

34264-Laboratorio de Física Nuclear y de Partículas

Departament de Física Atòmica, Molecular i Nuclear
Facultat de Física - Universitat de València
Bloque C, planta 2, despacho 3233
✉: Dr Moliner 50, E-46100 Burjassot

Espectroscopía con un detector NaI(Tl)

- Propósito
- Equipamiento necesario
- Experimentos:
 1. Calibración energética del sistema de detección
 2. Espectros gammas de fuentes radiactivas
 3. Estudio de la dispersión Compton
 4. Pico de aniquilación. Picos de escape simple y doble. Pico suma
 5. Atenuación de fotones en plomo
 6. Determinación de la constante de desintegración de un isótopo de vida corta

noviembre de 2010

Propósito

La finalidad de esta práctica es iniciar al alumno en el campo de espectroscopia con detectores de centelleo con análisis multicanal. Se pretende que el alumno entienda y aplique los conceptos físicos básicos asociados con la desexcitación gamma y la interacción de electrones y fotones con la materia.

Equipamiento necesario

- Sistema de detección
 - Detector de NaI(Tl) cilíndrico de:
 - Equipos PASCO: 3.8 cm (diámetro) × 2.5 cm (altura)
 - Equipos PHYWE: 3.81 cm (diámetro) × 5.08 cm (altura)
 - Fuente de alta tensión
 - Tubo fotomultiplicador (PMT)
 - Pre-amplificador y amplificador lineal
 - Analizador multicanal (MCA)
 - Soporte para el detector
 - Bandeja para las fuentes radiactivas
 - Bandeja para los absorbentes
 - Conjunto de fuentes radiactivas del Laboratorio

1.- Calibración energética del sistema de detección

Objetivo

Calibrar el sistema NaI-PMT-ADC

Fundamento

Cuando un fotón interactúa con un cristal de NaI(Tl) transfiere toda (absorción fotoeléctrica, producción de pares) o parte (dispersión Compton) de su energía a un electrón de aquél, que se mueve de forma errática en él, convirtiendo su energía cinética en luz al colisionar con los átomos. Cuanto mayor es la energía del electrón, tanta más luz se crea (Figura 1.1).

El PMT (al que se le aplica una alta tensión) convierte en el fotocátodo cada fotón de luz en un fotoelectrón y éste, a través del sistema de multiplicación electrónica en los dinodos, en una pequeña corriente, y puesto que todos los fotones luminosos llegan casi simultáneamente al PMT, la corriente combinada que todos ellos crean produce un pulso de corriente mayor. Este pulso de corriente es convertido en un pulso de tensión cuya altura es proporcional a la energía del fotón primario incidente en el cristal (Figura 1.2).

El pulso de tensión es amplificado y medido por un Convertidor Analógico Digital (ADC). El resultado de esta medida es un entero entre 0 y 2^n-1 para un ADC de n bits. En los equipos PASCO (PHYWE) el ADC es de 10 (12) bits. El cero es el entero para la medida de un pulso de tensión menor que 10 (1) mV, y 1023 (4000) es el entero para la medida de un pulso mayor que 8 (4) V (el voltaje más grande que admite cada tipo de ADC). A los pulsos de tensión entre 0 V y 8 (4) V se les asigna proporcionalmente un entero entre 0 y 1023 (4000). A este entero se le llama número de canal. El proceso de conversión analógico-digital lo realiza el analizador multicanal (MCA), que es uno de los módulos electrónicos del montaje, aunque en los equipos PASCO más antiguos está situado en una tarjeta instalada en el ordenador PC. La pantalla del PC muestra estas medidas como el número de fotones observados en función del número de canal (espectro) (Figura 1.2).

El proceso de calibración con fuentes que emiten fotones de energía conocida, permite correlacionar el número del canal con la energía del fotón, con lo que el equipo de detección queda calibrado en energía. Hay dos parámetros que determinan la ganancia del sistema y por tanto la calibración en energía: la alta tensión aplicada al PMT, y la ganancia del amplificador lineal.

En este primer experimento vamos a proceder a calibrar el sistema de detección.

Procedimiento

1. Ponga en funcionamiento el programa analizador multicanal.
2. Ponga el potencial de trabajo del detector a +600 V.
3. Ajuste la ganancia (Coarse gain y Fine gain, o sólo Gain, según la disponibilidad en cada equipo) del amplificador a la unidad.
4. Conecte la alta tensión.

5. Coloque una fuente de Cs-137 (véase Figura 1.3) en la repisa número 4.
6. Adquiera un espectro .

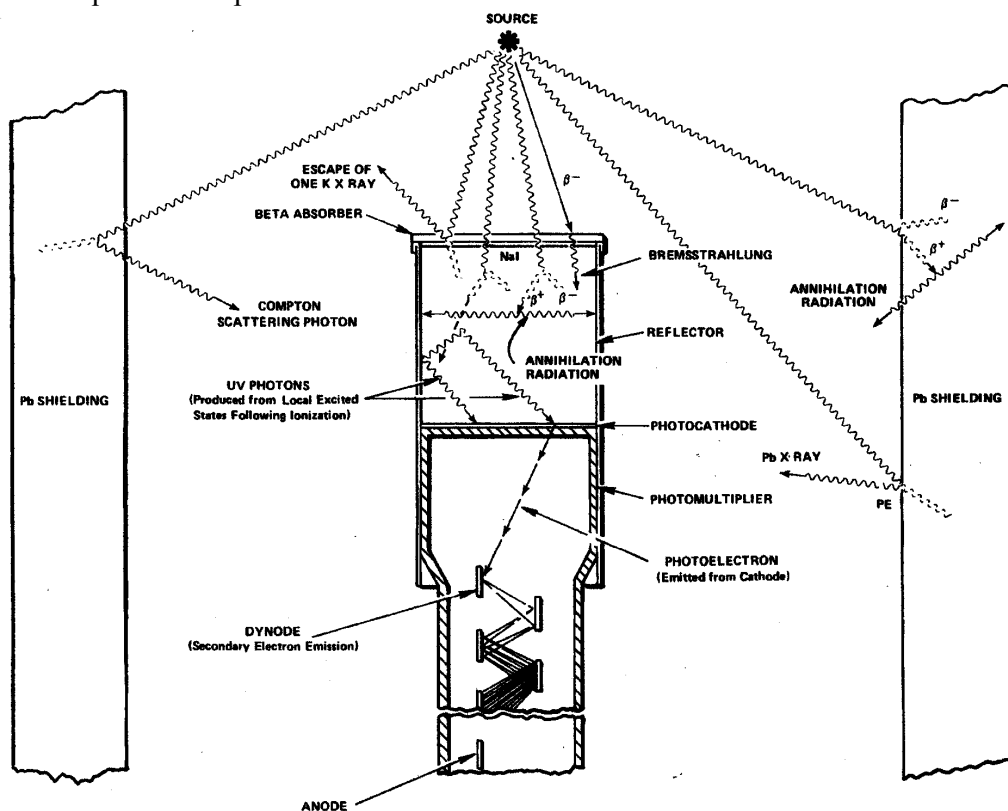


Figura 1.1- Fuente radiactiva, detector NaI(Tl), PMT, y blindaje de plomo, mostrando varios tipos de interacción (Douggan 1988).

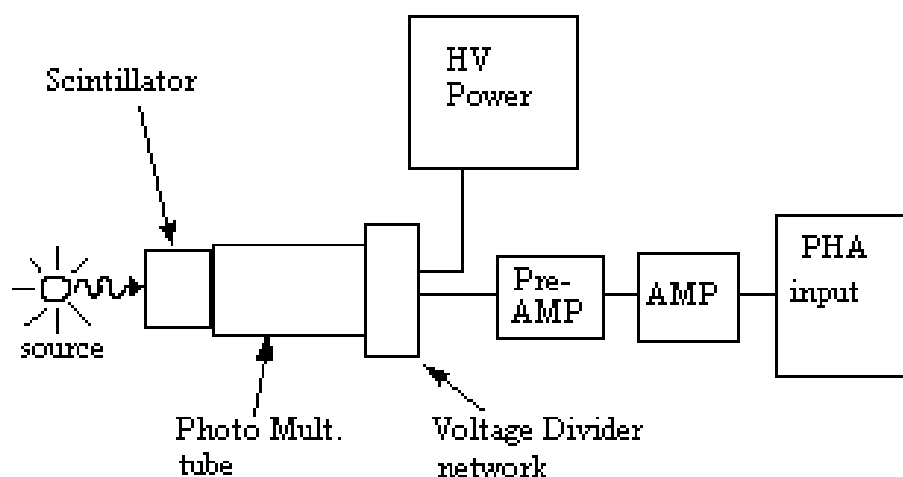


Figura 1.2.- Componentes típicos de un sistema de espectroscopia gamma (Douggan 1988).

7. Varíe la ganancia (Coarse gain o Gain) del amplificador (potencias de 2), hasta que el fotopico de 0.662 MeV del Cs-137 caiga se sitúe en una posición aproximadamente 1/3 del número máximo de canales. Si es necesario efectúe un ajuste fino con la Fine gain (si el equipo dispone de éste). El espectro ha de parecerse al de la Figura 1.4.
8. Adquiera un espectro de Cs-137 durante suficiente tiempo para poder determinar claramente la posición del fotopico.
9. Almacene el espectro de Cs-137, bórralo de la pantalla, y sustituya esta fuente por una de Na-22 (véase Figura 1.3). Adquiera durante tiempo suficiente para que los fotopicos queden bien definidos. Almacene el espectro del Na-22.
10. **Importante:** Anote el año de fabricación de las fuentes con las que ha adquirido los espectros.

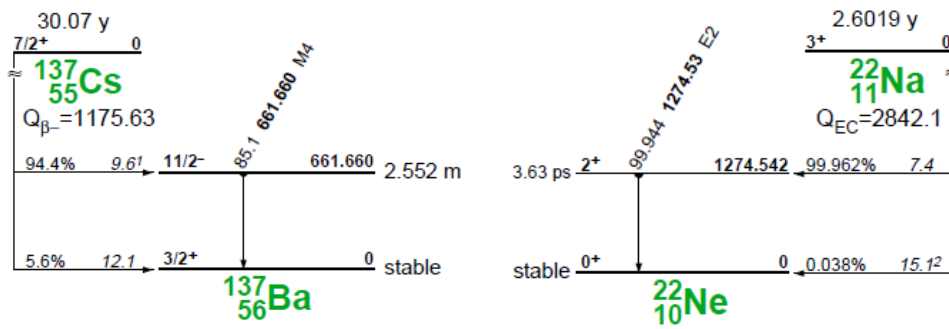


Figura 1.3.- Esquema de desintegración del Cs-137 y del Na-22.

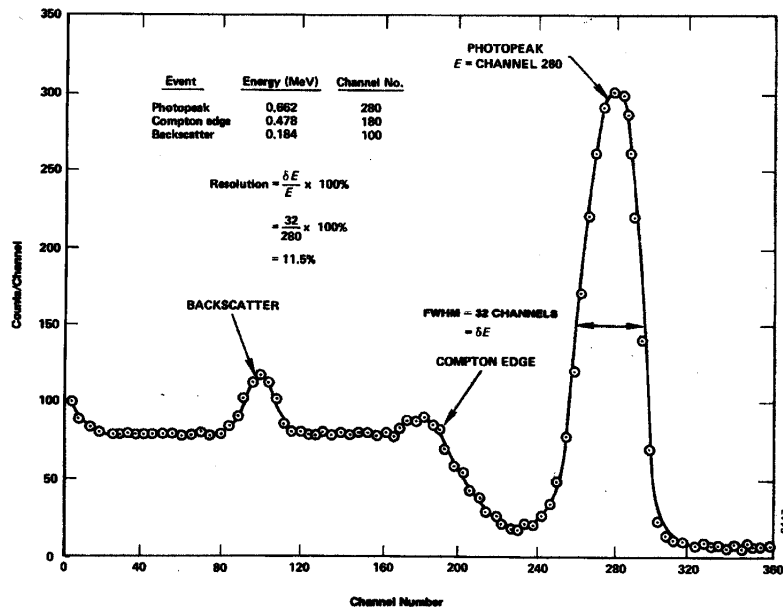


Figura 1.4.- Espectro del Cs-137 obtenido con un detector de NaI(Tl).

Resultados

- Dibuje y estudie el esquema de desintegración y los espectros del Cs-137 y del Na-22.
- Para cada uno de los fotopicos, halle el canal del centroide y la FWHM (en número de canales), utilizando las funciones de la MCA.
- Efectúe una representación gráfica de la curva de calibrado parecida a la de la Figura 1.5, es decir, la energía aceptada de los fotopicos frente a su centroide.
- Use el procedimiento de calibrado de dos puntos del MCA para calibrar el sistema de detección utilizando los picos siguientes: Na-22 (511 keV, 1274.5 keV).
- Represente la recta que resulta sobre la gráfica de calibrado. Compruebe si el equipo es o no lineal.
- Use ahora el procedimiento de calibrado de tres puntos del MCA utilizando además de los dos anteriores el pico del Cs-137.
- Represente la parábola que resulta sobre la gráfica de calibrado.
- Salve el Set-up de este calibrado que tomaremos como definitivo.

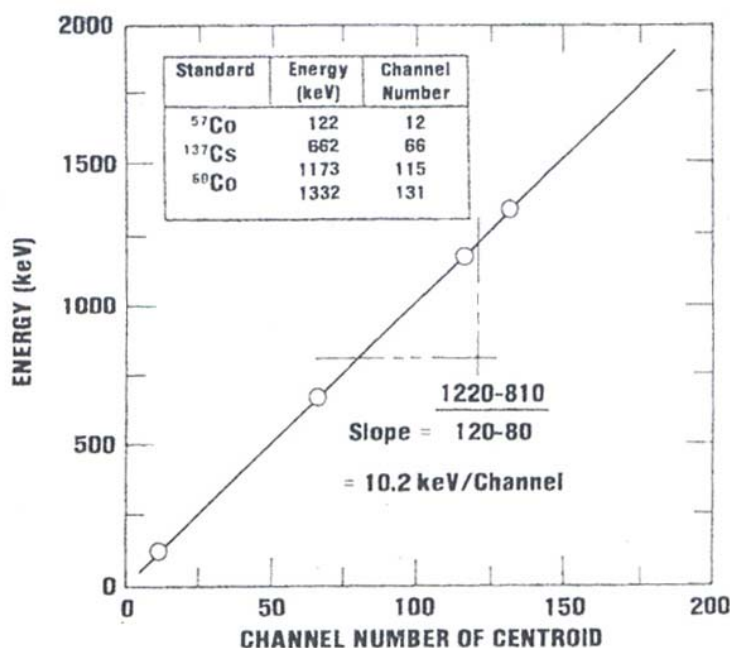


Figura 1.5.- Ejemplo de curva de calibrado de un sistema de detección.



Una vez fijados la alta tensión y la ganancia a los valores para los que se ha calibrado el equipo, es conveniente comprobar el calibrado cada vez que se utilice el equipo. Ello puede hacerse adquiriendo un espectro de Cs-137 y comprobando si el centroide del fotopico es 662 keV. Si la variación de la energía del centroide supera los 10 keV es necesario volver a calibrar el equipo.

Bibliografía



Jerome L. Duggan, *Laboratory Investigations in Nuclear Science*. Published by The Nucleus Inc. and TENNELEC (1988).



Randolph S. Peterson, *Experimental γ ray Spectroscopy and Investigations of Environmental Radioactivity*. Published by Spectrum Techniques (1996).

2.- Espectros gamma de fuentes radiactivas

Objetivo

Adquisición de espectros de fuentes radiactivas. Cálculo del centroide y la FWHM.

Fundamento

Los fotones son emitidos en las transiciones nucleares desde un estado excitado a otro de menor energía. En las fuentes del laboratorio, los rayos gamma se emiten tras los procesos de desintegración nuclear.

Una vez calibrado nuestro sistema de detección, se puede determinar la energía de los fotopicos de una fuente radiactiva de naturaleza desconocida, y con ello poder identificarla.

Además, podemos estudiar la no linealidad del sistema de detección.

Procedimiento

1. Obtenga una caja de fuentes radiactivas y adquiriera un espectro para cada una de ellas (sin cambiar el alto voltaje ni la ganancia del sistema de detección usado en el Experimento 1) hasta que los fotopicos se puedan identificar con claridad.
2. **Importante:** Anote el año de fabricación de las fuentes con las que ha adquirido los espectros.

Resultados

- a. Dibuje y estudie los esquemas de desintegración de los radionucleidos usados.
- b. Para cada uno de los fotopicos de cada espectro, halle el canal del centroide, la FWHM (en número de canales) y la energía del centroide que proporciona el calibrado del Experimento 1.
- c. Compruebe si la energía de los centroides coincide con los valores tabulados para cada radionucleido.
- d. Complete el gráfico de calibrado con los nuevos picos hallados en este experimento.
- e. Extraiga las conclusiones oportunas respecto a la linealidad del sistema de detección.

Bibliografía



Jerome L. Duggan, *Laboratory Investigations in Nuclear Science*. Published by The Nucleus Inc. and TENNELEC (1988).



Randolph S. Peterson, *Experimental γ ray Spectroscopy and Investigations of Environmental Radioactivity*. Published by Spectrum Techniques (1996).

3.- Estudio de la dispersión Compton

Objetivo

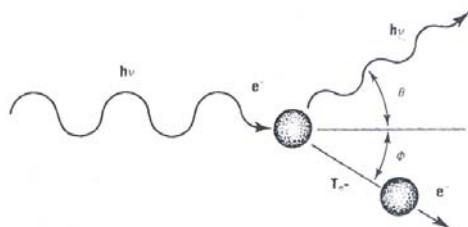
Estudio del continuo Compton en los espectros gamma para diversas energías de los fotones. Estudio del pico de retrodispersión.

Fundamento

Aparte de los fotopicos, en los espectros de altura de pulsos hay otras estructuras que pueden observarse. Si tomamos el espectro del Cs-137 de la Figura 1.4, observaremos un pico, o mejor un borde, a unos 477 keV, **el borde Compton**. Además, dependiendo de la disposición geométrica del sistema detector-fuente-blindaje (Figura 1.1), habrá, probablemente, un fotopico alrededor de los 185 keV, **el pico de backscatter**. El propósito de este experimento es estudiar estos dos fenómenos asociados a la dispersión Compton.

El borde Compton

En la interacción Compton, la energía del fotón incidente, $E_\gamma = h\nu$, se reparte entre el electrón, T_e , (que pasa a ser un electrón libre en el cristal de NaI) y el fotón dispersado, $E_{\gamma'} = h\nu'$. La energía que se lleva el electrón (y por lo tanto, la intensidad de luz que éste producirá en el cristal de NaI) depende del ángulo en que éste haya sido dispersado (o el fotón, ya que ambos están relacionados), de tal manera que:



$$T_e = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \quad (3.1)$$

siendo θ el ángulo de dispersión del fotón. La energía máxima que puede llevarse el electrón se corresponde con la mínima que puede llevarse el fotón que se presenta para el caso $\theta = \pi$:

$$E_{\gamma',\min} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{mc^2}} \rightarrow T_{e,\max} = \frac{\frac{2E_{\gamma}}{mc^2} E_{\gamma}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{mc^2}} \quad (3.2)$$

Por lo tanto, en la dispersión Compton, es imposible que el fotón incidente transfiera toda su energía al electrón y la situación es que éste puede llevarse una energía que va desde 0 (que corresponde al caso límite en que el fotón se lleva la máxima energía posible, es decir, toda la incidente) hasta $T_{e,\max}$ dada por la ecuación (3.2). Puede que el fotón dispersado escape del detector, y en este caso se obtiene un continuo que va desde 0 hasta $T_{e,\max}$, conocido como borde Compton (Figuras 1.4 y 3.1). Si el fotón dispersado sufre una interacción fotoeléctrica en el detector NaI, toda la energía del fotón incidente se deposita en el detector y por lo tanto contribuirá al fotopico.

El pico de backscatter.

El fenómeno del backscatter se presenta cuando los fotones de la fuente sufren una dispersión Compton en los materiales que rodean al detector y, posteriormente, el fotón dispersado sufre una absorción fotoeléctrica en el cristal de NaI (Figura 1.1). Las Figuras 1.4 y 3.1 ilustran éste y otros fenómenos típicos que se presentan en un sistema fuente-NaI-PMT-blindaje. La energía de los fotones dispersados puede estimarse a partir de la ecuación (3.2) suponiendo que la mayoría de ellos sufren dispersión a ángulos grandes y por lo tanto $\theta \approx 180^\circ$

$$E_{\gamma',\text{backscatter}} \approx \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{mc^2}} \quad (3.3)$$

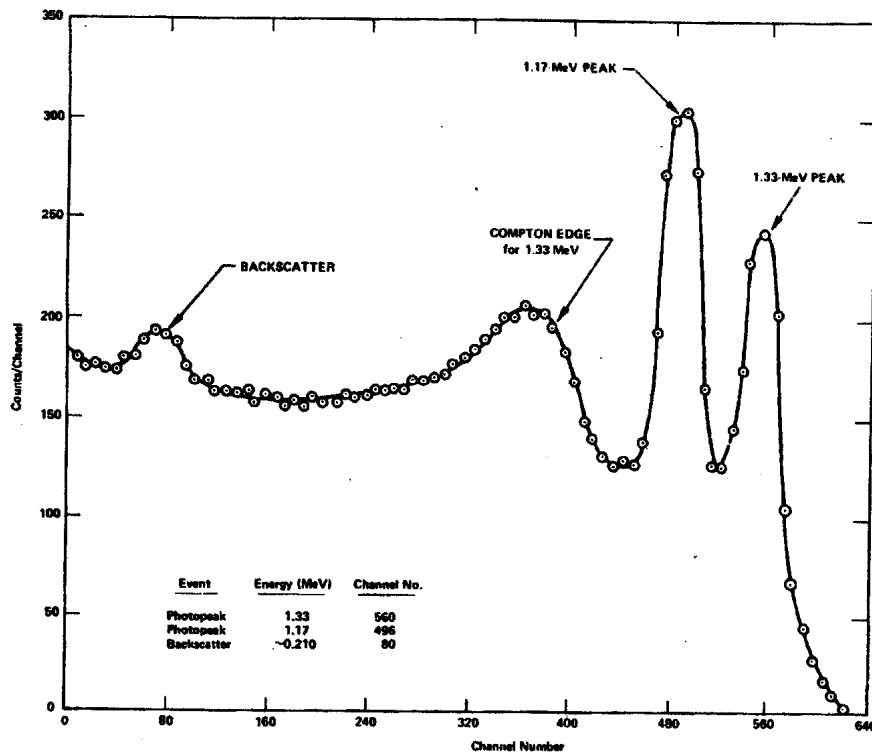


Figura 3.1.- Espectro del Co-60 obtenido con un detector de NaI(Tl).




Procedimiento

1. Se usan los siguientes espectros de los Experimentos 1 y 2: Co-60, Na-22, Bi-207, Cs-137, Mn-54 y Zn-65+Cs-137.

Resultados

- a. Calcule la energía del borde Compton con la ecuación (3.2) para los fotopicos de los espectros anteriores.
- b. Determine la energía del borde Compton en el espectro para cada uno de los fotopicos teniendo en cuenta que dicho borde se halla entre el continuo Compton y el fotopico a una energía que corresponde, aproximadamente, a la mitad en el cambio de tasa de cuentas (ver Figuras 1.4 y 3.1). Determine la masa del electrón a partir de las energías del borde Compton de todos los fotopicos.
- c. Calcule la energía del pico de backscatter con la ecuación (3.3) para los fotones de los espectros anteriores. Determine la energía del pico de backscatter para cada uno de los espectros teniendo en cuenta que corresponde a la mínima energía del máximo del pico (ver Figuras 1.4 y 3.1).

Bibliografía

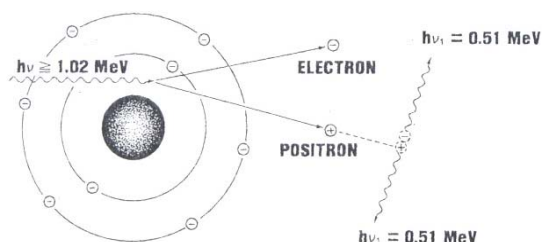
-  Jerome L. Duggan, *Laboratory Investigations in Nuclear Science*. Published by The Nucleus Inc. and TENNELEC (1988).
-  Randolph S. Peterson, *Experimental γ ray Spectroscopy and Investigations of Environmental Radioactivity*. Published by Spectrum Techniques (1996).
-  Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Capítulo 10, Sección III (pag. 312). Tercera edición. John Wiley & Sons, Inc. (2000)

4.- Pico de aniquilación, picos de escape simple y doble, pico suma

Objetivo

Estudio y análisis de los picos de aniquilación, picos de escape simple y doble. Estudio de coincidencias γ - γ : pico suma

Fundamento



La antipartícula del electrón es el positrón. Ambas se aniquilan a parejas, produciendo dos fotones de 511 keV que se emiten en direcciones opuestas para que se conserve la cantidad de movimiento.

Algunos isótopos radiactivos, muchos de los cuales son ricos en protones, se desintegran emitiendo un positrón (β^+), reduciendo su carga y masa en una unidad. Los fotones de 511 keV de la subsiguiente aniquilación del positrón con un electrón puede observarse en espectroscopia gamma como evidencia del fenómeno de la aniquilación.

Un positrón puede producirse junto con un electrón como un par, creado por la interacción de un fotón de energía mayor que dos veces la masa del electrón ($E_\gamma > 1.022 \text{ MeV}$) con un núcleo. El resultado de la interacción del fotón es la producción del par e^+e^- . Toda la energía del fotón se convierte en un par electrón-positrón, con una energía cinética entre ambos igual a $(E_\gamma - 1.022) \text{ MeV}$. El positrón producido terminará aniquilándose con otro electrón cuando su energía cinética sea próxima a cero y producirá dos fotones de 511 keV. ¿Qué efectos tendrán estos dos fotones de 511 keV en el espectro gamma?

Pico de aniquilación

Si la aniquilación ocurre fuera del detector (Figura 1.1), sólo uno de ellos puede alcanzar éste ya que el otro saldrá en dirección opuesta, por lo que el efecto será un pico de 511 keV en el espectro gamma (Figura 4.1). A este pico se le llama pico de aniquilación.

Picos de escape simple y doble

Los fotones con $E_\gamma > 1.022$ MeV que inciden en el detector pueden interaccionar y producir un par electrón-positrón dentro del detector (Figura 1.1). La aniquilación se produce tan rápidamente que la luz producida por los dos fotones de 511 keV (suponiendo que sufran absorción fotoeléctrica en el detector) se combina con la luz producida por el par electrón y el positrón y producen un pulso que representa la energía del fotón original, y por lo tanto contribuye al fotopico. Sin embargo, algunas veces puede ocurrir que uno o ambos de los fotones de 511 keV no interaccionen con el detector y, simplemente, escapen. Esto da lugar a un fotopico de energía $(E_\gamma - 0.511)$ MeV si uno de los fotones ha sufrido absorción fotoeléctrica y el otro escapa (pico de escape simple), o a un fotopico de energía $(E_\gamma - 1.022)$ MeV si ambos fotones escapan (pico de escape doble). En la Figura 4.2 se pueden observar estos picos para un espectro de Th-232.

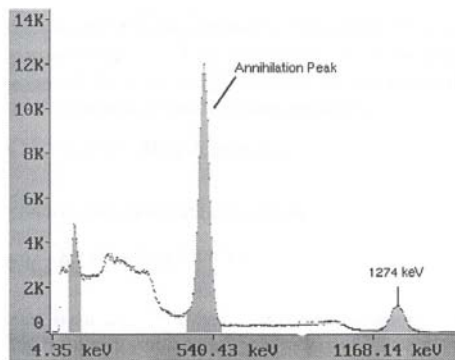


Figura 4.1.- Espectro del Na-22 obtenido con un detector de NaI(Tl) en el que se ilustra el pico de aniquilación.

Pico suma

Cuando dos fotones interaccionan “simultáneamente en el detector” se dice que ha habido una detección en coincidencia. La situación más común se presenta cuando al desintegrarse un radioisótopo emite dos o más fotones en cascada, como se ilustra en la Figura 4.3 para el caso del Co-60. Los dos fotones se emiten en un intervalo de tiempo muy corto comparado con el tiempo de respuesta del detector, por lo que podemos decir que se emiten en coincidencia. Si el tiempo de observación es suficiente, habrá un pico que refleja la detección en coincidencia de ambos fotones y a este pico se le llama pico suma. En la Figura 4.3 se observa este pico con una energía de $1.17 + 1.33 = 2.50$ MeV para el caso de Co-60.

El objetivo de este experimento es observar el pico de aniquilación, los picos de escape simple y escape doble, y el pico suma.

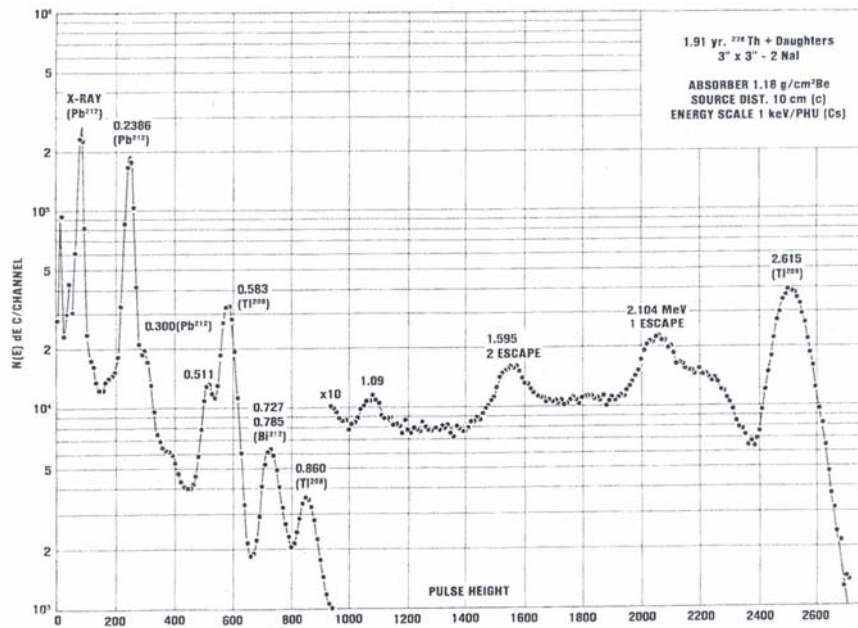


Figura 4.2.- Ejemplo de los picos de escape simple y doble en un espectro obtenido con un detector de NaI(Tl) para el Th-232.

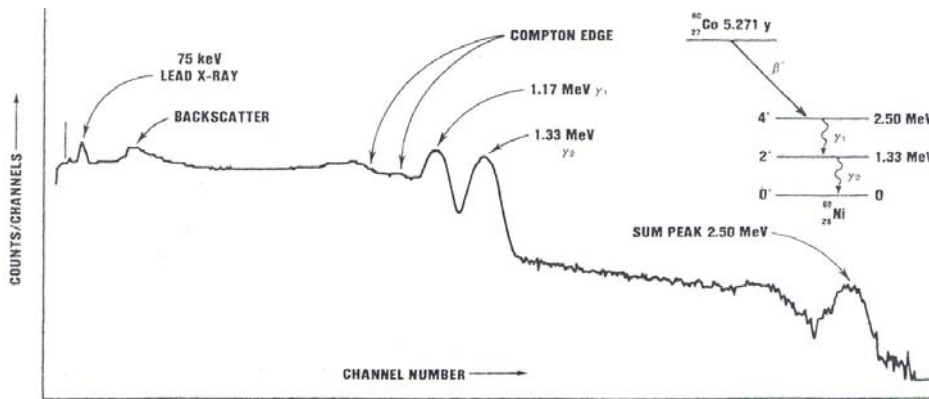


Figura 4.3.- Espectro del Co-60 obtenido con un detector de NaI(Tl). En él se ilustra el pico suma.




Procedimiento

1. Use los espectros de Na-22, Zn-65 + Cs-137, Co-60 y Bi-207.
2. Adquiera un espectro de Th-232.

Resultados

- a. Observe los picos de aniquilación, picos de escape simple y doble y picos suma.

Bibliografía

-  Jerome L. Duggan, *Laboratory Investigations in Nuclear Science*. Published by The Nucleus Inc. and TENNELEC (1988).
-  Randolph S. Peterson, *Experimental γ ray Spectroscopy and Investigations of Environmental Radioactivity*. Published by Spectrum Techniques (1996).
-  Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Capítulo 10, Sección III (pag. 312). Tercera edición. John Wiley & Sons, Inc. (2000)

5.- Atenuación de fotones en plomo

Objetivo

Obtener el valor del coeficiente de atenuación para fotones de una energía dada en plomo.

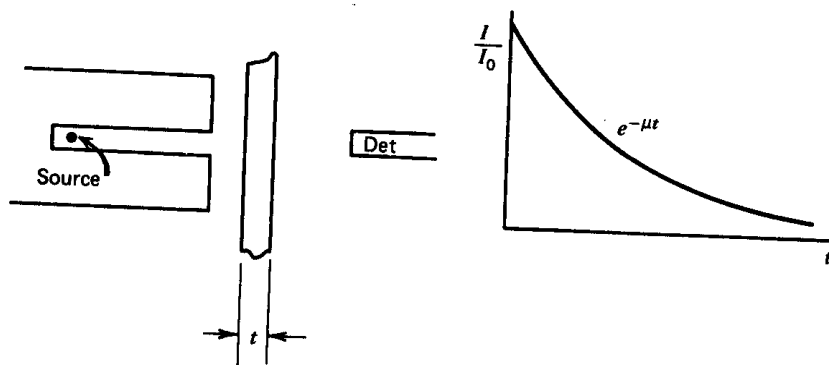


Figura 7.1- Curva exponencial de transmisión para rayos gamma medida en condiciones de “buena geometría” (Knoll 2000, Figura 2.21).

Fundamento

Cuando un haz estrecho de fotones **monoenergéticos** que se mueven en la misma dirección y sentido atraviesa una lámina delgada, estos no pierden progresivamente su energía como lo hacen las partículas β , sino que en cada proceso de interacción con el medio (por efecto fotoeléctrico, Compton o producción de pares) se elimina un fotón del haz (Figura 7.1).

Podemos definir un coeficiente de atenuación lineal μ , de tal manera que, cuando $I_{0\gamma}$ fotones de la misma energía inciden perpendicularmente en un absorbente delgado de espesor x , el número de fotones que lo han atravesado sin interactuar, I_γ , viene dado por

$$I_{\gamma} = I_{0\gamma} e^{-\mu x} = I_{0\gamma} e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x} \quad (4.1)$$

El coeficiente de atenuación lineal μ depende del medio con el que interacciona el fotón y de su energía. Usualmente se considera el coeficiente de atenuación másico, $\frac{\mu}{\rho}$, por ser independiente del estado físico del absorbente. La distancia promedio que recorre un fotón en el absorbente antes de sufrir una interacción se llama recorrido libre medio, y su valor es $\lambda = \frac{1}{\mu}$.

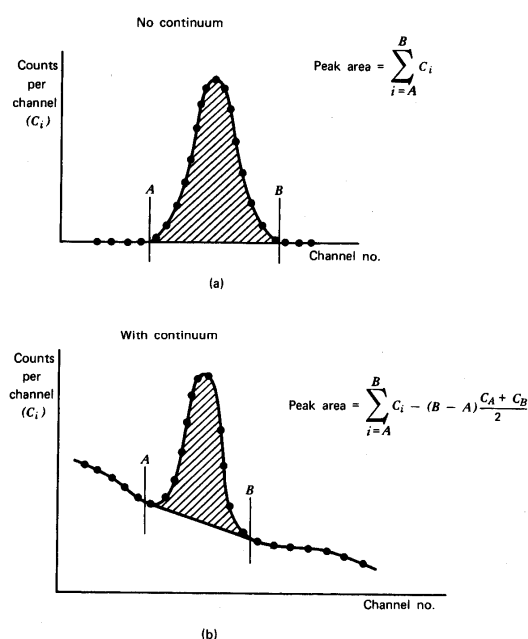


Figura 7.2- Métodos para obtener las áreas bajo los fotopicos en un espectro multicanal. En a) el continuo bajo el pico es despreciable, mientras que en b) se sustrae tal como se indica (Knoll 2000, Figura 10.29).

En este apartado vamos a realizar un experimento como el esquematizado en la Figura 7.1. Para ello hemos de determinar en cada fotopico cuantas son las cuentas que corresponden a fotones de la energía del centroide del fotopico. Dado que el detector registra tanto los fotones de la muestra como los del fondo, y que el continuo Compton asociado a cada fotopico no puede evitarse, el número de cuentas de un fotopico que corresponden a los fotones de la muestra (cuentas netas) han de separarse de aquellos de otro origen, en la medida de lo posible. La Figura 7.2 ilustra el procedimiento del software del MCA para el cálculo de las cuentas netas, una vez hemos definido la región de interés (ROI) con las utilidades del software del MCA.

El objetivo de este experimento es determinar este coeficiente de absorción másico para plomo a la energía de 661.6 KeV (Cs-137). Si se dispone de tiempo puede efectuarse el experimento para otras energías de los fotones usando otro radionucleido con plomo o aluminio.

Procedimiento

1. Se coloca la fuente de Cs-137 en el quinto estante y se adquiere un espectro de tal manera que el área total bajo el fotopico sea ≈ 6000 cuentas al menos. Con la función ROI (o equivalente) obtenga las cuentas brutas, las cuentas netas y el tiempo de adquisición (live time).
2. Se repite el proceso con una serie de absorbentes de Pb de espesor variable colocados en el estante 1 o el 2 entre la fuente y el detector, midiendo durante un intervalo de tiempo suficiente para que el número de cuentas bajo el fotopico sea > 1000 cuentas. Con la función ROI obtenga las cuentas brutas, las cuentas netas y el tiempo.
3. Se repite el proceso para distintos espesores de Pb. Pueden ponerse varios absorbentes de plomo juntos para obtener datos para más valores del espesor si fuese necesario.

Resultados

- a. Representar en escala semilogarítmica I_γ frente al espesor x .
- b. El ajuste de la ecuación (4.1) a estos datos proporciona el valor de $\frac{\mu}{\rho}$.
- c. Compárese el valor hallado de $\frac{\mu}{\rho}$ con el teórico aceptado.

Bibliografía



Jerome L. Duggan, *Laboratory Investigations in Nuclear Science*. Published by The Nucleus Inc. and TENNELEC (1988).



Randolph S. Peterson, *Experimental γ ray Spectroscopy and Investigations of Environmental Radioactivity*. Published by Spectrum Techniques (1996).



Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Capítulo 4, Sección III (pag. 48), Capítulo 10, Sección IV (pag. 341). Tercera edición. John Wiley & Sons, Inc. (2000).

6.- Determinación de la constante de desintegración de un radionucleido de vida corta

Objetivo

El objetivo de esta práctica es determinar la vida media ($\tau = \frac{1}{\lambda} = 1.44T_{1/2}$) del estado metaestable del Ba-137.

Fundamento

Dada un radionucleido, la ley exponencial de la desintegración radiactiva establece que si en t_0 el número de átomos radiactivos de la muestra es N_0 , en t este número se habrá readucido a

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda(t-t_0)} \quad (5.1)$$

En el esquema de desintegración del Cs-137 (Figura 1.3) se observa que el estado metaestable del Ba-137 se desintegrara al estado excitado del Ba-137 (0.662 MeV) que luego se desexcita emitiendo un fotón; este estado excitado tiene una vida media de $\tau = 220.91 \pm 0.06$ s (Table of Isotopes). Por lo tanto, la desexcitación de este estado excitado sigue la ley (5.1).

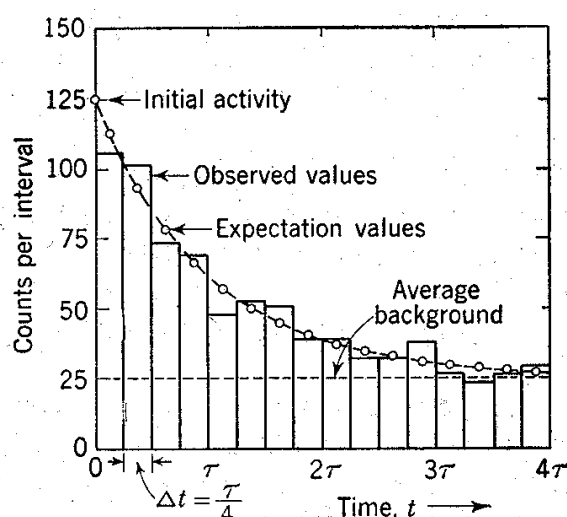


Figura 9.2.- Representación gráfica de las fluctuaciones estadísticas típicas encontradas al medir la vida media de una fuente de vida corta.

Para obtener el Ba-137 se dispone de una muestra de Cs-137 en disolución (en equilibrio secular con el Ba-137) de la que por un método químico, se separa el Ba del Cs (“milky cow”), y se dispone de una muestra de Ba-137 puro.

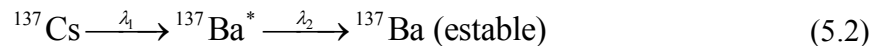
Al efectuar las medidas de la desintegración del Ba-137* con el detector de NaI, sabemos que además de las cuentas debidas al Ba-137* también se registrarán las debidas al fondo radiactivo ambiental. En la Figura 9.2 se pueden apreciar los principales problemas estadísticos que se presentan en un experimento de determinación de vidas medias cortas como el que nos ocupa. Para efectuar las medidas, elegimos un intervalo de tiempo para cada observación, Δt , y efectuamos n observaciones consecutivas sin interrupción, y registramos los valores de las cuentas registradas x_1, x_2, \dots, x_n debidos a la fuente radiactiva más el fondo (Figura 9.2). Si el tiempo de observación se prolonga durante muchas veces la vida media τ de la muestra en estudio, la actividad de la fuente llegará a ser del orden del fondo ambiental, pudiendo

presentarse el caso de que el número de cuentas registrado sea menor que el fondo (véase Figura 9.2 a partir de 3τ). Por tanto, hay que medir durante el tiempo adecuado ya que, si medimos durante poco tiempo perderemos una información útil, y si medimos durante demasiado tiempo registraremos datos que no aportarán ninguna información adicional. Se puede demostrar que el intervalo de tiempo total de observación óptimo es del orden de 3τ .

Desde el instante en que comienza la medida tendremos las siguientes contribuciones al número de cuentas que registra el detector:

1. Las cuentas debidas al Ba-137 que se desexcita emitiendo un fotón (con la vida media τ que queremos determinar).
2. Las cuentas debidas al fondo radiactivo ambiental.

A partir de estas consideraciones vamos a plantear la ecuación que nos dará el número de cuentas que registrará el detector en cada canal (bin). Podemos considerar que tenemos la serie radiactiva



En el instante en que empezamos a contar (suponemos que comenzamos en $t_0 = 0$) tenemos $N_{10} = 0$ átomos de ^{137}Cs ya que lo hemos eliminado en la extracción, y N_{20} átomos de $^{137}\text{Ba}^*$. Por lo tanto, las cuentas registradas durante el intervalo de tiempo de medida Δt serán

1. Desintegraciones debidas al $^{137}\text{Ba}^*$ en un intervalo Δt . La actividad en un instante t será

$$\lambda_2 N_2 = \lambda_2 N_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (5.3)$$

y por lo tanto, en el intervalo Δt siguiente el número total de desintegraciones será:

$$N_{Ba} = \int_t^{t+\Delta t} \lambda_2 N_2 dt = \int_t^{t+\Delta t} \lambda_2 N_{20} e^{-\lambda_2 t} dt = N_{20} e^{-\lambda_2 t} (1 - e^{-\lambda_2 \Delta t}) \quad (5.4)$$

2. Desintegraciones debidas al fondo radiactivo ambiental en el intervalo Δt :

$$N_{Fondo} = b\Delta t \quad (5.5)$$

Así pues, la suma de las dos contribuciones anteriores ha de ser igual al número total de desintegraciones:

$$N = N_{Ba} + N_{Fondo} \quad (5.6)$$

Procedimiento

1. Se pone en funcionamiento el MCA en modo Multichannel Scaling (MCS) (equipos PASCO) o Integration Measurement (equipos PHYWE). En este modo de funcionamiento se determina el número de pulsos cuya energía o altura de pulso está comprendido en un cierto intervalo, y se utiliza para medidas de tiempos relacionadas con vidas medias o conteo de fotones simples (*single photons*). El intervalo o ventana hay que fijarlo por medio de sus límites inferior y superior al fotopico de interés.
2. El período durante el cual los pulsos deben registrarse debe ser también fijado (Dwell time en los equipos PASCO). Se fijará a 8, 16 o 22 s. Los resultados de las distintas medidas se presentan en una gráfica donde se representa el número de registros frente a cada medida integrada (como la de la Figura 9.2). Nótese que en los equipos PHYWE las distintas medidas hay que realizarlas manualmente, con lo que conviene utilizar un intervalo de tiempo relativamente grande (22 s mejor que 8 s) con el fin de minimizar errores sistemáticos en la medida de la vida media debido a la pérdida de tiempo entre medidas. Por el contrario, estos equipos permiten variar la ventana y tiempo de medida para una secuencia de medidas integradas.
3. Se obtiene una muestra de Ba-137 con la “milky cow”
4. Se adquiere una curva de tasa de cuentas durante unos 1100-1500 s.

Resultados

- a) Efectúese un gráfico en el que se representen las cuentas registradas en Δt (con su barra de error) frente al tiempo.
- b) En la expresión (5.6) se tratan N_{20} , b y λ_2 como parámetros desconocidos. A partir del gráfico, efectúese una primera estimación de N_{20} , b y λ_2 .
- c) Utilícese algún programa de ajuste para obtener los parámetros N_{20} , b y λ_2 .
- d) A partir de λ_2 , dedúzcase el valor de la vida media del estado excitado de Ba-137.
- e) Dibújese las dos contribuciones de la expresión (5.6) y su suma sobre el gráfico anterior.

Bibliografía



R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, Capítulo 27, Décima impresión, Mc Graw-Hill Book Company (1955)

Espectroscopía gamma con un detector NaI(Tl) y analizador multicanal

Erica Alcusa Sáez* Fernando Hueso González†

4º DE GRADO DE FÍSICA - UVEG
Laboratorio de Física Nuclear y de Partículas - Grupo B-L₁

Práctica 2 realizada: 2 y 16-11-2010, entregada: 09-12-2010

El objetivo de esta práctica es familiarizarnos con los detectores de centelleo (NaI) con análisis multicanal, así como la caracterización y análisis exhaustivo del espectro de radiación de distintas muestras radioactivas, y la comprensión de la interacción de los fotones con la materia (electrones).

En primer lugar hemos calibrado el sistema de detección (NaI+PMT+ADC)¹ a partir de dos muestras cuyo espectro es conocido (¹³⁷Cs y ²²Na). Posteriormente hemos registrado el espectro gamma de distintas fuentes radioactivas e identificado los fotopicos, las regiones de dispersión Compton, borde Compton, backscatter, picos de aniquilación y picos de escape (simple, doble y suma). Por otro lado, se ha estudiado la atenuación de los fotones en plomo. Por último, se ha determinado la constante de desintegración del radionúclido ¹³⁷Ba*.



*ealsa#alumni.uv.es

†ferhue#alumni.uv.es

¹PMT: Tubo FotoMultiplicador, ADC: Conversor Analógico Digital

Índice

Resumen	1
Índice	2
1 Introducción histórica	3
1.1 El detector NaI(Tl)	3
2 Fundamentos teóricos	5
2.1 Esquemas de desintegración y espectros	5
2.2 Dispersión Compton	5
2.3 Picos característicos	6
2.3.1 Fotopico	6
2.3.2 Pico de backscatter	6
2.3.3 Rayos X	7
2.3.4 Pico de aniquilación	7
2.3.5 Picos de escape simple y doble	7
2.3.6 Pico suma	7
2.4 Atenuación de fotones	8
2.5 Vida media de un radionucleido	8
3 Montaje experimental	9
4 Procedimiento experimental	10
4.1 Calibración energética del sistema de detección	10
4.2 Espectros gamma de fuentes radioactivas	11
4.3 Estudio de la dispersión Compton	11
4.4 Picos característicos	12
4.5 Atenuación de fotones en plomo	13
4.6 Determinación de la constante de desintegración de un isótopo de vida corta	14
5 Medidas y resultados	15
5.1 Calibración energética del sistema de detección	15
5.2 Espectros gamma de fuentes radioactivas y picos característicos	16
5.3 Determinación de la masa del electrón	28
5.4 Atenuación de fotones en plomo	30
5.5 Determinación de la constante de desintegración de un isótopo de vida corta	31
6 Conclusiones	32
Bibliografía	33

1 Introducción histórica

La espectroscopía es el estudio científico de los fenómenos que se producen al interaccionar la radiación con la materia que atraviesa a través de distintos procesos de absorción, emisión y dispersión. Espectroscopía es una palabra de etimología latino-griega: spectr(um) lat. 'espectro' y skopíā -σκοπία gr. 'inspección' o 'examen visual'. La espectroscopía gamma es el estudio cuantitativo del espectro de energías de fuentes de rayos γ . En nuestra práctica se estudia la naturaleza de la radiación gamma de distintas muestras radioactivas y su interacción con la materia a través del análisis del espectro en que se descompone y que registramos mediante nuestro detector.

Este procedimiento de descomponer una radiación en sus componentes espectrales se realizó por primera vez, según la literatura, en el experimento de Isaac Newton, en el que la luz blanca se descomponía en los colores del arcoiris al atravesar un prisma. Más tarde, Fraunhofer diseñó un espectroscopio con rendijas y lentes para caracterizar el espectro de radiación proveniente del sol. El descubrimiento de bandas características de absorción o emisión (al calentar) según la naturaleza del material impulsó enormemente la espectroscopía, que hasta hoy en día es un método óptimo para distinguir entre distintos materiales, el estudio de sus niveles de energía, etc. De los múltiples campos de estudio en espectroscopía, en este experimento nos centramos en la radiación emitida por muestras radioactivas, registrando los fotones (γ) mediante un detector de centelleo con análisis multicanal.

1.1 El detector NaI(Tl)

Los detectores de centelleo se basan en la propiedad de determinadas sustancias, que producen descargas luminosas (centelleo) cuando son atravesadas por radiación ionizante. Se trata de un dispositivo utilizado frecuentemente en Física Nuclear y se asocia con un fotomultiplicador (PMT) que (idealmente) transforma el destello en un pulso eléctrico proporcional a la energía incidente.

El predecesor de este detector fue el espintariscopio (compuesto por ZnS) desarrollado por Crookes en 1903, donde el ojo era el que registraba la radiación a través de una lente. En 1909, Geiger y Marsden (bajo la dirección de Rutherford) realizaron el experimento que reveló la existencia del núcleo y la estructura atómica mediante la dispersión de partículas α a través de una fina capa de oro. La radiación dispersada era detectada mediante una capa cilíndrica de ZnS centrada en torno a la región de átomos dispersores. En 1944, Curran y Baker sustituyeron el sistema lente-ojo por un fotomultiplicador, perfeccionando en consecuencia el sistema de medida y su fiabilidad (más objetivo).



Figura 1: Espintariscopio desarrollado por William Crookes en 1903

Actualmente, uno de los cristales (inorgánicos) más utilizados es el NaI(Tl) (yoduro de sodio dopado con talio), que se construye en hornos de alta temperatura e introduciendo impurezas activadoras. Tiene múltiples aplicaciones en Física Médica (imagen). La primera versión de este tipo de detector se realizó en la década de 1940 por el Dr. Hofstadter. En la década de 1950, Harshaw desarrolló mediante el método de uno de sus colaboradores (Stockbarger) cristales de NaI cada vez mayores (y por tanto con mayor resolución). En 1970, Harshaw logró construir un cristal de 81cm de diámetro. Actualmente, los sistemas de detección se han modernizado bastante, e incluyen software asociado para el registro, visualización y tratamiento de los espectros registrados.



Figura 2: Detector NaI de 81cm de diámetro construido por Harshaw



Figura 3: Detector NaI moderno, con un montaje similar al de nuestro experimento

2 Fundamentos teóricos

En este apartado, centramos el estudio teórico de la interacción de los fotones con la materia en el caso concreto de nuestro experimento, donde la radiación gamma de determinadas muestras radioactivas atraviesa un cristal de NaI(Tl) y deposita parte o toda de su energía en distintos procesos coexistentes. La absorción fotoeléctrica y la producción de pares se da cuando el fotón incidente transfiere toda la energía a un electrón del cristal, mientras que en la dispersión Compton sólo deposita una parte de la energía inicial. El electrón que absorbe esa energía colisiona con los átomos del cristal, de manera que su energía cinética genera el centelleo, más intenso a mayor energía del electrón. La detección de la señal con el fotomultiplicador se detalla en el apartado de Montaje experimental.

2.1 Esquemas de desintegración y espectros

Los núcleos radioactivos se desintegran a otro núcleo (o estado) de menor energía, proceso en el que liberan fotones (además de otras partículas). Para registrar la radiación gamma de muestras conocidas e identificar correctamente el espectro con los procesos de interacción principales, es necesario conocer el esquema de desintegración de las muestras radioactivas para saber la energía de los fotones emitidos. En concreto, es necesario calibrar el sistema de detección a partir de una o dos muestras cuyo esquema de desintegración podamos consultar en la bibliografía, para conocer la energía exacta de los fotones que se observan como fotopico en nuestro sistema de detección.

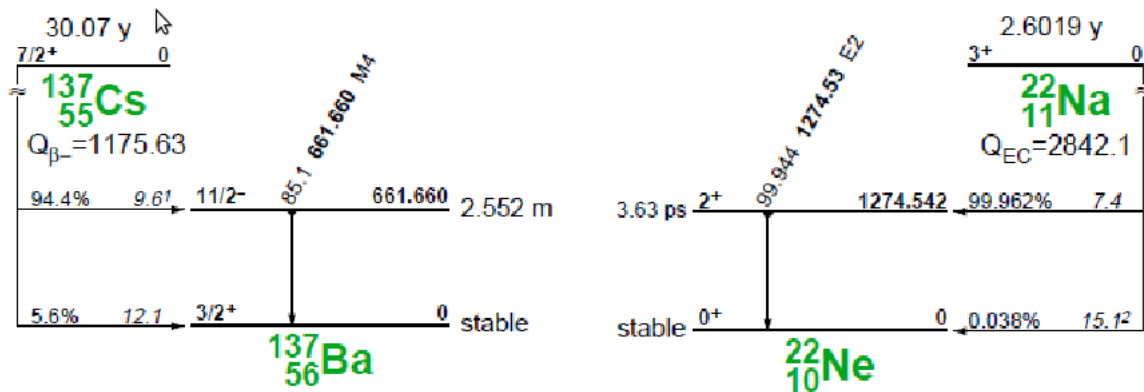


Figura 4: Esquema de desintegración del ^{137}Cs y ^{22}Na , empleados en la calibración

2.2 Dispersión Compton

En este proceso de dispersión, un fotón (γ) incide sobre un electrón, el cual adquiere una energía cinética T_e . El fotón pierde parte de su energía inicial E_γ (frecuencia) y es dispersado (γ') formando un ángulo θ con respecto a la dirección de incidencia inicial. La energía cinética transferida al electrón es:

$$T_e = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \quad (1)$$

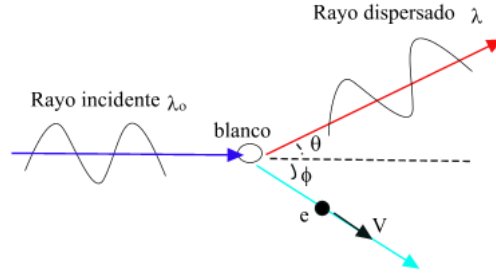


Figura 5: Esquema del proceso de dispersión Compton

La energía máxima que puede transferirse al electrón se da para $\theta = 180^\circ$ y se denomina borde Compton, forma que se observa en el espectro al ser registrado el electrón en el detector. Por conservación de energía, la energía del fotón dispersado será mínima.

$$E_{\gamma',min} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}} \rightarrow T_{e,max} = \frac{\frac{2E_\gamma}{mc^2}}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}} E_\gamma \quad (2)$$

Por tanto, en el espectro se espera un continuo Compton entre 0 y $T_{e,max}$. En $T_{e,max}$ se espera una caída abrupta (borde). Aparte, si el fotón dispersado sufre una absorción fotoeléctrica al mismo tiempo que el electrón es detectado, el pulso total será la suma de ambos (el detector no los separa como sucesos independientes, detección en coincidencia), por lo que contribuirán al fotopico del fotón incidente primario al conservarse la energía total. No obstante, dicha detección en coincidencia es poco probable.

2.3 Picos característicos

El espectro gamma de una fuente radioactiva muestra picos pronunciados característicos que corresponden a distintas transiciones nucleares combinadas con la interacción de la radiación con el cristal de NaI (función respuesta).

2.3.1 Fotopico

Es el pico más pronunciado del espectro y corresponde al fotón emitido en la desintegración nuclear de la fuente. El proceso de detección es por absorción fotoeléctrica del fotón primario, o bien por dispersión Compton o producción de pares si se produce una detección en coincidencia de las partículas y fotones secundarios.

2.3.2 Pico de backscatter

Este fenómeno se produce por dispersión Compton en materiales que rodean al detector. El fotón dispersado puede sufrir una absorción fotoeléctrica en el detector si vuelve a él desde los exteriores del detector, lo que ocurrirá generalmente para ángulos de dispersión muy grandes ($\theta = 180^\circ$). Esta condición es la misma que para el borde Compton, sólo que en este caso el punto dispersor está fuera del detector. La energía del fotón dispersado corresponde con $E_{\gamma',min}$ de la ecuación 2, y el pico que se observa en el espectro se denomina pico de backscatter o retrodispersión (uno por cada uno de los fotopicos de la fuente radioactiva).

$$E_{\gamma',backscatter} = E_{\gamma',min} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}} \quad (3)$$

En realidad, el pico no es más que una acumulación de cuentas para ángulos grandes, cercanos a 180° , lo que se puede demostrar representando dicha función, integrada para todo el ángulo sólido de emisión, en función del ángulo de dispersión θ .

2.3.3 Rayos X

Los materiales que rodean al detector, como un blindaje de plomo, pueden contribuir al espectro con picos de rayos X característicos, con energías del orden de decenas de keV. Además, un blindaje cilíndrico entorno a la ventana del detector reduce el ruido del fondo ambiental y contribuye al backscattering, con lo que su pico asociado resalta más sobre el continuo Compton respecto al caso sin blindaje. También puede haber rayos X del núcleo hijo estable de la muestra, en especial si la muestra ya se ha desintegrado casi al completo (antigüedad de varias veces su vida media).

2.3.4 Pico de aniquilación

En las desintegraciones β^+ se libera un positrón, la antipartícula del electrón. El positrón se encuentra con un electrón (en reposo) con gran probabilidad y se aniquila en dos fotones de 511 keV colineales (en direcciones opuestas). Aparte, para fotones de energía $E_\gamma > 1.022\text{MeV}$ puede darse el proceso de producción de pares: un electrón y un positrón con energía cinética total $T_{e^+} + T_{e^-} = E_\gamma - 1.022\text{MeV}$. Tanto el electrón como el positrón producirán luz que se detectará en el cristal hasta llegar al reposo, y el positrón se aniquilará con algún electrón cuando su energía cinética sea próxima a cero, produciendo dos fotones de 511keV. Cuando este proceso se produce en el exterior del detector, sólo uno de los fotones vuelve al mismo al tener direcciones opuestas, y es el causante de que se observe un pico en 511keV, llamado pico de aniquilación.

2.3.5 Picos de escape simple y doble

Cuando este proceso se produce en el interior del detector, la aniquilación es tan rápida que la detección de los fotones secundarios puede ser coincidente y el pulso reconstruye totalmente la energía del fotón primario y contribuye al fotopico. No obstante, si alguno de los fotones de 511 keV no es detectado (escapa), la energía del pulso es $E_\gamma - 0.511\text{MeV}$, lo que da lugar al pico de escape simple. Si ambos fotones escapan, el pulso de energía $E_\gamma - 1.022\text{MeV}$ da lugar al pico de escape doble. Las intensidades de estos picos suelen ser bastante menores que las del fotopico, por lo que no siempre será posible distinguirlos respecto al continuo Compton, el ruido de fondo, etc.

2.3.6 Pico suma

En desintegraciones nucleares con emisión de fotones de distintas frecuencias (dos o más fotones en cascada), puede ocurrir la detección en coincidencia si se emiten en un periodo de tiempo muy pequeño en comparación con el tiempo de respuesta del detector. Por tanto, el pulso generado corresponderá a la suma de pulsos de ambos picos, lo que origina el pico suma. La existencia de este pico (o su visibilidad) depende de la vida media de la desintegración en cascada considerada, del tiempo de respuesta del detector y del tamaño del cristal de NaI.

2.4 Atenuación de fotones

Un haz ideal de fotones monoenergético y con la misma dirección de propagación que atraviesa una lámina delgada de cierto material pierde intensidad exponencialmente con el espesor x de dicho obstáculo (en cada interacción, del tipo que sea, se pierde un fotón).

$$I_\gamma = I_{0\gamma} e^{-\mu x} = I_{0\gamma} e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x} \quad (4)$$

El coeficiente de atenuación lineal μ depende de la energía de los fotones incidentes y del material con el que interaccionan. Se suele utilizar con más frecuencia el coeficiente de atenuación másico μ/ρ , donde ρ es la densidad del material irradiado. Aparte, se define el recorrido libre medio λ como la inversa de μ , y representa la distancia promedio que recorre un fotón antes de sufrir una interacción.

2.5 Vida media de un radionucleido

Una fuente con N_0 radionúclidos en el instante inicial t_0 se desintegra según la ley exponencial:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda(t-t_0)} \quad (5)$$

En nuestro experimento queremos determinar la constante de desintegración λ_2 del estado metastable del $^{137}\text{Ba}^*$, que se presenta como producto intermedio en la serie (en equilibrio secular):



Mediante un proceso químico de extracción del Cs que se detalla en el Procedimiento experimental, aislamos el Ba excitado (metaestable), con lo que en $t = 0$ se parte de N_{20} radionúclidos de $^{137}\text{Ba}^*$. La actividad $A_2 = \lambda_2 N_2$ de la fuente, de acuerdo con la ecuación 5 es:

$$A_2(t) = \lambda_2 N_2(t) = \lambda_2 N_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (7)$$

Por tanto, el n° de átomos de la muestra desintegrados entre t y $t + \Delta t$, se obtiene al integrar la ecuación anterior entre sendos extremos:

$$N_{Ba} = N_{20} e^{-\lambda_2 t} (1 - e^{-\lambda_2 \Delta t}) \quad (8)$$

Además, en ese intervalo se registra también el fondo ambiental de actividad b , con lo que el número total de desintegraciones en Δt es:

$$N = N_{20} e^{-\lambda_2 t} (1 - e^{-\lambda_2 \Delta t}) + b \Delta t \quad (9)$$

Si dividimos esta ecuación entre Δt obtenemos el número de desintegraciones por segundo:

$$A(t) = \frac{N_{20}}{\Delta t} e^{-\lambda_2 t} (1 - e^{-\lambda_2 \Delta t}) + b \quad (10)$$

3 Montaje experimental

Para realizar nuestro experimento hemos utilizado el montaje experimental que se observa en la Figura 6, que representa un sistema de detección² eficiente de los fotones emitidos por las desintegraciones radioactivas de las distintas muestras empleadas.

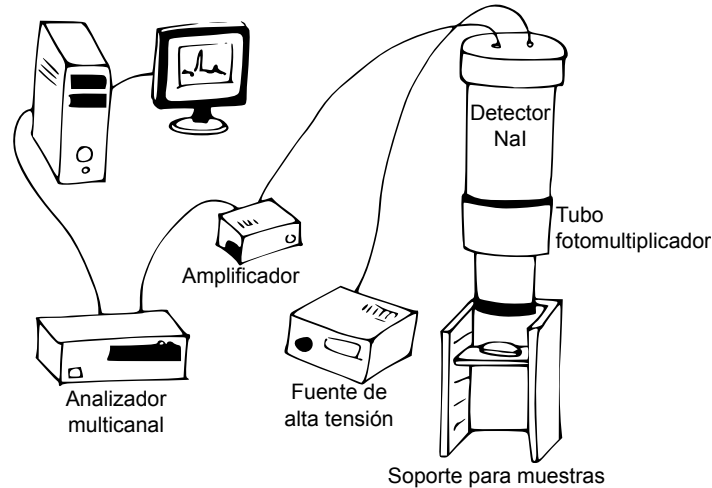


Figura 6: Esquema del montaje utilizado

El elemento fundamental de nuestro montaje es el cristal de NaI, dispuesto en un tubo sobre un fotomultiplicador (PMT). Este detector está alimentado por una fuente de alta tensión, cuyo voltaje podemos controlar con un mando regulable en el equipo PHYWE y desde el ordenador en el equipo PASCO (utilizamos uno en cada sesión por el mal funcionamiento del primero).

Cuando un fotón interactúa con el cristal de NaI, transfiere parte o la totalidad de su energía a un electrón, que se mueve a través del cristal y crea luz al chocar con los átomos (centelleo). Al aplicar una tensión (centenares de voltios) sobre el PMT, cada fotón de luz se convierte en el cátodo en un fotoelectrón y genera una pequeña corriente (pulso) tras pasar por el sistema de multiplicación electrónica (dínodos), que se convierte en un pulso de tensión proporcional a la energía del fotón primario incidente. En resumen, detectamos dicho fotón a través de la señal de los electrones con los que interactúa. La ganancia del sistema viene determinada por la tensión sobre el PMT y la ganancia del amplificador (que dejamos fija en 1 en todo momento).

El pulso se amplifica y se mide mediante un Convertidor Analógico Digital (ADC), proceso dirigido por el Analizador Multicanal (MCA), de manera que registramos la medida en el ordenador con el software específico del fabricante (medida exportable a un fichero de texto plano). Los pulsos se agrupan en intervalos de 10 (1) mV, a los que se asocia un canal. El primer canal comprende señales de 0-10 (0-1) mV, el segundo de 10-20 (1-2) mV, así sucesivamente hasta un total de 1023 (4000) canales para el equipo PASCO (PHYWE). En resumen, en el ordenador se observa a tiempo real un número de cuentas acumulativo para cada canal a medida que se registran pulsos según avanza el tiempo. Como la altura del pulso (canal) es proporcional a la energía del fotón incidente, el n^o de canal es un indicador de dicha energía³.

²Detector Scintillation, Scionix Holland

³Para un estudio más detallado de los mecanismos de interacción del fotón con el cristal NaI y el fotomultiplicador, se puede consultar la Figura 1.1 de la referencia [5, Guión de Prácticas de Laboratorio].

4 Procedimiento experimental

Mediante el montaje detallado en el apartado anterior realizamos una serie de experimentos para estudiar el espectro gamma de distintas fuentes radioactivas. En primer lugar realizamos una calibración energética del sistema de detección a partir de dos fuentes conocidas, cuyos esquemas de desintegración consultamos. Posteriormente se miden y analizan los espectros de otras fuentes radioactivas, y se identifican a qué interacción se corresponde cada zona o pico del espectro. También se estudia la atenuación de fotones en plomo para un fotopico de una muestra determinada. Por último se determina la constante de desintegración de un isótopo de vida corta.

4.1 Calibración energética del sistema de detección

En primer lugar conectamos el sistema y fijamos un potencial adecuado de trabajo. Para ello colocamos la fuente de ^{137}Cs en el primer piso del soporte para muestras (Figura 6), lo más cerca posible del detector para una mayor eficiencia geométrica. Ajustamos el fotopico que observamos para que caiga aproximadamente a 1/3 del número de canales total (4000), para que el espectro del resto de muestras estén contenidos en el intervalo de observación. Esta calibración la realizamos con el sistema PHYWE, y el voltaje se cambia mediante un mando manual con un nonius circular. Cabe señalar que la resolución del detector es inversamente proporcional a la raíz de la energía del fotón primario, es decir, el fotopico es más ancho cuanto mayor sea el canal de su centroide. Una vez ajustado y medido este voltaje $V = 925 \pm 1\text{V}$ (PHYWE), $V = 610 \pm 1\text{V}$ (PASCO), no se variará en posteriores experimentos.

A continuación se registra el espectro del ^{137}Cs y ^{22}Na durante un tiempo suficiente para observar un espectro estable en la pantalla. Es importante anotar el año de fabricación de las fuentes para saber cuánto ha decaído su actividad inicial. Los espectros registrados se dibujan y se identifican las zonas características. En concreto, se realiza un ajuste en la zona donde se observan los fotopicos pronunciados, que corresponden a los rayos gamma más intensos detectados, para obtener un valor fiable del canal del centroide y su anchura (FWHM)⁴. Los picos se ajustan según la siguiente ecuación:

$$I = a + bE + c \exp\left(-\left(\frac{(E - E_0)}{FWHM} 2 \ln(2)\right)^2\right) \quad (11)$$

Al conocer la energía de dichos fotopicos a partir del esquema de desintegración de la Figura 4, podremos calibrar el detector mediante una ecuación que correlaciona la energía E del fotón con el canal C del centroide. Realizamos una calibración de dos puntos para los dos picos del ^{22}Na y otra de tres puntos, más fiable, añadiendo el pico de ^{137}Cs . Se ajustan las medidas tanto a una recta (ecuación 12) como a una parábola (ecuación 13) para comparar la bondad del ajuste y verificar la linealidad del detector. Como calibrado más fiable utilizamos la ecuación parabólica.

$$E(\text{keV}) = aC + E_0 \quad (12)$$

$$E(\text{keV}) = aC^2 + bC + E_0 \quad (13)$$

⁴Full Width at Half Maximum = Anchura a mitad altura

Es importante verificar que a lo largo del experimento, que dura tres horas, no observemos deriva del fotopico, pues entonces nuestra calibración no sería válida. Tomamos el espectro de ^{137}Cs en tres ocasiones a lo largo del experimento, y no observamos cambio en la posición en canal del fotopico, por lo que registramos los espectros de todas las fuentes radioactivas.

Aun así, en la siguiente sesión se cambiaron los montajes (PHYWE) por unos más antiguos (PASCO), pues se había observado una deriva de la potencia en la totalidad de las fuentes PHYWE cuando llevaban un par de horas encendidas. No obstante, las medidas que realizamos con el nuevo sistema eran las correspondientes a los apartados de atenuación en plomo y constante de desintegración, experimentos independientes de la calibración de la primera sesión.

4.2 Espectros gamma de fuentes radioactivas

Registramos el espectro de las distintas fuentes, de actividad inicial⁵ $1\mu\text{Ci}$ (durante 200s cada una) en la primera sesión, con el equipo de detección PHYWE. Representamos los espectros, identificamos los distintos picos y ajustamos los fotopicos a la ecuación 11 para obtener el centroide y su anchura (FWHM), de manera similar a como se ha realizado con ^{137}Cs y ^{22}Na . A partir de este resultado y de la ecuación 13 de calibración obtenemos la energía de los fotopicos. Por último, comparamos este análisis con los esquemas de desintegración y valores tabulados que extraemos de la bibliografía.

Una vez hemos obtenido la energía de cada fotopico, se completa el gráfico de calibrado con las medidas experimentales superpuestas con los valores teóricos para verificar que hemos realizado una correcta calibración, la linealidad o no del detector, y que el procedimiento seguido es adecuado. Para futuras medidas, se podría realizar una nueva calibración utilizando los centroides medidos de todos los fotopicos y sus energías tabuladas en los esquemas de desintegración.

Al margen de esto, conviene apuntar que a la hora de visualizar la curva de los espectros, que constan de 4000 puntos, los agrupamos en grupos (bines) de 25 tomando su valor medio y asignando el valor central del canal del intervalo para facilitar la visualización. Esta agrupación no supone pérdida de precisión en la medida, pues la resolución de los picos (anchura) engloba muchos más canales de los agrupados.

4.3 Estudio de la dispersión Compton

En este apartado se emplean los espectros registrados anteriormente y el valor de la energía de los fotopicos ajustados. Primero, se calcula la energía de borde Compton $T_{e,max}$ según la ecuación 2 utilizando sólo la energía del fotopico ajustado. Alternativamente, se calcula el borde Compton a partir de su identificación en los espectros.

Debido a que el detector que utilizamos tiene una función respuesta compleja y una resolución asociada, la caída en el borde Compton no es abrupta como se deduce de los Fundamentos teóricos, sino que se observa una caída recta bastante pronunciada pero no vertical. Esto se debe a que el borde Compton no es un pico (tipo delta) sino una acumulación de cuentas para esos ángulos, a lo que hay que añadir la convolución en energías (punto a punto) por la resolución del detector (el borde Compton es la envolvente de muchas deltas convolucionadas).

⁵Este valor corresponde al medido en el año de fabricación, detallado en la tabla 1. La actividad actual habrá decaído exponencialmente a partir del valor inicial según la constante de desintegración de cada muestra.

Por ello, se aproxima el valor de la energía de borde Compton como el valor de la energía a la mitad de dicha caída (trazando una recta entre los extremos de la caída y eligiendo el valor a mitad del tramo). A partir del canal y el calibrado se obtiene dicha energía en keV. Este valor se compara con el procedimiento anterior para verificar si el borde Compton que se observa en el espectro coincide con lo calculado a partir del fotopico.

A partir de los valores de la energía de borde Compton $T_{e,max}$ (calculada según el 2º procedimiento) para cada fotopico de energía E_γ y distintas fuentes, se obtiene la masa del electrón m ajustando la ecuación 2, que reescribimos de la siguiente manera:

$$E_C = T_{e,max} = \frac{2E_\gamma^2}{2E_\gamma + mc^2} \quad (14)$$

Finalmente, calculamos la energía del pico de backscatter por un lado mediante la ecuación 3 a partir de la energía de cada fotopico. Alternativamente, se determina a partir de los espectros representados, donde se observa un pico a energías menores que el borde Compton, y que corresponde a la mínima energía posible del fotón dispersado $E_{\gamma'_{min}}$ por efecto Compton ($\theta = 180^\circ$), como se aprecia en la ecuación 2.

Este efecto está ligado a la máxima energía transferida al electrón, pero hay que diferenciarlo del borde Compton aunque la condición de dispersión (ángulo máximo) sea similar. En ese último caso, la interacción tiene lugar dentro del detector y por tanto el electrón genera la señal registrada, y el fotón dispersado puede ser absorbido fotoeléctricamente y contribuir al continuo Compton con la energía $E_{\gamma'_{min}}$ pero sin sobresalir sobre otras energías. Por contra, en el backscatter, el suceso se da en materiales que rodean al detector y el electrón al que se transfiere la energía no es registrado, mientras que los fotones dispersados para ángulos grandes sí consiguen volver al detector y generar una señal. Esto justifica la acumulación de cuentas para estos ángulos de fotones dispersados a ángulos grandes, y que destaca ligeramente sobre el continuo Compton.

De nuevo podemos obtener el valor de la masa del electrón a partir del ajuste de energías de todos los picos de backscatter y las energías del fotopico asociado, reescribiendo la ecuación 3 como:

$$E_{bs} = E_{\gamma',backscatter} = \frac{1}{\frac{1}{E_\gamma} + \frac{2}{mc^2}} \quad (15)$$

Cabe señalar que a la hora de determinar la posición del pico de backscatter, que en realidad no es un pico puro sino una acumulación para ángulos grandes, debemos elegir la mínima energía de todo el ancho del pico, es decir, el punto más a la izquierda posible (en canales) a partir del cual se observe el inicio del pico de backscatter. Esto se debe a que en ese punto se cumple con mayor aproximación la condición de que $\theta = 180^\circ$ y por tanto la energía es mínima, tal y como se ha supuesto en la deducción de la ecuación 3.

4.4 Picos característicos

Utilizamos de nuevo los espectros registrados e identificamos los distintos picos detallados en los fundamentos teóricos: los picos de aniquilación, escape simple, escape doble y suma. Para ver gráficamente con mayor detalle los espectros observados (debido a la función respuesta del detector), se pueden consultar las referencias [2, Scintillation Spectrometry] y [5, Guión de Prácticas de Laboratorio], además del esquema de la Figura 7:.

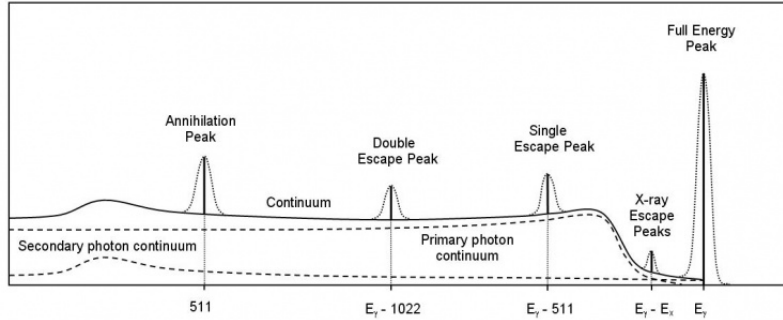


Figura 7: Representación esquemática de la función respuesta de un detector NaI

4.5 Atenuación de fotones en plomo

Para medir la atenuación exponencial utilizamos la fuente de ^{137}Cs , con un único fotopico cuyo centroide conocemos. Realizamos (en la segunda sesión, con el equipo de detección PASCO) medidas de cuentas registradas para distintos espesores de plomo que atraviesa la radiación. Para ello, colocamos en el tercer estante la muestra de Cs y vamos intercalando sucesivamente láminas de plomo entre el detector y la muestra. Usamos hasta 12 láminas de plomo. Para cada n° de láminas medimos durante un intervalo de tiempo de 100s, de manera que el n° de cuentas total sea del orden de 10^3 en la mayoría de casos.

El propio programa informático del detector nos permite hacer una estimación (función ROI) del número total de cuentas bajo el fotopico restando el continuo de fondo, siempre para el mismo intervalo de canales, de manera que englobe el fotopico completamente. El valor que obtenemos de la intensidad (etiquetado como Net en el software) lo empleamos para hacer una primera representación en el mismo laboratorio, a tiempo real, de intensidad frente a espesor en escala semilogarítmica, que se espera tenga una dependencia lineal y así verificar la consistencia de los datos in situ. No obstante, la determinación más correcta de la intensidad bajo el fotopico se hace posteriormente mediante un programa de análisis, ajustando el pico del espectro según la ecuación 11 e integrando la curva entre los extremos del fotopico y restándole el fondo (recta $a + bE$), es decir, integrando la curva gaussiana pura.

Una vez obtenido este valor corregido de la intensidad (cuentas bajo el fotopico), se espera que dicho valor se atenúe exponencialmente con el n° de láminas N (cada una de espesor e), de acuerdo con la ecuación 4, donde el espesor del plomo es $x = Ne$, y $t = \rho x$. Representado en escala semilogarítmica se espera una dependencia lineal:

$$\ln \frac{I_\gamma(t)}{I_\gamma(0)} = -\frac{\mu}{\rho} t \quad (16)$$

El valor de la densidad multiplicada por el espesor que aparece inscrito en las láminas del plomo ($T = \rho e = 1,716g/cm^2$) $\rightarrow t = NT$. A partir del ajuste obtenemos la pendiente, que es directamente el coeficiente de atenuación másico, resultado que comparamos con valores tabulados para el Pb:

$$\mu_m = \mu/\rho \quad (17)$$

4.6 Determinación de la constante de desintegración de un isótopo de vida corta

En este caso determinamos la vida media del estado metaestable del ^{137}Ba , cuya cadena se ha descrito en el apartado de Fundamentos teóricos. El procedimiento para obtener dicho estado de forma aislada (puro) es conocido como “milky cow”, un método químico que separa el ^{137}Ba del ^{137}Cs de una disolución inicialmente en equilibrio secular. Dicha separación la realiza el técnico de laboratorio, que coloca el Ba separado líquido sobre un soporte de muestras. Puesto que la vida media es de varios minutos, es importante comenzar a medir rápidamente tras la obtención de la fuente. La actividad inicial será proporcional al n° de gotas que se introducen en el soporte.

Utilizamos el detector PASCO en el modo MCS Internal (Multichannel Scaling) para registrar las cuentas en M intervalos consecutivos de tiempo. El intervalo de tiempo de detección (Dwell time) elegido es de $\Delta t = 10\text{s}$, para obtener suficientes puntos y caracterizar adecuadamente la caída exponencial. Paramos de medir cuando observemos en la pantalla que la muestra radioactiva se ha desintegrado casi al completo ($M\Delta t \sim 5\tau$), es decir, cuando se detecte un número de cuentas constante (dentro de las fluctuaciones estadísticas) asociadas al fondo ambiental.

Se representa el número de cuentas en cada intervalo en función del valor absoluto del tiempo al principio de cada intervalo $t_m = m\Delta t$, $m = 0, 2, \dots, M - 1$ (el programa nos da el valor al final del intervalo). De acuerdo con la ecuación 9, se hace una primera estimación visual a partir de la escala del gráfico de los valores N_{20} , b y λ_2 . Además, se obtienen dichos parámetros de manera más fiable con un ajuste por mínimos cuadrados a la ecuación citada, que reescribimos teniendo en cuenta que la vida media τ es la inversa de λ_2 :

$$N(t_m) = N_{20}e^{-\frac{t_m}{\tau}}(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}) + b\Delta t \quad (18)$$

La vida media obtenida se compara con el valor tabulado. Por último se dibujan sobre el gráfico las dos contribuciones por separado de la expresión anterior según los parámetros ajustados, además de la suma, para distinguir ambas contribuciones y analizar la bondad del ajuste.

Conviene señalar que N_{20} no es el número total de átomos de la muestra radioactiva en el instante inicial, sino de aquellos átomos que al desintegrarse son registrados por nuestro detector. Por la geometría utilizada (muestra plana, en forma de disco y cerca de la ventana del detector), $N_{20} = gN_{20\text{real}}$, donde g es un factor de eficiencia geométrica, que en nuestro caso será menor que $1/2$ (perdemos como mínimo la mitad de la radiación que se emite en dirección opuesta a la ventana). Por otro lado, el la actividad ambiental de fondo b es un valor también dependiente del detector (geometría, grosor y blindaje de las paredes del tubo, tamaño y eficiencia del cristal, etc.).

5 Medidas y resultados

5.1 Calibración energética del sistema de detección

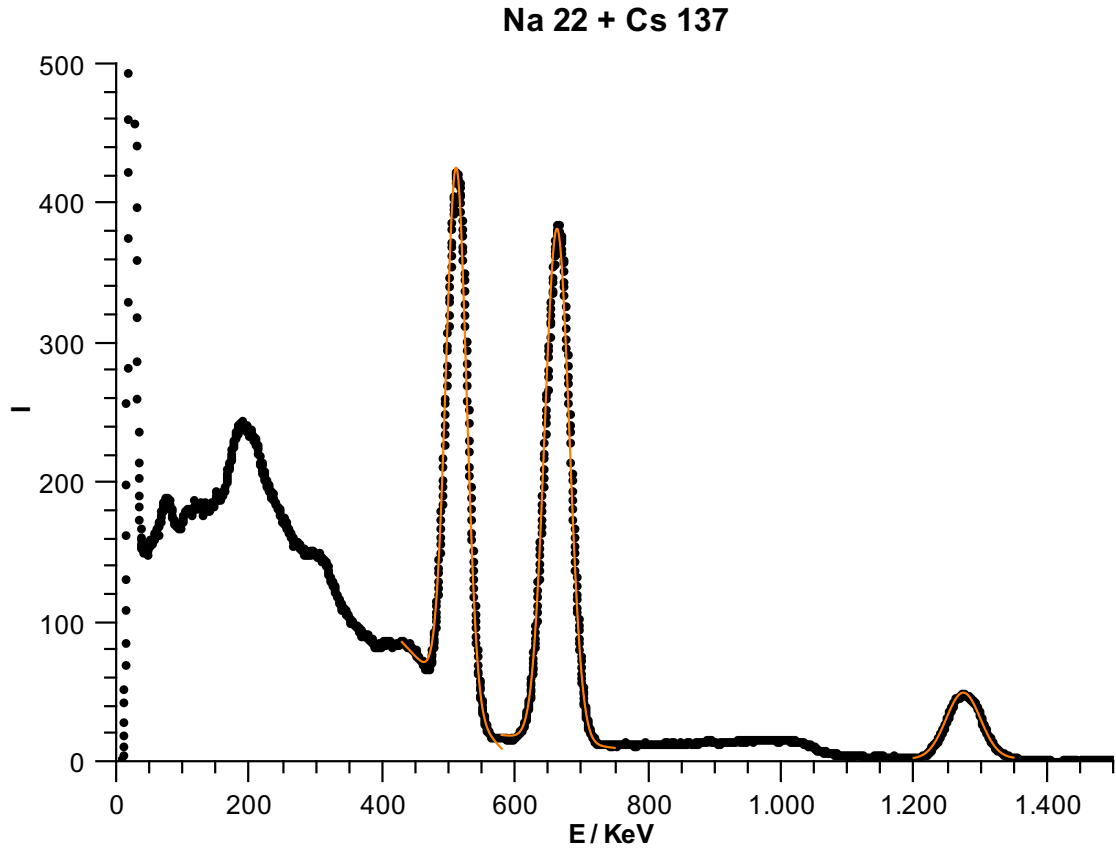


Figura 8: Espectro de calibración, $^{22}\text{Na}+^{137}\text{Cs}$

En primer lugar, colocamos en el detector dos muestras superpuestas, una de ^{22}Na (fotopico de 1275 keV y pico de aniquilación de 511keV) y otra de ^{137}Cs (fotopico de 662keV), valores que extraemos de los esquemas de las figuras 16b y 18b. Además de estos picos pronunciados, hay más información relevante, que comentaremos más adelante, en los espectros de cada una de las muestras por separado (Figuras 16a y 18a).

Para la calibración lineal con los dos picos del ^{22}Na , (los de los extremos), obtenemos:

$$E(\text{keV}) = (-35.5 \pm 1.5) + (0.5579 \pm 0.0008) C, \quad (19)$$

donde C es el canal.

La calibración parabólica con los dos fotopicos del ^{22}Na y el del ^{137}Cs (el central) es:

$$E(\text{keV}) = (-125 \pm 7) + (0.525 \pm 0.009) C + (1.0 \pm 0.3) 10^{-3} C^2, \quad (20)$$

Podemos concluir que el detector es bastante lineal, pues el coeficiente que acompaña al término cuadrático C^2 es bastante menor que el del término lineal. Esto se comprueba en la figura 9, donde apenas se aprecia la diferencia entre uno u otro ajuste. No obstante, utilizaremos la calibración parabólica en el resto de experimentos para tener más precisión.

Cabe señalar que se han ajustado los picos del espectro para obtener el centroide y FWHM, valores que se detallan posteriormente, en la tabla 2.

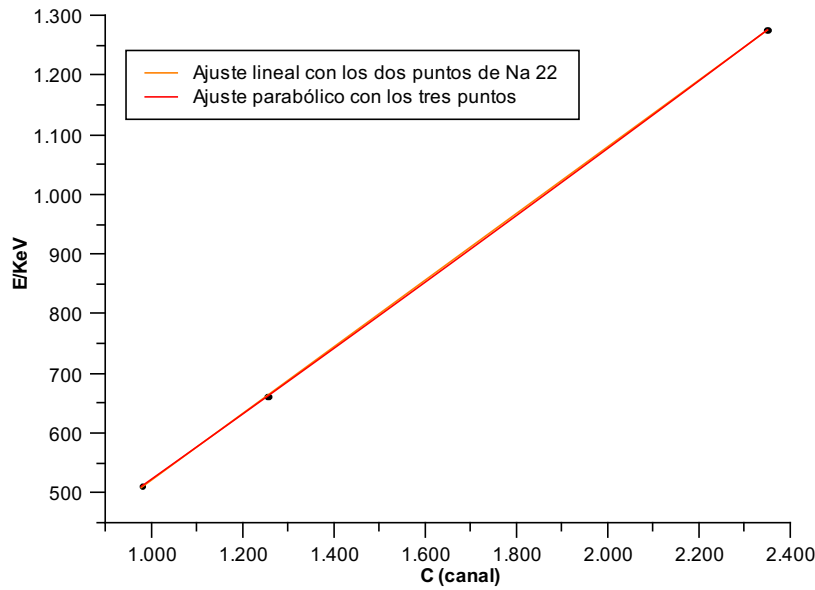


Figura 9: Curva de calibración para los tres picos considerados

5.2 Espectros gamma de fuentes radioactivas y picos característicos

Tabla 1: Fuentes radioactivas empleadas

Muestra	Fecha	$T_{1/2}$ /días	$A_0/\mu\text{Ci}$	$A_t/\mu\text{Ci}$	A_{exp}/A_{fondo}
^{133}Ba	jun 2005	3854	1	0,656	9,57
^{109}Cd	ago 2005	462,6	1	0,033	1,04
^{57}Co	jul 2005	271,79	1	0,003	1,03
^{60}Co	jul 2005	1924	1	0,435	4,67
^{137}Cs	jul 2005	10976	1	0,864	5,20
^{54}Mn	jul 2005	312,1	1	0,006	1,10
^{22}Na	jul 2005	949,7	1	0,185	9,57
^{65}Zn	jul 2005	244,3	0,5	0,001	-

En esta tabla podemos hacernos una idea de la actividad de las muestras, donde aparece la fecha de fabricación, junto con la actividad en dicho momento (A_0), la semivida ($T_{1/2}$), la actividad en el momento de la medida (A_t) y la relación entre la actividad medida de la muestra (A_{exp}) y la del fondo (A_{fondo}), calculadas ambas integrando los espectros, es decir, calculando el área que subtienden. De este modo, podemos ver que en muchas de las muestras, para las que ya habían pasado unas 5 semividas, la actividad registrada es prácticamente la misma que la del fondo. Los valores de semivida se obtienen de [1, Table of Isotopes].

Hemos de comentar que la actividad medida A_{exp} (calculada con el área bajo los espectros) es entre un 1% y un 5% de la calculada a partir de la semivida A_t , lo que da cuenta del ángulo sólido que subtiende la ventana de entrada de nuestro detector, así como de su eficiencia de detección (que es máxima para fotones). Pese a que colocamos la muestra lo más pegado posible a la ventana, se escapa un alto porcentaje de la radiación.

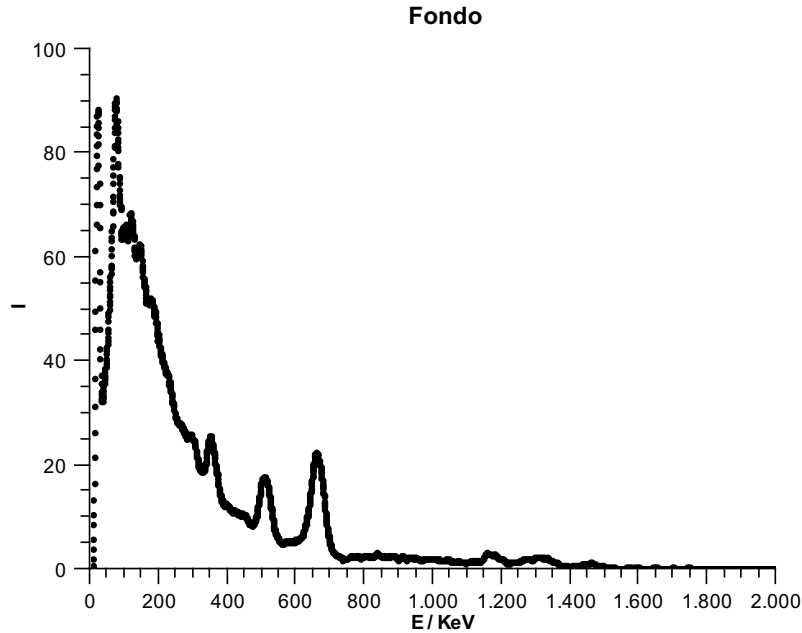


Figura 10: Fondo de radiación ambiental, inherente en todas las medidas

En este fondo de radiación, vemos que la mayor parte de la actividad viene de los fotopicos de las muestras más activas (ver tabla 1), que se encontraban en la mesa, cerca del detector. Llama la atención intensidad de un pico a unos **660 keV**, correspondiente al ^{137}Cs , pero se explica por el hecho de que contábamos con tres muestras, las dos de la caja (XX también contenía ^{137}Cs) y la utilizada para la calibración. También podría tratarse del ^{137}Cs de la atmósfera, remanente del accidente de Chernóbil, pues su vida media es de 30 años, aunque seguramente su actividad es despreciable frente a la producida por las tres muestras (ya que únicamente medíamos durante 200 segundos).

También vemos un pico a **511 keV**, que corresponde al pico más intenso de ^{22}Na , correspondiente al pico de aniquilación de la desintegración β^+ . Aparte, existe un pico a unos **350 keV**, lo que probablemente sea debido al ^{133}Ba , que también era una muestra bastante activa.

Menos intensos, pero también visibles, son los picos que se observan a unos **1160** y **1300 keV**, cuyo origen debe de ser el ^{60}Co . El pico de **1300 keV** es bastante ancho porque hay una contribución de dos fotopicos, el de más energía del ^{60}Co y el de mayor energía del ^{22}Na .

Tenemos también una acumulación de actividad a bajas energías (menos de 300 keV). Esto ha de ser a causa del fondo radioactivo natural y a la suma de las contribuciones de los continuos Compton de todas las muestras, por lo que presenta más actividad que los picos.

Por último, vemos picos muy intensos y estrechos a las energías más bajas. El de **30 keV** corresponde a rayos X de transiciones internas (fundamentalmente del ^{137}Ba ^{133}Cs , como veremos). El pico sobre los **90 keV** corresponde al fotopico del ^{133}Ba , el más intenso de todas las muestras medidas (ver escala vertical I de la figura 11a)

En resumen, podemos concluir que hemos caracterizado el fondo adecuadamente, obteniendo picos pronunciados de acuerdo con lo esperado para las muestras más activas según la tabla 1. El fondo será despreciable para las muestras con mayor actividad, mientras que será determinante en las fuentes con actividad similar al fondo, como se verá en los espectros a continuación (por ejemplo, en las figuras 13a, 14a y 17a). Esto es una muestra de lo importante que resulta el fondo cuando tratamos con radiación γ , pues es una radiación muy penetrante, difícil de apantallar (podemos ver esto más cuantitativamente en la figura 23 y su estudio).

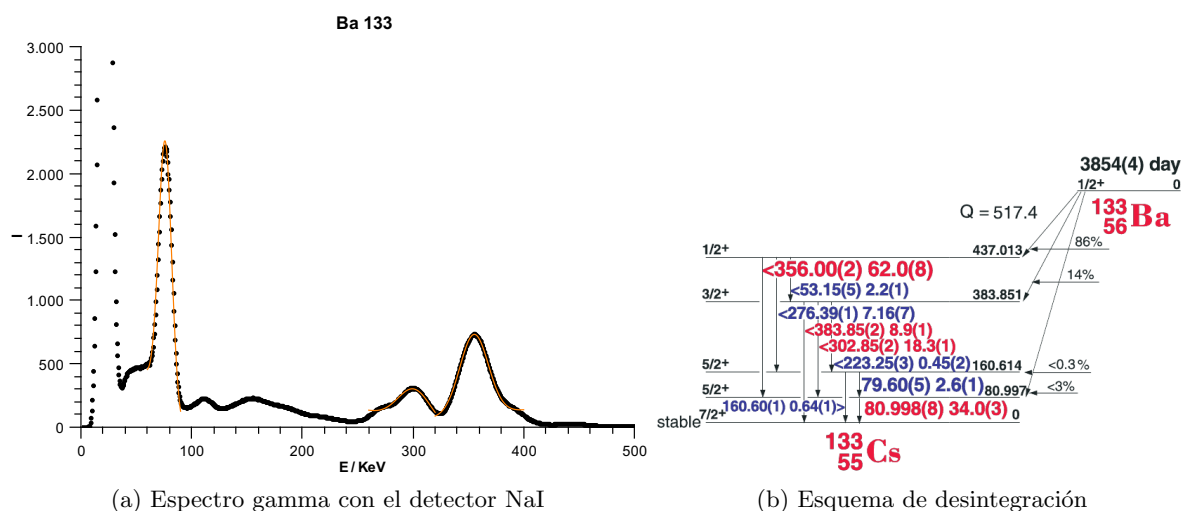


Figura 11: Espectro gamma de la fuente radioactiva ^{133}Ba

La desintegración del ^{133}Ba a distintos estados excitados del ^{133}Cs se produce al 100% por captura electrónica. La desexcitación del ^{133}Cs se produce tanto por vía γ como por conversión interna, lo que producirá rayos X, que observamos en el espectro. Podemos ver que la actividad es elevada (hay fotopicos con más de 2000 cuentas en los 200 segundos), lo que hace despreciable al fondo. La razón de esto la vemos en la tabla 1.

Vemos un pico muy pronunciado a **81 keV**, que corresponde a la transición del estado excitado del ^{133}Cs de menor energía a su estado estable. La comparación con los ajustes experimentales al centroide y el valor del FWHM se detallan en la tabla 2. Se obtienen valores compatibles. También vemos claramente la desexcitación de **356 keV**, así como la de **303 keV**. Éstas son, según el esquema de desintegración, las tres desexcitaciones más probables.

Podemos ver también un pico que se solapa con el de 303 keV, aunque ambos son demasiado anchos para poder resolverlos. Éste es, con toda probabilidad, el correspondiente a la transición de **276 keV**. Lo mismo ocurre con un pico que se solapa con el de 356 keV, que ha de ser el correspondiente a la transición de **384 keV**.

A unos **150 keV** vemos un pequeño pico. En un principio podríamos pensar que se trata del fotopico correspondiente a la transición de 160 keV, pero es poco probable, debido a dos cosas: a que la energía medida es algo menor que 160 keV y a que ese fotopico, según el esquema de desintegración, es el menos intenso de todos. Por eso, nos inclinamos a pensar que la contribución dominante se debe a la acumulación al final de continuo Compton del fotopico de 356 keV y a la contribución de picos de backscatter (valores concretos detallados en la tabla 4).

Justo antes del fotopico de 81 keV, a unos **50 keV**, tenemos una pequeña subida, que quizás sea debida a la transición de 53 keV, pero no podemos asegurarlo al no haber suficiente resolución e interferir esa zona con un continuo Compton. Además, es un pico de poca intensidad relativa. Por último vemos un gran pico de rayos X, que hemos cortado, pues la escala necesaria para verlo entero enmascara todo el resto del espectro. Esto es seguramente una transición interna, producida por la desexcitación de los electrones internos tras la captura electrónica, o tras la conversión interna, proceso en el que se golpea y arranca un electrón atómico profundo del núcleo hijo (capa K), y el hueco se rellena con uno de capas superiores (emitiendo un rayo X).

Si miramos en [1] vemos que, efectivamente, hay transiciones internas con una intensidad relativa muy alta (35 y 65%) a energías de **30,6** (capa K_{a2}) y **31,0 keV** (capa K_{a1}), que está cerca la energía para la que observamos el pico

$$E_x = 22,2 \pm 0,2 \text{ keV}$$

(es normal que difiera bastante, pues al ser una energía tan baja, está muy lejos de las utilizadas para calibrar el detector).

No vamos a encontrar picos de escape simple ni doble, ya que no tenemos ningún fotón de más de 1,022. Tampoco podemos observar picos de backscatter diferenciados, pues el correspondiente a 58 keV queda enmascarado por la anchura del fotopico de 81 keV, y los que debería haber a 138 y 148 keV se superponen entre sí y con el borde Compton correspondiente al fotopico de 356 keV (obtenemos un pico suave de gran anchura).

En este espectro se observan además picos suma de fotones en cascada. El más importante y claro lo vemos a **110 keV**, que es la suma del fotopico de 81 keV y los rayos X de 30 keV. Se puede apreciar tan claramente porque ambos picos son muy intensos y porque cerca de los 110 keV no hay ningún otro fenómeno que lo enmascare.

También, debido a la intensidad de los fotopicos de 356 y 81 keV y la corta semivida de los estados excitados que los producen (150 ps y 6,28 ns respectivamente), es de esperar un pico suma a **437 keV**. Efectivamente, vemos una pequeña amontonación de actividad en torno a esa energía, aunque debido a la escala de la figura apenas se aprecia (hay que hacer zoom en el programa, figura 12). Esta energía corresponde al nivel más excitado, por lo que todas las cascadas que comiencen desde ese estado producirán picos suma de esa energía (y, de hecho, se producirán con bastante probabilidad, pues todos los estados excitados inferiores, menos el de 81 keV, tienen semividas del orden de los ps), aunque que debido a la baja intensidad relativa del resto de fotopicos, sólo vemos los indicados (más intensos). Para apreciar mejor este pico suma, podemos ampliar la escala en esa zona.

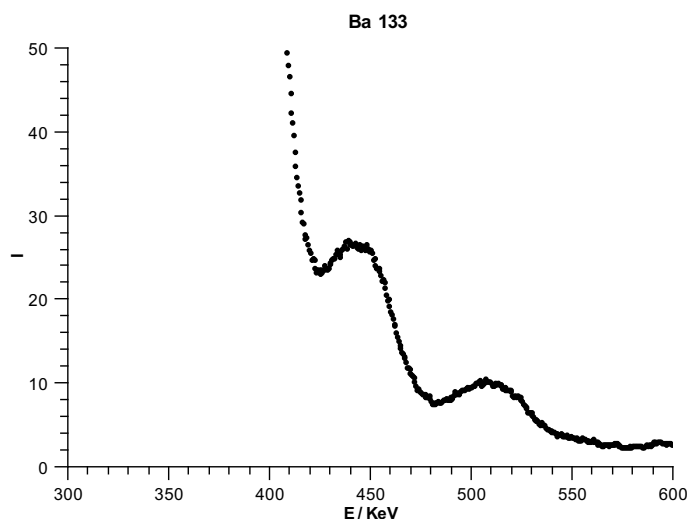


Figura 12: Ampliación de la zona de 437 keV del espectro del ^{133}Ba

Podemos ver ya claramente el pico suma, así como el pico de aniquilación de 511 keV, debido a las muestras de ^{22}Na cercanas al detector.

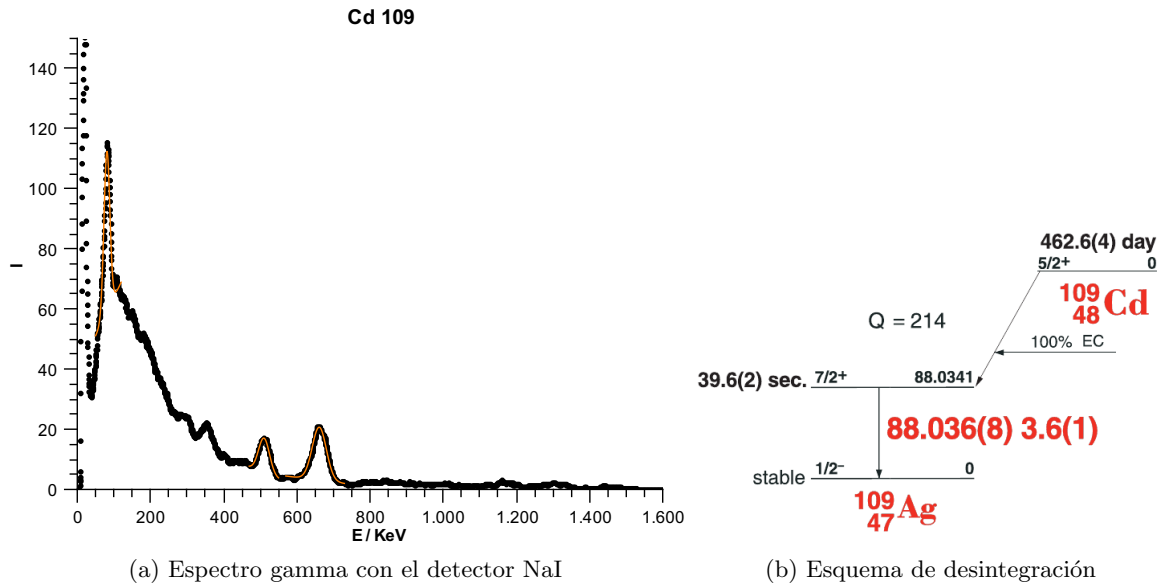


Figura 13: Espectro gamma de la fuente radioactiva ^{109}Cd

La desintegración del ^{109}Cd es por captura electrónica (100%) a un estado excitado de ^{109}Ag , que al decaer al fundamental emite un fotón de **88 keV**. En el eje vertical del espectro se aprecia que el número de cuentas medido I es del orden de 100, algo superior al fondo ambiental (que tiene un fotopico del Ba a esa energía). Es decir, la muestra está casi totalmente desintegrada, de acuerdo con la actividad calculada en la tabla 1. Por tanto, se observa el fotopico más pronunciado asociado al Cd, superpuesto con del Ba, para

$$E_{\gamma} = 82,9 \pm 0,5 \text{ keV}$$

y aparte el resto de picos que la figura 10, cuyo origen ya se ha comentado.

El valor del fotopico del Cd se desvía ligeramente del tabulado. Esto puede deberse a que hemos realizado la calibración en un intervalo de canales más alto, y al extrapolar la curva de calibración estamos sujetos a un error mayor. Además, hay superposición con el fotopico del Ba, que no está exactamente a la misma energía y puede desviarlo. En cualquier caso, la desviación entra dentro de lo esperado, pues el $FWHM = 8,5 \pm 0,5 \text{ keV}$, con lo que la diferencia entre el centroide y el valor tabulado es menor de una desviación estándar, lo que es un resultado aceptable. Los valores de centroide y FWHM para todas las muestras están resumidos en la tabla 2.

Otro indicador de que la fuente ya no tiene apenas actividad, es la intensidad del rayo X (frente a la baja intensidad del fotopico) que se observa sobre los **30 keV**, que procede de transiciones internas del núcleo hijo estable (^{109}Ag). Este pico es más grande que el registrado en el fondo, con lo que se debe a esta fuente. Comparamos el valor experimental con valores tabulados de la referencia [1, Table of Isotopes], escogiendo el rayo X con más intensidad relativa de la tabla (que es en principio el que somos capaces de observar). El valor tabulado es el asociado a la línea $K_{\alpha 1}:E_x = 22,163 \text{ keV}$, con lo que obtenemos valores compatibles.

El resto del espectro se confunde ya con el fondo, por lo que no podemos identificar otros picos, continuo Compton o backscatter.

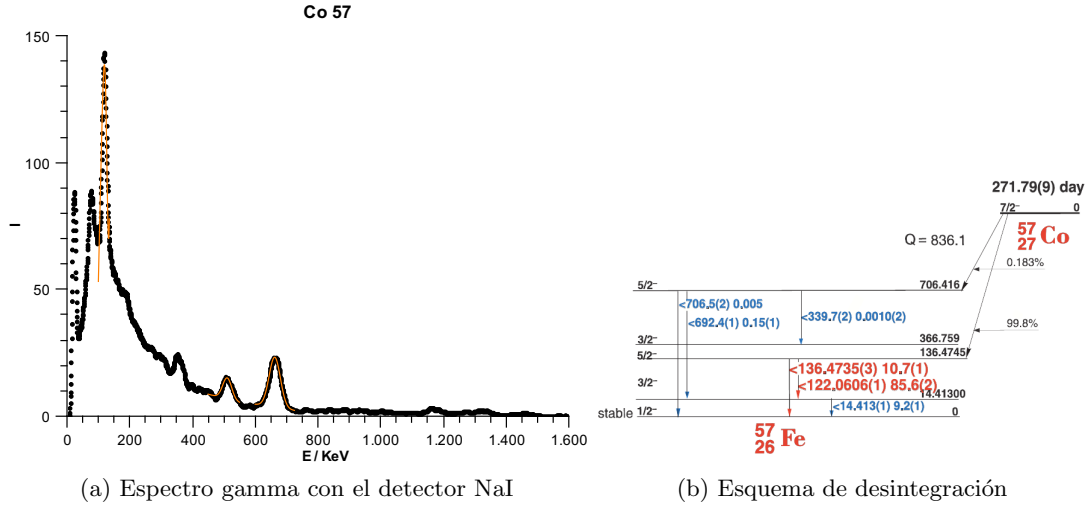


Figura 14: Espectro gamma de la fuente radioactiva ^{57}Co

La desintegración del ^{57}Co es por captura electrónica (100%) a diferentes estados excitados del ^{57}Fe , que al decaer al fundamental en uno o varios procesos (cascada) emite diferentes fotones. El fotón con mayor intensidad se espera que esté en **122 keV**, según el esquema, en el que aparece la energía del fotón junto a su intensidad relativa.

De nuevo se aprecia que el número de cuentas medido I es del orden del fondo ambiental, es decir, la muestra está casi totalmente desintegrada, de acuerdo con la actividad calculada en la tabla 1.

Por tanto, se observa el fotopico más pronunciado asociado al Cd, para

$$E_{\gamma} = 118,3 \pm 0,3 \text{ keV}$$

y aparte los picos del fondo. También podría apreciarse el fotopico de 136 keV, pero al tener menor intensidad está englobado en el pico de 122 keV, dada su anchura, y no se resuelve un pico distinto. También caería en dicha cola un hipotético pico suma de $122+14\text{keV}$, que se produce en cascada con una vida media del orden de nanosegundos, menor que el tiempo de respuesta del detector.

El valor del fotopico del Co se desvía ligeramente del tabulado. Esto puede deberse de nuevo a que extrapolamos la curva de calibración a bajas energías respecto al pico de referencia menor (511 keV). En cualquier caso, la desviación entra dentro de lo esperado, pues el

$$FWHM = 9,9 \pm 0,3 \text{ keV}$$

El resto del espectro se confunde ya con el fondo, por lo que no podemos identificar otros fotopicos de menor intensidad, continuo Compton o backscatter. Para observar estos picos deberíamos tener una intensidad que no fuese enmascarada por el fondo.

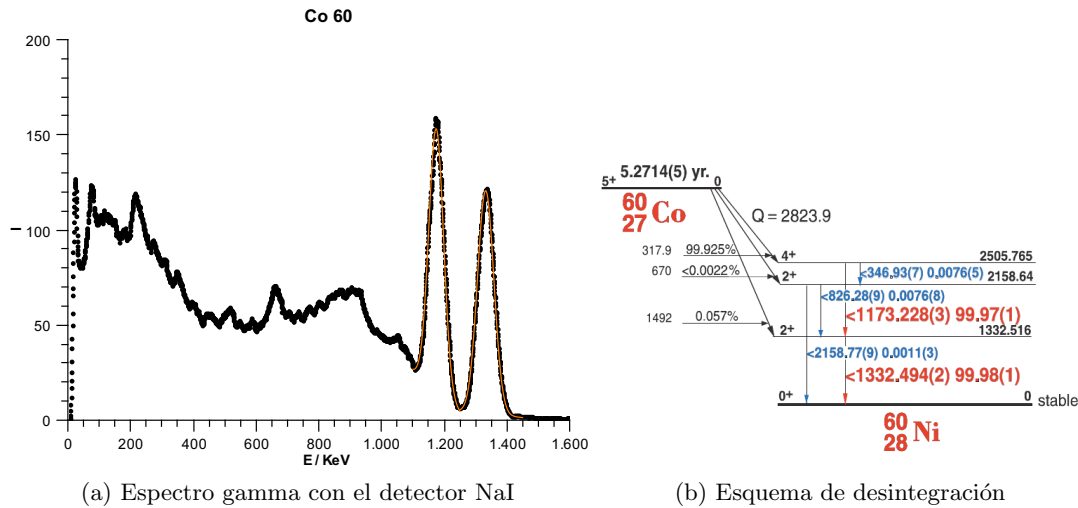


Figura 15: Espectro gamma de la fuente radioactiva ^{60}Co

El ^{60}Co se desintegra 100% vía β^- a estados excitados del ^{60}Ni , que se desexcitan vía γ .

Se ven claramente los fotopicos de **1173 y 1332 keV**, y debido a la corta semivida de esos estados excitados (del orden de los ps) seguramente habrá un pico suma, aunque nuestro detector no era capaz de registrar energías tan altas (podía registrar hasta $2200 \text{ keV} < 2505 \text{ keV}$). Quizás, el pico que se observa a unos **350 keV** sea debido al fotopico de 347 keV, pero tampoco podemos asegurarlo, pues tiene muy poca intensidad relativa, y además en este espectro hay mucho ruido.

Se identifican los dos bordes Compton con relativa claridad en **960 y 1070 keV**, compatibles con los tabulados (tabla 4).

Podemos ver el pico de backscatter de ambos fotopicos a unos **200 keV**. Debido a que tenemos fotones de más de 1022 keV es posible tener picos de escape simple, y a **662 keV** vemos el correspondiente al primer fotopico (aunque realmente está superpuesto con el fondo del Cs). Podríamos intuir el pico de escapa simple del 2º pico en 822 keV y los picos de escape doble a 150 y 310 keV, pero hay demasiado ruido y pequeños saltos que no nos permiten distinguir picos con claridad y garantías suficientes.

Es posible observar también un pequeño pico de aniquilación (511 keV) algo que mayor que el fondo, a causa de aniquilación de los pares producidos por los fotones de más de 1022 keV.

De este espectro podemos comentar que, al haber dos picos tan intensos tan próximos, hay una suma de continuos Compton, por lo que hay más ruido para los fenómenos de energías bajas. También habría sido interesante tener una muestra más activa para observar con más claridad todos los picos intuidos entre el ruido de fondo, que en estas condiciones no podemos discernir con total garantía si son dichos picos o fluctuaciones estadísticas y ruido.

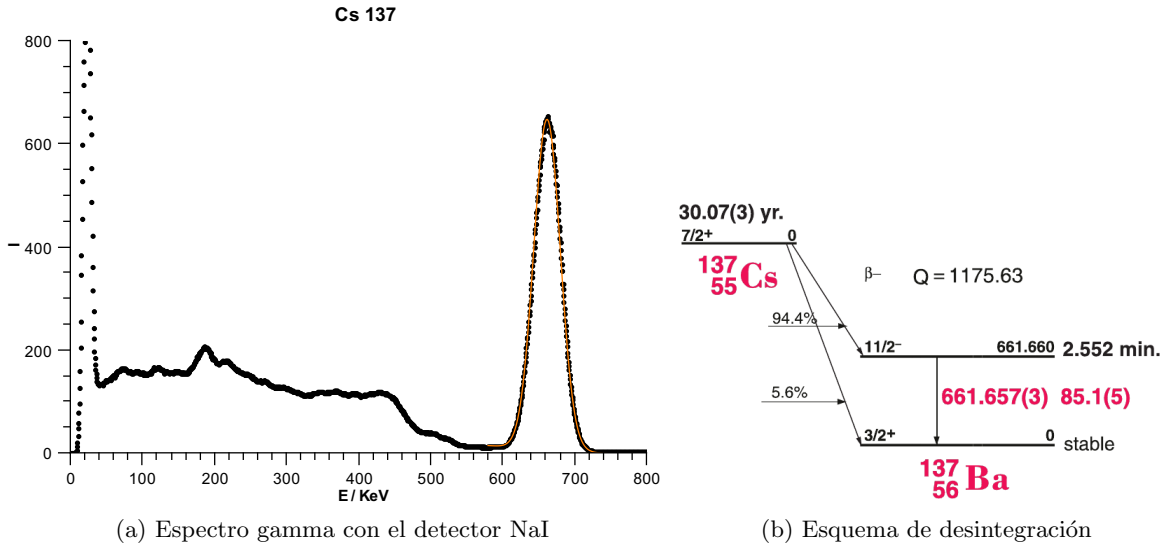


Figura 16: Espectro gamma de la fuente radioactiva ^{137}Cs

El ^{137}Cs se desintegra, al 100%, vía β^- a un estado excitado del ^{137}Ba , del que se desexcita via γ a su estado fundamental, o directamente al fundamental (con menor probabilidad). También compete el proceso de conversión interna.

Vemos el fotopico a **662 keV**, así como un rayo X intenso sobre los **30 keV**. Este rayo X corresponde a la conversión interna de 32 keV de las transiciones K_{a1} y K_{a2} , resultado de la desexcitación electrónica tras la conversión interna (se golpea un electrón atómico profundo de la capa K del Ba).

Podemos ver el borde Compton a unos **460 keV** y el pico de backscatter a unos **170 keV**. Más tarde hablaremos de estos fenómenos, y calcularemos su valor teórico. En este espectro, debido a que únicamente tenemos un fotopico, es en el que mejor se pueden ver el continuo Compton y el pico de backscatter.

Por último, cabe señalar que este espectro se tomó en repetidas ocasiones para observar la ausencia de deriva en el fotopico. En la calibración utilizamos un espectro con intervalo de tiempo de medida mayor al representado aquí (más intensidad I), de la misma manera que con ^{22}Na (figura 18a). El objetivo era obtener picos más definidos, pues eran los que se iban a emplear para la calibración. Por tanto, son medidas que tienen que ser fiables, ya que van a influir en todos los resultados posteriores del experimento.

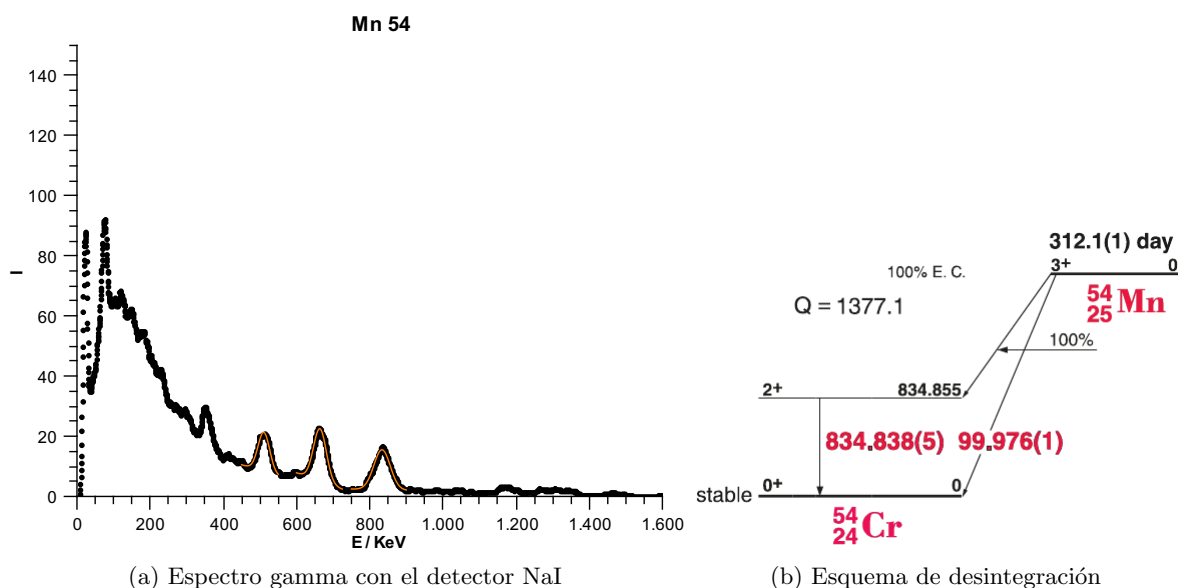


Figura 17: Espectro gamma de la fuente radioactiva ^{54}Mn

La desintegración del ^{54}Mn es (al 100%) por captura electrónica (β^+ podría competir) y β^- (despreciable, $< 0,0003\%$). El estado excitado del ^{54}Cr decae al fundamental y emite un fotón de **835keV**.

Una vez más, se aprecia que I es del orden del fondo ambiental, es decir, la muestra está casi totalmente desintegrada, lo que concuerda con la actividad calculada en la tabla 1. Por tanto, se observa el fotopico asociado al Mn, para

$$E_{\gamma} = 835,3 \pm 0,9 \text{ keV}$$

con una altura similar (intensidad) a los picos del fondo, pero a una energía distinta. No se observa variación significativa en las cuentas de fondo del pico de aniquilación.

El valor del fotopico del Co está muy cerca del tabulado, con una precisión similar a los fotopicos que calculamos para energías comprendidas entre los extremos de calibración. Aparte, obtenemos la anchura

$$FWHM = 43,4 \pm 0,9 \text{ keV}$$

El hecho de que el fotopico más intenso casi se confunda con el fondo nos permite que concluir que el resto del espectro (backscatter, Compton, etc.), que suele tener intensidades menor que el fotopico, estará totalmente enmascarado por el fondo.

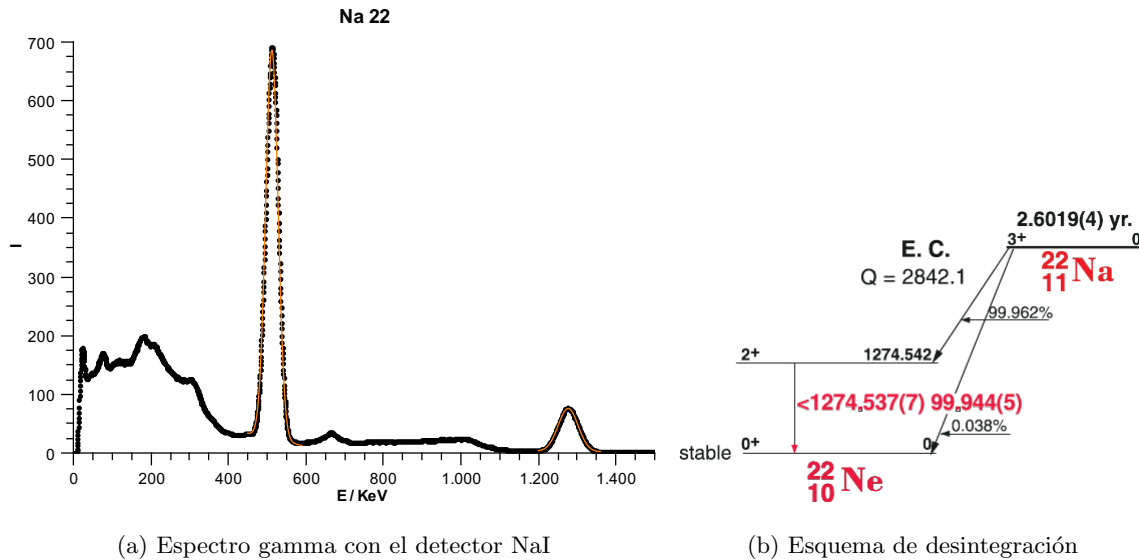


Figura 18: Espectro gamma de la fuente radioactiva ^{22}Na

El ^{22}Na se desintegra, vía β^+ y captura electrónica a un estado excitado del ^{22}Ne y a su estado fundamental, aunque con muy baja probabilidad.

Vemos el fotopico de **1274 keV**, así como el pico de aniquilación, debido a la desintegración β^+ , a **511 keV** (también vemos un pequeño pico a 660 keV, pero ha de provenir de las muestras de Cs del laboratorio).

El pico de backscatter se inicia sobre los **160 y 200 keV** para cada fotopico (una pequeña subida más a la derecha apenas apreciable, correspondiente al fotopico menos intenso y de mayor energía).

El borde Compton se puede observar con bastante claridad en **350 y 1060 keV** respectivamente.

Probablemente existan picos de escape simple y doble, pero no podemos distinguirlos debido a que, por su baja intensidad, se enmascaran con el resto de fenómenos (el doble pico de backscatter cuya anchura abarca hasta los 253 keV del pico de escape simple, y el continuo Compton con el doble de 764keV).

Aparte, se ve el fondo superpuesto sobre el continuo Compton, por ejemplo en los picos de 30 y 90 keV. La contribución total de cuentas del fondo es la misma siempre, sólo que a mayor número de cuentas producido por la fuente, menos se observa el efecto del fondo (contribución relativa menor).

Cabe señalar que en esta gráfica medimos el doble de tiempo (400s) para obtener una mayor definición de los picos de cara a una mejor calibración. No obstante, el espectro representado está escalado, es decir, se ha dividido los valores de I entre dos para que se pueda comparar las contribuciones del fondo, etc. con el resto de figuras.

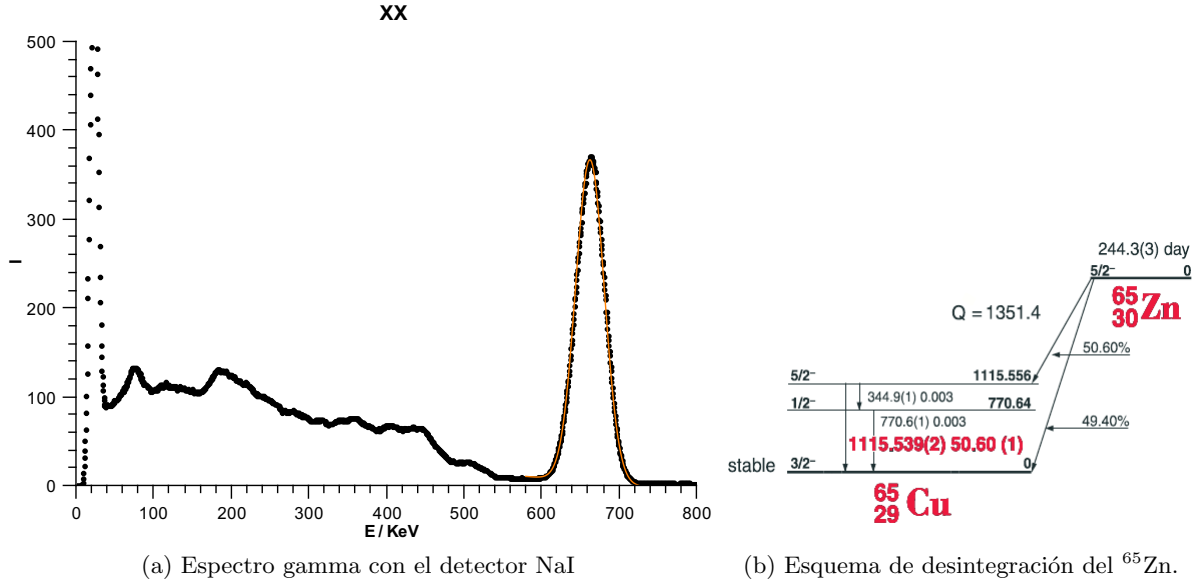


Figura 19: Espectro gamma de la fuente radioactiva XX a caracterizar ($^{137}\text{Cs} + ^{65}\text{Zn}$)

La desintegración del ^{65}Zn es (al 100%) por captura electrónica (β^+ podría competir). Se emiten distintos fotones al decaer el estado excitado del ^{65}Cu al fundamental. Según el esquema, se espera un pico intenso para 1116keV.

Pero en el espectro no se aprecia ni un rastro de dicho pico, lo que se debe a que la parte de Zn de la muestra está casi totalmente desintegrada, lo que concuerda con la actividad calculada en la tabla 1. Por contra, el Cs sigue activo al tener una vida media mucho mayor, y el espectro observado es idéntico al del Cs de la figura 16b. Se observa el fotopico de 662 keV, el rayo X del Ba, etc., los cuales ya han sido comentados anteriormente, con lo que no repetiremos el análisis.

Tabla 2: Fotopicos identificados en el espectro de las fuentes radioactivas

Fuente	C (canal)	$FWHM/keV$	E_{exp}/keV	E_{tab}/keV
$^{22}\text{Na} + ^{137}\text{Cs}$	$979, 1 \pm 0, 4$	$29, 4 \pm 0, 2$	$511, 6 \pm 0, 2$	511,006
	$1256, 1 \pm 0, 4$	$35, 3 \pm 0, 2$	$663, 2 \pm 0, 2$	661,567
	$2349, 0 \pm 0, 9$	$49, 8 \pm 0, 5$	$1274, 7 \pm 0, 5$	1274,537
^{133}Ba	$167, 12 \pm 0, 16$	$6, 71 \pm 0, 08$	$76, 0 \pm 0, 1$	80,998
	590 ± 2	$20, 9 \pm 1, 1$	$301, 2 \pm 1, 1$	302,851
	$691, 2 \pm 0, 4$	$24, 8 \pm 0, 2$	$355, 7 \pm 0, 2$	356,005
^{109}Cd	$180, 1 \pm 0, 9$	$8, 5 \pm 0, 5$	$82, 9 \pm 0, 5$	88,036
^{57}Co	$247, 0 \pm 0, 6$	$9, 9 \pm 0, 3$	$118, 3 \pm 0, 3$	122,060
	$2170, 9 \pm 0, 7$	$45, 0 \pm 0, 4$	$1174, 9 \pm 0, 4$	1173,228
^{60}Co	$2446, 6 \pm 0, 7$	$50, 9 \pm 0, 4$	$1332, 2 \pm 0, 4$	1332,494
^{137}Cs	$1253, 9 \pm 0, 4$	$35, 3 \pm 0, 2$	$662, 0 \pm 0, 2$	661,567
^{54}Mn	$1267, 2 \pm 1, 6$	$43, 4 \pm 0, 9$	$835, 3 \pm 0, 9$	834,838
	$979, 1 \pm 0, 4$	$30, 33 \pm 0, 11$	$511, 6 \pm 0, 2$	511,006
^{22}Na	$2349, 5 \pm 0, 6$	$49, 5 \pm 0, 3$	$1276, 7 \pm 0, 3$	1274,537
	$1255, 1 \pm 0, 4$	$35, 0 \pm 0, 2$	$662, 7 \pm 0, 2$	-

En la tabla anterior se observa la compatibilidad entre los valores tabulados y experimentales. Las diferencias sólo se hacen algo notables a bajas energías, lejos del intervalo utilizado para la calibración.

Una vez vistos los espectros obtenidos, se puede comentar la resolución del detector. Vemos que, todos los picos, tienen una anchura, que, al menos en su mayor parte, no es intrínseca, sino debida a la resolución del detector (la anchura intrínseca, debida a la anchura cuántica de los niveles, el efecto Doppler, etc, serán despreciables frente a la resolución). En la tabla 2 vemos que, a mayor energía, mayor esta anchura, pues el detector tiene menor resolución (resolución proporcional a la inversa de la energía). El cociente $E_{exp}/FWHM$ da una idea sobre la capacidad resolutive del detector, y en todas las medidas es del orden de 20.

Esto apenas nos ha supuesto ningún problema, pues los fenómenos que hemos analizado, en su mayor parte, estaban lo suficientemente alejados en energía como para resolverlos (aunque en algunos casos ha habido superposición).

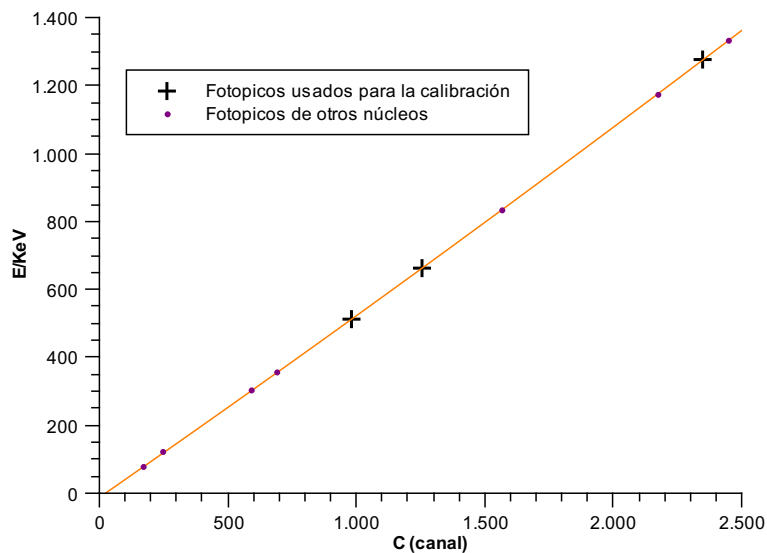


Figura 20: Curva de calibración superpuesta con el valor tabulado de la energía del fotopico para el canal del centroide medido en el detector NaI para todas las muestras

Esta gráfica nos permite concluir el buen funcionamiento del detector PHYWE, en el que no hemos observado deriva de fotopicos y que nos ha permitido determinar con precisión los valores de la energía de cada fotón. Además, se puede observar que el sistema es prácticamente lineal, con una corrección parabólica muy pequeña que no se aprecia visualmente. Las desviaciones más grandes (aunque no significativas) se han dado a bajas energías, en fotopicos que se alejaban más de aquéllos empleados para la calibración. Para futuras medidas de muestras a caracterizar se podría calibrar de nuevo el sistema utilizando todos los fotopicos que aparecen en la figura anterior y las energías tabuladas, para tener una curva de calibración más precisa y que cubra un intervalo de energías mayores.

En la siguiente tabla se comparan los valores obtenidos para los picos característicos encontrados con los valores tabulados, mostrando un acuerdo notable, dentro del margen de incertidumbre debido a la anchura de los picos cuando se superponen varios efectos. No se han podido ajustar correctamente a gaussianas, por lo que se medía el valor sobre el punto más alto directamente.

Tabla 3: Otros picos característicos identificados

Fuente	Pico	E_{exp}/keV	E_{tab}/keV
Fondo ambiental	Rayos X Fotopicos	30 ± 10 90; 350; 510; 660; 1160; 1300	30 ($^{137}\text{Ba } K_{\alpha} + ^{133}\text{Cs } K_{\alpha}$) $^{133}\text{Ba}; ^{22}\text{Na}; ^{137}\text{Cs}; ^{60}\text{Co}$
^{133}Ba	Rayos X: Cs $K_{\alpha 1;2}$	$22, 2 \pm 0, 2$	31
	Suma	110 ± 20	112
	Suma	440 ± 10	437
^{109}Cd	Rayos X: Ag $K_{\alpha 1}$	30 ± 10	22, 16
^{60}Co	Escape simple	660 ± 10	662
^{137}Cs	Rayos X: Ba $K_{\alpha 1;2}$	30 ± 10	30

5.3 Determinación de la masa del electrón

Una vez calibrado el detector y obtenidos los espectros podemos ver el borde Compton y el pico de backscatter de cada fotopico. Con las ecuaciones 2 ó 14 podemos realizar un ajuste de la energía del borde de Compton en función de la del fotopico, y calcular así la masa del electrón. Con las ecuaciones 3, y 15 repetimos el proceso análogamente para el pico de backscatter, aunque los valores obtenidos no son muy fiables y algo escasos, debido a la baja actividad de muchas de las muestras, con lo que no hemos podido identificar picos de backscatter de éstas (enmascarados por el fondo).

Tabla 4: Energía de bordes Compton, calculada ($E_{C\text{ calc}}$) y obtenida de los espectros ($E_{C\text{ exp}}$) junto a las energías de los picos de backscatter calculada ($E_{bs\text{ calc}}$) y medida ($E_{bs\text{ exp}}$) para cada fotopico de energía E_{γ}

Fuente	E_{γ}/keV	$E_{C\text{ calc}}/\text{KeV}$	$E_{C\text{ exp}}/\text{keV}$	$E_{bs\text{ calc}}/\text{keV}$	$E_{bs\text{ exp}}/\text{keV}$
^{133}Ba	$76, 0 \pm 0, 1$	$17, 43 \pm 0, 04$	-	$58, 59 \pm 0, 05$	-
	$301, 2 \pm 1, 1$	$163, 0 \pm 1, 5$	-	$138, 2 \pm 0, 2$	-
	$355, 7 \pm 0, 2$	$207, 0 \pm 0, 3$	200 ± 10	$148, 69 \pm 0, 04$	-
^{109}Cd	$82, 9 \pm 0, 5$	$20, 3 \pm 0, 3$	-	$62, 6 \pm 0, 3$	-
^{57}Co	$118, 3 \pm 0, 3$	$34, 7 \pm 0, 2$	-	$80, 85 \pm 0, 15$	-
^{60}Co	$1174, 9 \pm 0, 4$	$965, 0 \pm 0, 9$	960 ± 10	$209, 86 \pm 0, 02$	200 ± 20
	$1332, 2 \pm 0, 4$	$1117, 9 \pm 1, 0$	1070 ± 30	$214, 39 \pm 0, 02$	200 ± 20
^{137}Cs	$662, 0 \pm 0, 2$	$477, 7 \pm 0, 4$	460 ± 10	$184, 35 \pm 0, 02$	170 ± 15
^{54}Mn	$835, 3 \pm 0, 9$	$637, 7 \pm 1, 9$	-	$195, 66 \pm 0, 05$	-
	$511, 6 \pm 0, 2$	$341, 8 \pm 0, 2$	350 ± 10	$170, 47 \pm 0, 02$	160 ± 15
^{22}Na	$1276, 7 \pm 0, 3$	$1063, 8 \pm 0, 8$	1060 ± 10	$212, 89 \pm 0, 02$	200 ± 20

Para las muestras en las que hemos podido identificar backscatter y borde Compton (que son justamente las más activas, es decir, las que menos se veían enmascaradas por el fondo), obtenemos valores compatibles con el calculado, dentro del margen de incertidumbre al ser los picos anchos y estar algo desdibujados en los espectros. En la asignación del error del valor experimental se tiene en cuenta esta anchura, que da lugar a errores relativos grandes en el mismo.

A continuación determinamos la masa del electrón mediante el ajuste de las energías de borde Compton y a los picos de backscatter (ecuaciones 14 y 15). El error de las medidas experimentales lo hemos asignado a partir de la visibilidad o anchura del borde y el pico (cuanto más claro se ve, menos error). El ajuste se realiza con pesos.

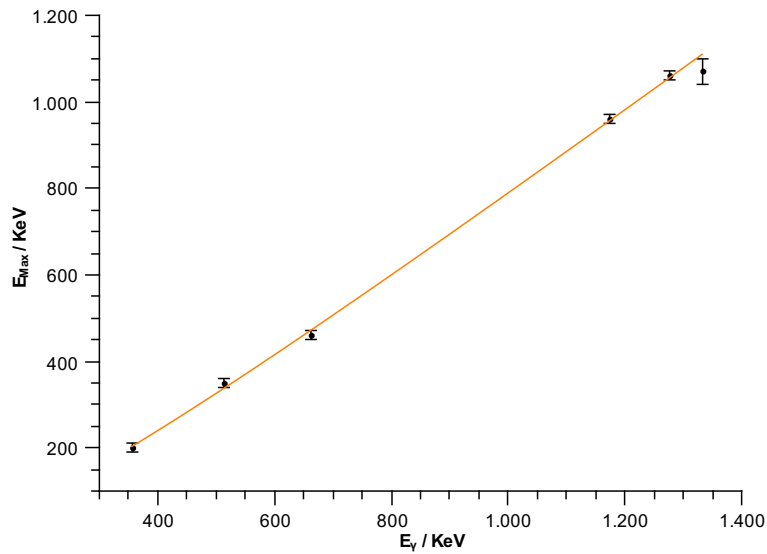


Figura 21: Determinación de la masa del electrón a partir de la energía de borde Compton de distintas fuentes radioactivas

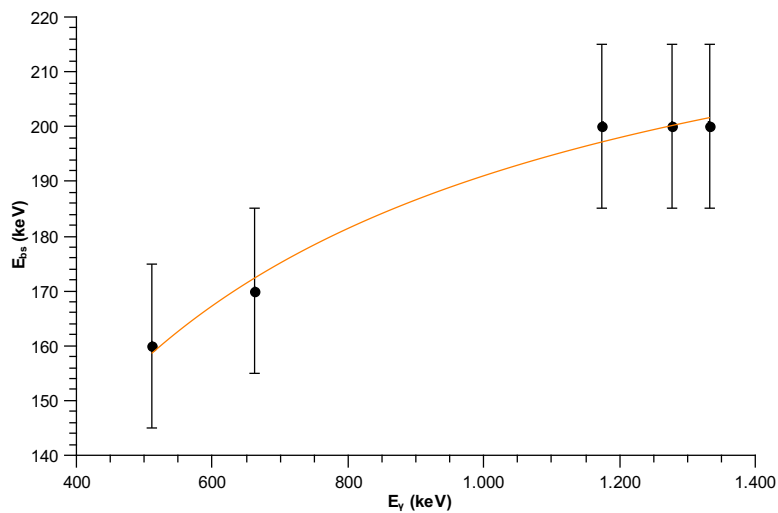


Figura 22: Determinación de la masa del electrón a partir de la energía del pico de backscatter de distintas fuentes radioactivas

Los ajustes nos dan un valor de r^2 de 0,9990 y 0,9885 (figuras 21 y 22 respectivamente). Se puede observar una mayor dispersión para el caso de backscatter debido a una mayor dificultad a la hora de distinguir los picos en el espectro. Obtenemos en cada ajuste un valor de la masa del electrón respectivamente:

$$527 \pm 17 \text{ keV.}$$

$$500 \pm 20 \text{ keV.}$$

Estos valores son plenamente compatibles con el aceptado de **511keV**, con lo que la determinación de la energía de borde Compton, el pico de backscatter, el procedimiento experimental y la consideración de fuentes de error han sido adecuados.

5.4 Atenuación de fotones en plomo

Siguiendo el procedimiento experimental ya explicado, tomamos medidas para espesores crecientes de plomo y representamos los valores de las cuentas bajo el fotopico en escala semilogarítmica, de acuerdo con la ecuación 16:

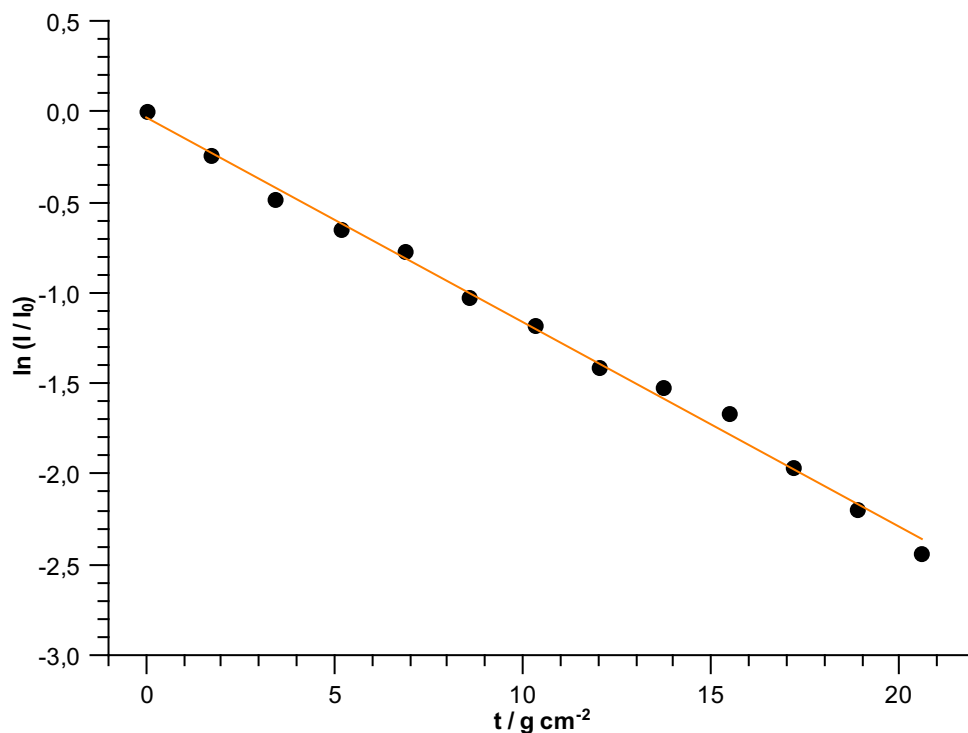


Figura 23: Atenuación de fotones en plomo en escala semilogarítmica

Como se ve, hay desviaciones respecto a lo esperado debido a las fluctuaciones estadísticas de cada medida. Esto es lógico al ser el tiempo de detección algo reducido (100s) por no disponer de más tiempo en el laboratorio.

A partir del ajuste lineal se obtiene el coeficiente de absorción másico del plomo (Pb):

$$\mu_m = 0,113 \pm 0,002 \text{ cm}^2/\text{g}$$

teniendo el ajuste un coeficiente r^2 de 0,994.

Este valor es perfectamente compatible con el valor tabulado $\mu_m = 0,114 \text{ cm}^2/\text{g}$ (interpolado a partir de la tabla de [4, NIST]), con una desviación que entra dentro del margen de error.

5.5 Determinación de la constante de desintegración de un isótopo de vida corta

Realizamos una medida de algo más de 1.500 segundos, según lo indicado en el procedimiento experimental, hasta observar que no hay variación respecto al valor de fondo ambiental. Calculamos la actividad total medida por el detector por segundo (dividimos por el dwell time Δt) y ajustamos a la exponencial de la ecuación 10. Por último superponemos sus contribuciones por separado a partir de los parámetros ajustados.

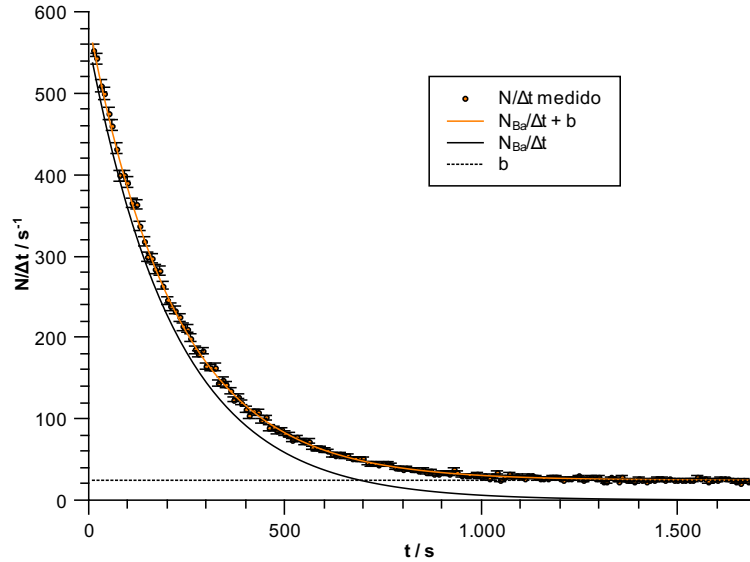


Figura 24: Ley de desintegración exponencial de una muestra de $^{137}\text{Ba}^*$

De la gráfica vemos que la actividad de fondo es aproximadamente $b = 25 \pm 1 \text{ s}^{-1}$. Dado que la actividad inicial es de 550 s^{-1} , la semivida será el tiempo para el cual la actividad inicial menos el fondo se haya reducido a la mitad, esto es cuando la actividad sea de unos 263 s^{-1} . De este modo tenemos que una estimación de la semivida es $180 \pm 30 \text{ s}$, lo que corresponde a $\lambda_2 = 0,0039 \pm 0,0006 \text{ s}^{-1}$.

Una vez estimado λ_2 , la actividad del fondo y la actividad inicial, podemos estimar N_{20} como $N_{20} = \frac{A_0 - b}{1 - e^{-\lambda_2 \Delta t}}$, que resulta $N_{20} = 140000 \pm 15000$. Una vez obtenidos estos valores cualitativos (con un error asociado considerable) a partir de la observación directa de la gráfica, podemos realizar un ajuste a la función 10 y determinarlos con mayor precisión. Los parámetros que se obtienen del ajuste son los siguientes:

$$N_{20} = 126900 \pm 500$$

$$b = 24,4 \pm 0,4 \text{ Bq}$$

$$\lambda_2 = 0,00453 \pm 0,00002 \text{ s}^{-1} \rightarrow \tau = 220,7 \pm 1,0 \text{ s}$$

El ajuste tiene un coeficiente de correlación $r^2 = 0,9993$. En cuanto a N_{20} , ya se ha comentado que su valor real viene afectado por la eficiencia de detección y factor geométrico (estimado en un 5% a partir de la tabla 1). Para comparar con la semivida tabulada (que extraemos de la Figura 16b), multiplicamos el valor de τ experimental por $\ln(2)$:

$$T_{1/2,exp} = 2,550 \pm 0,011 \text{ min} \leftrightarrow T_{1/2,teo} = 2,552 \text{ min}$$

Por tanto, obtenemos un valor plenamente compatible con el tabulado, con una desviación mínima que entra dentro del margen de incertidumbre.

6 Conclusiones

En primer lugar, hemos calibrado el sistema de detección NaI a partir del espectro de dos fuentes radioactivas conocidas. La curva de calibración energía-canal se ha obtenido ajustando a dos picos del ^{22}Na y uno del ^{137}Cs mediante una parábola. El coeficiente del término cuadrático era pequeño respecto al lineal, por lo que podemos concluir que el detector tiene una respuesta prácticamente lineal (figura 9), en los rangos de energía de estos tres picos (los efectos cuadráticos eran importantes a bajas energías, sobre todo para los rayos X).

En segundo lugar, hemos registrado el espectro de distintas fuentes radioactivas e identificado los fotopicos, picos de aniquilación, escape simple, doble y suma, así como las regiones de continuo Compton, borde Compton y backscatter.

Se han ajustado los fotopicos a curvas gaussianas (centroide y FWHM) y se han obtenido las energías de los fotones emitidos en la desintegración totalmente compatibles con los esquemas tabulados.

Se han detectado también algunos picos de escape, y backscatter, pero el hecho de que la actividad de las muestras fuese muy baja, del orden del fondo, ha impedido medir los mismos con mayor precisión, o siquiera identificarlos.

Por otro lado, se ha completado el gráfico de calibrado con los nuevos centroides (figura 20) y se ha comprobado la cuasilinealidad del detector y el buen ajuste de las nuevas fuentes medidas respecto a la curva de calibración y los valores tabulados de energía de fotopico. También se ha verificado la ausencia de deriva en los fotopicos en el sistema PHYWE en el intervalo en el que tomamos las medidas. Para futuras muestras a caracterizar, se podría recalibrar el sistema con todos los fotopicos identificados.

En tercer lugar, se ha determinado el borde Compton y el pico de backscatter a partir del fotopico y se ha comparado con el valor medido a partir del espectro. Los valores eran comparables aunque los experimentales tenían un error relativo bastante grande debido a la poca visibilidad o excesiva anchura de los picos (de hecho, en las muestras de baja actividad, han sido imposibles de identificar). Por otro lado, se ha determinado la masa del electrón a partir tanto de las energías de borde Compton como las de backscatter de distintas fuentes, en función de la energía del fotopico asociado. Los valores obtenidos (527 y 503 keV respectivamente) concuerdan perfectamente con el valor aceptado de 511 keV, y la diferencia de los valores concuerda con la incertidumbre, fundamentalmente debida, como hemos dicho, a la poca visibilidad.

En cuarto lugar, se ha estudiado la atenuación de fotones en plomo estudiando el efecto de distintos espesores sobre las cuentas registradas en el detector bajo el fotopico del ^{137}Cs . Se ha verificado la ley de atenuación exponencial y se ha obtenido el coeficiente de absorción másica ($\mu_m = 0,113 \pm 0,002 \text{ cm}^2/\text{g}$) plenamente compatible con el valor tabulado ($\mu_{m,tab} = 0,114 \text{ cm}^2/\text{g}$) y con una gran precisión (error relativo pequeño).

En quinto y último lugar, se ha determinado la vida media del estado metastable del $^{137}\text{Ba}^*$, separado del ^{137}Cs mediante el método químico de “milky cow”. Se ha determinado el número de átomos iniciales en la muestra, el fondo ambiental y el valor de la semivida ($T_{1/2} = 2,550 \pm 0,011 \text{ min}$), que concuerda con gran precisión con el valor tabulado ($T_{1/2,tab} = 2,552 \text{ min}$).

La principal fuente de error en este experimento ha sido la baja actividad de muchas de las muestras (para las que habían pasado 5 ó 6 semividas), que estaban prácticamente desintegradas o con actividades similares al fondo ambiental (^{137}Cd , ^{57}Co , ^{54}Mn , ^{65}Zn) con lo que no hemos podido identificar algunos picos característicos.

La mejor manera de solucionar este problema es adquirir nuevas muestras. Una vía alternativa sería colocar el blindaje de plomo entorno a la ventana del detector para reducir el ruido de fondo y contribuir al backscatter (aunque el Pb también supone ruido en el espectro en el intervalo de rayos X) y registrar durante más tiempo.

Otra opción sería que las muestras estuviesen en cajas de plomo y en otra habitación del laboratorio. De esa manera se evitaría un fondo de radiación donde influyen las muestras cercanas al detector, cuyos fotones recorren mucha distancia con facilidad, a diferencia de si la desintegración fuese tipo α .

La última opción sería medir con mucha precisión el fondo (medirlo durante un tiempo bastante largo), pues afecta a todas nuestras medidas, restar siempre esta actividad de fondo promedio a todos los espectros que registremos.

En definitiva, podemos concluir que hemos calibrado adecuadamente el detector NaI y hemos registrado y analizado los espectros de distintas fuentes radioactivas, así como determinado la masa del electrón, el coeficiente de absorción másica y la vida media del Ba metaestable de acuerdo con los fundamentos teóricos desarrollados y con un acuerdo con los valores tabulados satisfactorio teniendo en cuenta el margen de incertidumbre experimental.

Bibliografía

- [1] [Table of Isotopes](#), Lund/LBNL Nuclear Data Service
- [2] [Scintillation Spectrometry](#), Gamma ray Spectrum Catalogue, R. L. Heath, 2nd Edition, 1964; Revised 1997
- [3] [Física nuclear y de partículas](#), por Antonio Ferrer Soria, Universidad de Valencia (2006) – 2ª edición
- [4] [X-Ray Mass Attenuation Coefficients](#), National Institute of Standards and Technology (NIST)
- [5] Guión de Prácticas del Laboratorio de Física Nuclear y de Partículas, 4º de Física, UVEG
- [6] Transparencias de la asignatura Física Nuclear y de Partículas, 4º de Física, UVEG

NaI Catalog:

https://docs.google.com/leaf?id=0B5L_ujw3PL8pMjUxYmE0YWItMWIyYi00NDk1LTk4NDAtOGQ3Y2M2OTIwYzlh&hl=es