utilizados. Además, del ajuste se obtuvo la pendiente del mismo, denominada coeficiente de atenuación, cuyo valor fue de $\mu = (0,77 \pm 0,1) \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$.

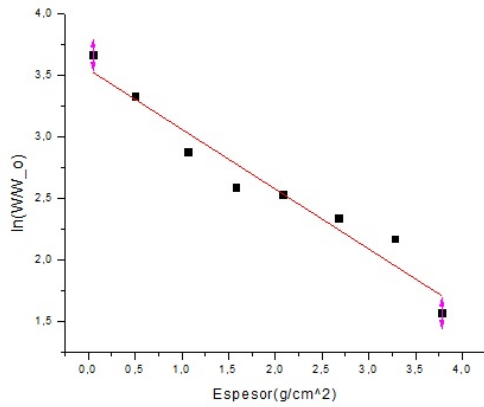


Figura 17: Logaritmo natural de la cantidad de cuentas por segundo detectadas por el centellador en el fotopico del ^{137}Cs , escaleadas para adimensionalizarlas, en función de los distintos espesores (multiplicados por la densidad volumetrica correspondiente) de placas de cobre -entre 0,05 y 3,78 cm- colocadas entre la fuente de ^{137}Cs y el centellador. Se supuso que el decaimiento era exponencial, obteniéndose del ajuste un coeficiente de correlación lineal $R=0,99$, verificándose por ende la hipótesis, para el centellador utilizado y para el rango de espesores utilizado. Además del ajuste se obtuvo el coeficiente de atenuación $\mu = (0,040 \pm 0,002) \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$.

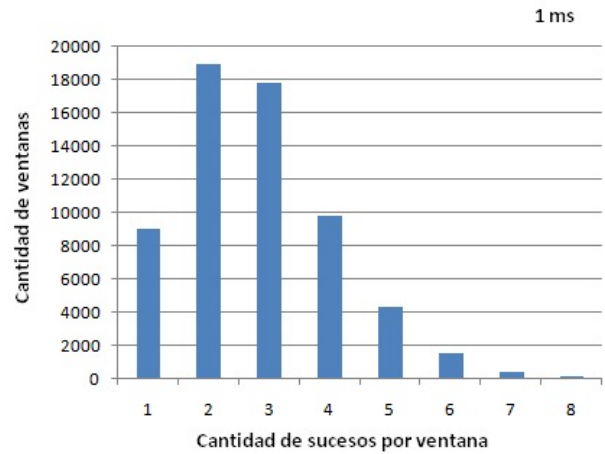


Figura 18: Análisis de la estadística del decaimiento radiactivo: histograma realizado para el fotopico de 511keV de ^{22}Na utilizando una ventana temporal de 1ms. Notar que la distribución es poissoniana.

Finalmente, se realizó un analisis estadístico del decaimiento radioactivo para el fotopico de 511keV del ^{22}Na . Para ello, se tomaron los tiempos en los cuales se midieron cuentas dentro del fotopico. Dichos tiempos se dividieron en ventanas temporales de igual longitud, y se contó la cantidad de picos registrados en cada una de ellas. En las figuras 18,19 y 20 se muestran los histogramas realizados para ventanas temporales de 1ms, 2ms y 10ms.

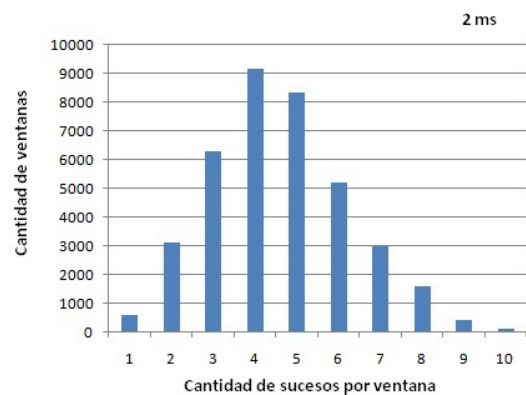


Figura 19: Análisis de la estadística del decaimiento radiactivo: histograma realizado para el fotopico de 511keV de ^{22}Na utilizando una ventana temporal de 2ms.

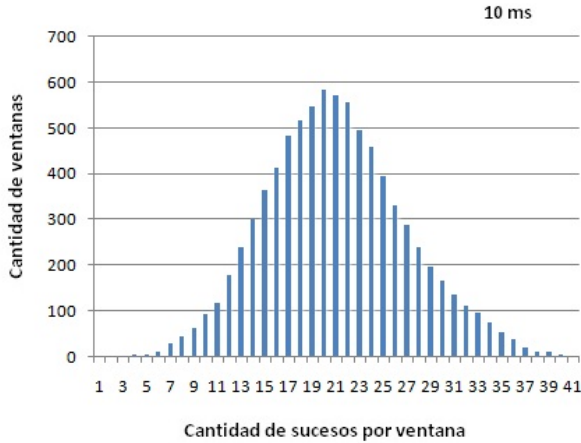


Figura 20: Análisis de la estadística del decaimiento radiactivo: histograma realizado para el fotopico de 511keV de ^{22}Na utilizando una ventana temporal de de 10ms. Notar que la distribución es gaussiana.

Es notorio que a medida que se agranda el valor de la ventana temporal, la distribución, que es una poissoniana, tiende a una gaussiana. Para comprobar que efectivamente la distribución es poissoniana, se gráfico el valor medio de la distribución en función del desvío standard. Basados en las ecuaciones 17 y 18, deberíamos obtener una recta con pendiente igual a 1. En la figura 21 se muestra el ajuste lineal realizado.

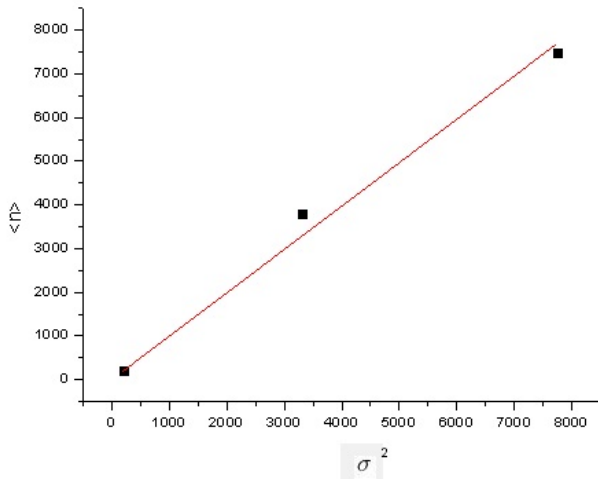


Figura 21: Análisis de la estadística del decaimiento radiactivo: valor medio de la distribución en función de el desvío standard para cada histograma realizado para el fotopico de 511keV del ^{22}Na utilizando ventanas temporales de 1ms, 2 ms y 10 ms. La pendiente obtenida del ajuste es 0,990,05, que se solapa con la pendiente esperada igual a la unidad

Con respecto a la medición de coincidencias en la medición del fotopico de 511KeV, al traba-

jar con los centelladores a 180° , se contaron 23 coincidencias en los 12 segundos de medición. Al variar el ángulo este conteo disminuyo drasticamente: para el caso en el que los centelladores se encontraban a 90° , en 12 segundos solo se contaron 2 coincidencias, mientras que al estar a 135° , se contaron 5 coincidencias en el mismo tiempo. Esto resulta un claro indicador de que lo que efectivamente se midió eran los rayos gamma de 511keV provenientes de la aniquilación de un electrón y un positrón, los cuales salen uno a 180° con respecto al otro.

4. Conclusiones

Utilizando un centellador de tipo NaI(Tl), se pudo obtener el espectro de radiación gamma de los elementos ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{207}Bi , ^{60}Co y ^{137}Cs . En particular, a partir de los mismos, se pudo notar que la fuente menos radiactiva era la del ^{60}Co , contrariamente a la fuente ^{133}Ba , que resultó la más activa de todas. En particular, a partir del análisis del espectro del ^{22}Na , se pudo observar la baja eficiencia del detector de NaI(Tl) utilizado a altas energías (el fotopico de 511 KeV resultó mucho más alto que el de 1274,5 KeV, cuando idealmente se esperarían igual cantidad de cuentas en ambos).

Utilizando las energías tabuladas de los fotopicos de los espectros de cada uno de los elementos utilizados, se hizo la calibración de los canales de los espectros obtenidos. Luego, usando a su vez la energía del borde compton de los fotopicos correspondientes de cada espectro, y con hipótesis relativistas, se obtuvo la masa en reposo del electrón, la cual resultó de $(543 \pm 77)\text{keV}$, que se solapa con el conocido valor tabulado de 511keV .

También se calculó dicha masa utilizando la ecuación 15, utilizando las energías tabuladas de los fotopicos y las energías del borde compton calculadas. Este método, a comparación del anterior, introduce mas error a la hora de realizar el ajuste, el cual no dio lo esperado, en particular, se observó que la masa en reposo del electrón variaba con la energía del borde compton, lo cual no es consistente con el modelo propuesto.

Tomando el fotopico de 511 KeV del espectro de la fuente de ^{22}Na , se hizo a su vez un estudio de la estadística del decaimiento radiactivo, y se verificó que el mismo se corresponde con una distribución de Poisson (lo cual se observó al to-

mar ventanas temporales menores a los 1ms, ya que para ventanas mayores se ve cómo dicha distribución comienza a converger a una distribución gaussiana).

Por otra parte, para el análisis de la atenuación de la fuente de ^{137}Cs , se determinó que la cantidad de cuentas por unidad de tiempo detectadas por el centellador, tienen un decaimiento exponencial con la distancia, para el rango de distancias utilizado (de entre 0 y 11 cm aproximadamente) y para el centellador NaI(Tl) usado. A su vez, para la atenuación con Pb y Cu, se determinó que la respuesta sigue la ley de Lambert en el rango de los grosores trabajados (siempre menores a los 5 cm aproximadamente). Esto permitió verificar que a mayor número atómico del elemento del atenuador, la atenuación en la radiación detectada se hacía mayor (siendo máxima en el caso del Pb y mínima en el caso del Cu, al compararse los coeficientes de atenuación de ambos elementos).

Por último, con la fuente de ^{22}Na y utilizando

dos centelladores de NaI(Tl) a la vez, se realizó un análisis de las coincidencias en la detección del fotopico de 511 KeV. Al colocar los centelladores a 180° uno con respecto al otro (con la muestra en el centro), se obtuvo el mayor conteo de coincidencias, el cual se volvió prácticamente nulo al cambiar el ángulo entre detectores por uno de 135° o por uno de 90° , dejando claramente de manifiesto que dicho fotopico en el espectro se debe a la creación de un par positrón-electrón (donde los rayos gammas resultantes salen a 180° uno respecto del otro).

Referencias

- [1] Apunte teórico: Guía Nuclear, Laboratorio 5, Departamento de Física, UBA.
- [2] www.fisicarecreativa.com/informes/informod/atenua
- [3] www.fisicarecreativa.com/guias/estad_deacay.pdf