

Caracterización de un detector de centelleo de última generación de LaCl₃(Ce)

Estancias en centros de investigación asociados al CSIC

Tutores:

Maria José García Borge

José Antonio Briz Monago

Olof Tengblad

Autor: Nadia W. Brzostowicz

Agradecimientos

Deseo expresar mi más sincero agradecimiento al Centro Superior de Investigaciones Científicas, y en especial, a mis excelentes tutores, María José García Borge, José Antonio Briz Monago y Olof Tengblad, sin los cuales la realización de este trabajo no habría sido posible. Su atención y dedicación ha hecho de mi estancia en el Instituto de Estructura de la Materia una experiencia sumamente enriquecedora que definitivamente tendrá un gran impacto en mi futura trayectoria universitaria y científica.

Índice

1. Resumen	4
2. Introducción	5
2.1. Efecto fotoeléctrico	6
2.2. Efecto Compton	8
2.3. Producción de pares	11
3. Detectores de centelleo	13
3.1. Centelleadores	13
3.2. Fotomultiplicador	16
3.3. Electrónica para el procesamiento del pulso	17
3.4. Propiedades de los detectores	18
3.4.1. Resolución en energías	18
3.4.2. Calibración en energías	20
3.4.3. Eficiencia del detector	21
3.4.4. Tiempo muerto del sistema de detección	23
4. Experimento	24
4.1. Materiales	24
4.2. Montaje del detector	26
4.3. Resolución en energías	26
4.4. Tratamiento de la señal	27
5. Resultados y análisis	30
5.1. Descripción de las fuentes de calibración utilizadas.	30
5.1.1. ^{137}Cs	30
5.1.2. ^{22}Na	30
5.1.3. ^{60}Co	30
5.2. Calibración	32
5.3. Espectros obtenidos	37
5.3.1. ^{137}Cs	37
5.3.2. ^{22}Na	39
5.3.3. ^{60}Co	40
5.4. Estudio de la resolución en energía	41
6. Conclusiones	43
7. Bibliografía	44

1. Resumen

El objetivo de este trabajo es caracterizar la respuesta en energía de un detector de centelleo de última generación de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ utilizando diversas fuentes de calibración. Se han estudiado las señales de la cadena electrónica en sus diversas etapas de tratamiento de la señal, al igual que se ha estudiado la influencia de la variación del voltaje aplicado al fotomultiplicador en la respuesta del sistema.

Para llevar a cabo este trabajo se ha realizado un estudio de los procesos mas probables de interacción de la radiación con la materia. A continuación se han descrito los detectores de centelleo, los fotomultiplicadores que transforman la luz en señal eléctrica y la cadena electrónica montada para procesar la señal. Las medidas se realizaron en el Instituto de Estructura de la Materia del CSIC y se dedicaron a caracterizar el detector de centelleo de LaCl_3 de nueva generación mediante el uso de fuentes radioactivas estándar. Finalmente, se han descrito los resultados obtenidos y se han comparado con los correspondientes a centelleadores más comúnmente empleados.

2. Introducción

En física nuclear, los rayos gamma, a menudo indicados con la correspondiente letra griega minúscula γ , son las radiaciones electromagnéticas ionizantes provenientes de la desexcitación de estados excitados de los núcleos atómicos. Dentro de las fuentes de radiación electromagnética, las principales fuentes de rayos gamma son la desexcitación de nucleones de niveles excitados a otros con menor energía y la radiación de partícula-antipartícula.

Veamos a continuación los procesos básicos de interacción de la radiación electromagnética ionizante con la materia. Independientemente del origen de los fotones que componen la radiación gamma, se puede realizar una clasificación de los procesos físicos más importantes de la radiación electromagnética ionizante, pues estos dependen únicamente de la energía de dichos fotones.

En la interacción de los rayos γ con la materia, los procesos físicos fundamentales son: el efecto fotoeléctrico, la dispersión de Rayleigh, el efecto Compton, la producción de pares, la producción de tripletes y la fotoabsorción nuclear. La probabilidad de que un rayo γ sufra uno de estos procesos cuando atraviesa la materia viene definida por la sección eficaz de cada uno de los procesos, que es una magnitud proporcional a la probabilidad de ocurrencia de la interacción considerada. La dispersión de Rayleigh, la producción de tripletes y la fotoabsorción nuclear son de menor sección eficaz en órdenes de magnitud que las demás en el rango de energía que se utilizará en este estudio (10 keV-3 MeV).

La probabilidad de que un fotón interaccione con la materia viene dada por la sección eficaz atómica total que es la suma de las secciones eficaces para cada uno de los procesos físicos de interacción. Cuando un rayo gamma pasa a través de la materia, la probabilidad de absorción es proporcional al grosor de dicha capa, lo que lleva a un decrecimiento exponencial de la intensidad:

$$N = N_0 e^{-\mu d}$$

donde N es el número de rayos γ transmitidos a través de la capa de grosor d medido en centímetros (cm), N_0 el número de rayos γ incidentes y μ es el coeficiente de atenuación lineal expresado en $1/cm$. El coeficiente de atenuación lineal se define como la fracción de fotones que interaccionan con el material por unidad de grosor. El coeficiente de atenuación lineal, para un determinado material está relacionado con la sección eficaz total mediante la expresión:

$$\mu = \frac{N_A}{A} \rho \sigma_{tot}$$

donde N_A es el número de Avogadro, ρ es la densidad del material que atraviesan los rayos γ , σ_{tot} es la sección eficaz total y A es el número atómico del material. Los coeficientes de atenuación dependen de la energía.

Debido a su reducida sección eficaz en el rango energético con el que se trabajará, no se entrará en detalle en la explicación de la producción de tripletes y la fotoabsorción nuclear. Por otra parte, la dispersión de Rayleigh que sí que se produce en estos rangos energéticos

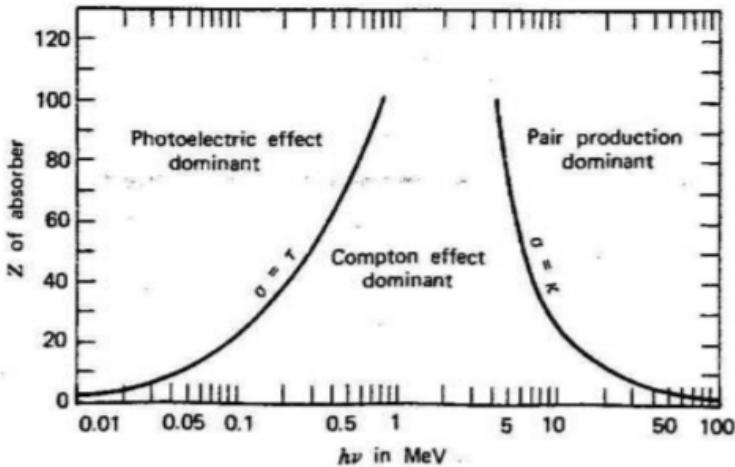


Figura 1: Importancia relativa de los tres principales tipos de interacción γ . Imagen tomada de Ref.[1]

tampoco influirá en el estudio ya que la sección eficaz de dicho proceso es dos órdenes de magnitud menor que los debidos al efecto Compton y el efecto fotoeléctrico, por lo tanto se considera despreciable. Se procederá a estudiar más detalladamente el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares.

La importancia relativa del efecto Compton, el fotoeléctrico y la producción de pares depende tanto de la energía del fotón como del número atómico (Z) del medio material. La figura (1) muestra la energía de la radiación en que cada uno de los tres procesos domina, respecto del valor de Z del material que absorbe la radiación. En general el efecto fotoeléctrico domina a energías bajas (entre 0.1-1 MeV para valores de Z entre 20 y 100), el efecto Compton a energías intermedias y la creación de pares a energías altas (superiores a 5 MeV). La región de predominancia del efecto Compton se estrecha al aumentar Z .

2.1. Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico consiste en la absorción completa de un fotón, normalmente denominado fotoelectrón, por un electrón atómico, el cuál es liberado del átomo. El proceso tiene lugar si la energía del fotón supera la energía de ligadura del electrón dentro del átomo. En este caso, el electrón será emitido con una energía cinética igual a

$$E_{e^-} = h\nu - E_b$$

siendo E_b la energía de ligadura del electrón en su capa atómica original, dejando de esta forma una vacante en el átomo. Para rayos γ de energía suficiente, la procedencia más probable de este electrón es la capa más interna (capa K). Se forma entonces un ión positivo cuya estructura de niveles electrónicos tiene una vacante. Sin embargo, este no es el final del proceso físico. Como

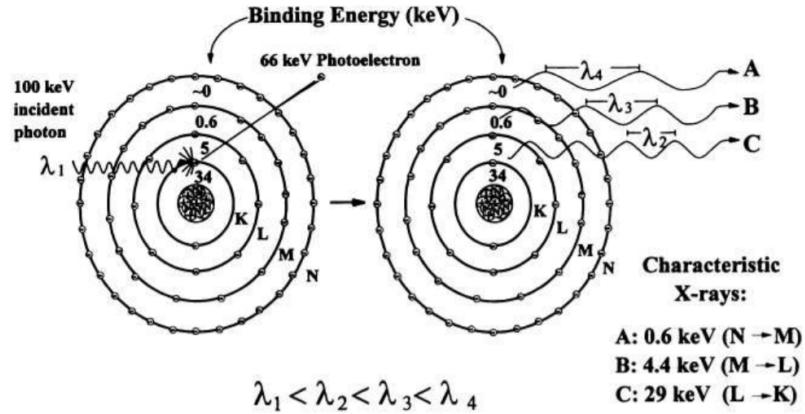


Figura 2: El diagrama muestra un fotón de 100 keV siendo sometido a un proceso de efecto fotoeléctrico con un átomo de yodo. En este caso, el electrón de la capa K es emitido con una energía cinética igual a la diferencia entre la energía del fotón incidente y la energía de enlace de la capa K, de 34 keV o 66 keV. La vacante creada en la capa K provoca la transición de un electrón de la capa L a la capa K. La diferencia de sus energías de enlace (34 y 5 keV respectivamente) resulta en un rayo X característico de 29 keV (K_{α}). Esta cascada electrónica continuará, resultando en la producción de otros rayos X característicos de energías inferiores. La suma de las energías características de los rayos X es igual a la energía de enlace de los fotoelectrones expulsados. Aunque no se muestre en este diagrama, electrones Auger de distintas energías podrían ser emitidos en lugar de las emisiones de rayos X. Imagen tomada de Ref.[1]

consecuencia de la vacante interna en la estructura electrónica del átomo, éste puede transformar parte o toda la energía de ligadura inicial del fotoelectrón, bien en radiación electromagnética o en energía cinética de otros electrones. Para ello el átomo tiene dos mecanismos principales: lo más común es la emisión de rayos X característicos, provenientes de las transiciones electrónicas desde niveles menos ligados para llenar las vacantes internas, aunque también se produce, con menor probabilidad, la emisión de electrones por el efecto Auger (desexcitación en la que se emite un electrón de una de las capas externas). Mediante el efecto Auger se transfiere como energía cinética a electrones la energía de ligadura inicial del fotoelectrón menos la energía de ligadura de las vacantes finales del átomo en capas más externas. Los electrones Auger recorren muy poca distancia antes de detenerse debido a su baja energía (50 eV - 3 keV), por lo que su energía se deposita localmente.

En cuanto a la sección eficaz del efecto fotoeléctrico, en ésta proceso, esta varía con la energía y el número atómico de manera discontinua dependiendo de las capas y subcapas atómicas y no hay una expresión analítica válida para la expresión de la probabilidad de la sección eficaz del efecto fotoeléctrico común para todos los rangos energéticos. Para energías de los rayos γ inferiores a 0.5 MeV (es decir, para electrones no relativistas), la expresión para la sección eficaz es la siguiente:

$$\sigma = 8/3 \pi r_e^2 4\sqrt{2} \alpha^4 Z_m^5 ((m_e c^2)/E_{\gamma})^{(7/2)}$$

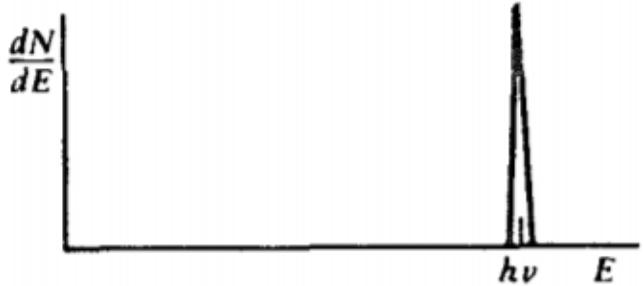


Figura 3: Gráfica que representa el espectro energético de los electrones para una fotoabsorción perfecta, donde h es la constante de Planck y v la velocidad del electrón. Este producto ha de ser igual que la energía del rayo gamma incidente. Imagen tomada de Ref.[1]

donde Z_m es el número atómico del material, r_e es el radio clásico del electrón, $m_e = 511 \text{ keV}$ es la masa del electrón, α es la constante de estructura fina y c es la velocidad de la luz en el vacío. En esta región de energías ($E > 0.5 \text{ MeV}$) el comportamiento del electrón es relativista. En la situación relativista la sección eficaz decrece inversamente a la energía ($h\nu$) del fotón.

2.2. Efecto Compton

El efecto Compton o dispersión Compton es un proceso físico en el cuál un fotón de energía E_γ interacciona con un electrón considerado libre. Se entiende por electrón libre un electrón cuya energía cinética es baja en comparación con la energía que lleva el rayo γ . Tras la interacción, el fotón cambia su dirección y pierde parte de su energía, quedándose con una energía E'_γ menor que la energía que poseía inicialmente ($E'_\gamma < E_\gamma$). De esta forma el electrón escapa con una energía cinética definida por:

$$E_c = E_\gamma - E'_{\gamma'}$$

Se pueden identificar dos casos extremos:

1. Tal que $\theta \cong 0$. En ese caso, el electrón Compton de retroceso tiene muy poca energía y el rayo gamma dispersado tiene prácticamente la misma energía que el rayo gamma incidente.
2. Una colisión frontal en la que $\theta = \pi$. En este extremo, el rayo gamma incidente es dispersado hacia su dirección de origen, mientras que el electrón retrocede a lo largo de la dirección de incidencia. Este extremo representa la máxima energía que puede ser transferida a un electrón en una sola interacción Compton.

Como cualquier ángulo de dispersión es posible, la energía transferida al electrón puede variar

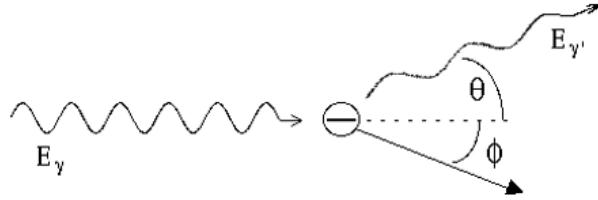


Figura 4: Dispersión de Compton: colisión entre un fotón E_γ y un electrón (se asume que está en reposo). Esto resulta en un fotón de menor energía $E_{\gamma'}$ que ha sido dispersado un ángulo θ , y el electrón, dispersado un ángulo ϕ , denominado comúnmente electrón de retroceso. Imagen tomada de Ref.[2]

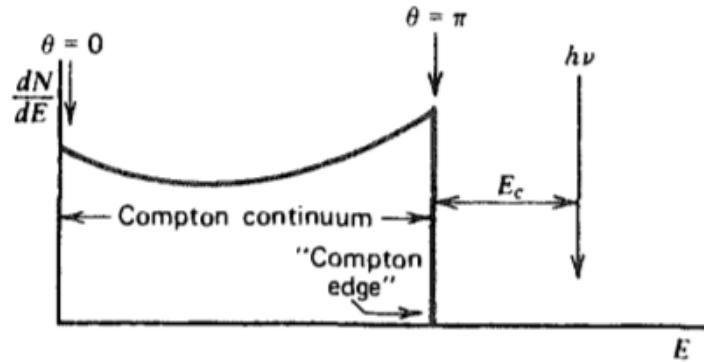


Figura 5: Gráfica que representa de forma genérica la zona debida a la dispersión de Compton en una espectroscopía gamma. Imagen tomada de Ref.[2]

desde cero (caso 2) hasta gran parte de la energía del fotón incidente (caso 1). La energía final del fotón dispersado viene dada por:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)}$$

donde θ es el ángulo entre el fotón incidente y el dispersado, $\gamma = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ y $m_e c^2$ es la energía de la masa en reposo del electrón (511 keV). Para ángulos de dispersión pequeños se transfiere muy poca energía. Parte de la energía original es siempre retenida por el fotón inicial, incluso para el extremo $\theta = \pi$. A su vez, la energía del electrón dispersado viene dada por la ecuación (1).

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

La distribución energética de los electrones tendrá la forma que se muestra en la figura 5.

En cuanto a la sección eficaz de este proceso, la probabilidad de que se produzca dispersión

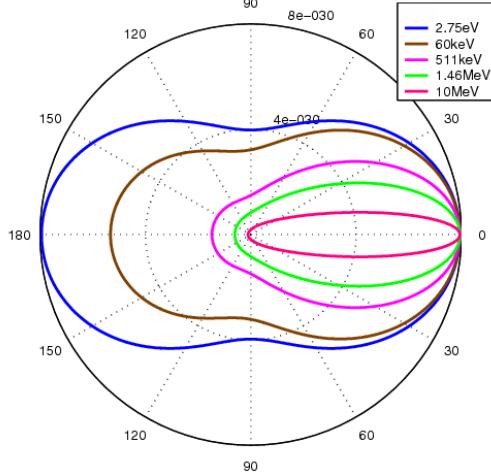


Figura 6: Distribución Klein-Nishina de los ángulos de las secciones eficaces de los ángulos de dispersión para ciertas energías habituales. Imagen tomada de Ref.[5]

de Compton en un átomo depende del número de electrones disponibles, por lo que aumenta linealmente con Z . La distribución angular de los rayos γ dispersados viene dada por la fórmula de Klein-Nishina (2) para la sección eficaz diferencial de la dispersión $\frac{d\phi}{d\Omega}$. La sección eficaz diferencial de dispersión se define como la relación entre la intensidad de la radiación dispersada en una dirección y la radiación incidente y, por lo tanto, tiene dimensiones de área por unidad de ángulo sólido, donde $d\Omega$ es un elemento de ángulo sólido infinitesimal. La fórmula de Klein-Nishina es la siguiente:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \alpha^2 r_c^2 P(E_\gamma, \theta)^2 [P(E_\gamma, \theta) + P(E_\gamma, \theta)^{-1} - \sin^2(\theta)] \quad (2)$$

siendo α la constante de estructura fina ($1/137.04$), θ el ángulo de dispersión, $r_c = \hbar/m_e c r_c = \hbar/m_e c$ la longitud de onda de Compton reducida del electrón (3.8616×10^{-11} metros), m_e la masa del electrón ($511 \text{ keV}/c^2$), y $P(E_\gamma, \theta)$ la relación de la energía del electrón antes y después de la colisión:

$$P(E_\gamma, \theta) = \frac{1}{1 + (E_\gamma/m_e c^2)(1 - \cos \theta)} = \frac{\lambda}{\lambda'}$$

Para frecuencias bajas, como la de la luz visible, tiene lugar la dispersión de Thomson. Para frecuencias superiores (rayos X y rayos γ), se produce dispersión de Compton.

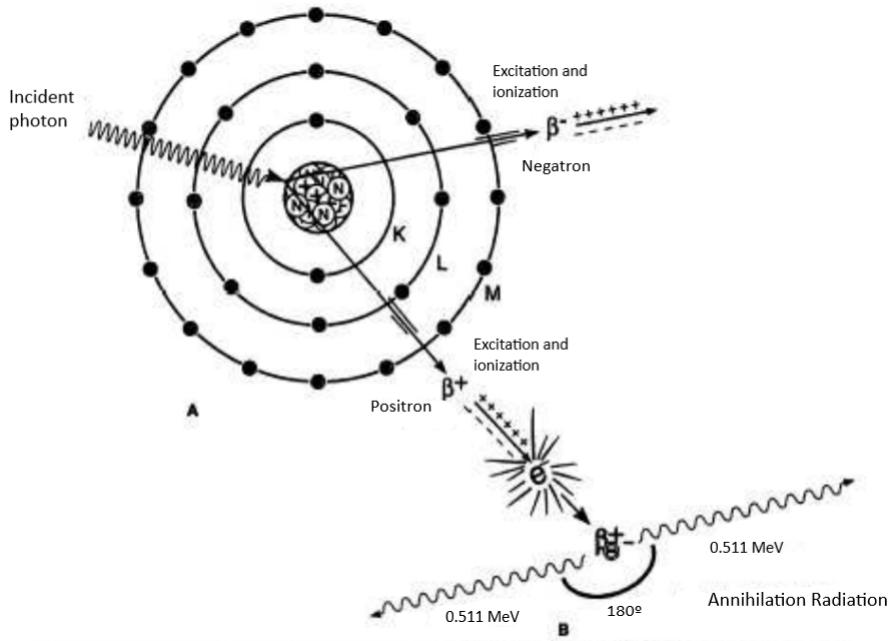


Figura 7: El diagrama ilustra el proceso de producción de pares, en el que un fotón incidente de alta energía, bajo la influencia del núcleo atómico, se convierte en un par electrón-positrón. El electrón pierde su energía cinética por excitación e ionización, como también hace el positrón, Cuando el positrón se decelera, se combina con un electrón de un átomo circundante, produciendo dos fotones de aniquilación de 511 keV. Imagen tomada de Ref. [1]

2.3. Producción de pares

El proceso de producción de pares es un tipo de absorción que sucede espontáneamente cuando el fotón incidente interacciona con el campo coulombiano o eléctrico de un núcleo (también puede interaccionar con el campo eléctrico de un electrón atómico, pero la probabilidad es muy baja). Sólo puede ocurrir cuando los fotones incidentes poseen una energía igual o mayor a 1.022 MeV, debido a que el fotón desaparece, y se genera un par electrón-positrón. En este caso, la energía electromagnética se convierte en energía en reposo (0.511 MeV tanto para el electrón como para el positrón), y energía cinética de las partículas recién creadas. Como el positrón se aniquilará tras perder parte de su energía cinética en el medio absorbente, dos fotones provenientes de esta aniquilación suelen ser producidos como productos secundarios de la interacción.

Para energías típicas, tanto el electrón como el positrón viajan unos milímetros como mucho antes de perder toda su energía cinética en el medio absorbente. La gráfica de esta energía cinética total (la del rayo γ incidente menos los 1022 keV dedicados a producir la masa en reposo del par electrón-positrón) creada por el rayo γ incidente es, de nuevo, una sencilla función delta, pero ahora se encuentra $2m_0c^2$ bajo la energía del rayo γ incidente, como se ilustra en la gráfica. Esta cantidad de energía se depositará cuando una producción de pares

ocurra en el interior del detector, aunque en la práctica sucede que esos dos rayos γ de 511 keV producidos en la aniquilación del positrón tienen una probabilidad bastante elevada de depositar energía en el detector por efecto Compton o fotoeléctrico. Debido al reducido tiempo que tarda el positrón en decelerar y aniquilarse, la radiación de aniquilación aparece coincidente a la interacción original de producción de pares.

La producción de pares es la interacción dominante para energías mayores a 5-10 MeV dependiendo del valor de Z del material, ver Figura 1. La sección eficaz de este proceso físico aumenta a partir de la energía umbral de 1022 keV y es proporcional al cuadrado del número atómico del material.

3. Detectores de centelleo

Los detectores de centelleo han constituido históricamente uno de los dispositivos más ampliamente utilizados en la detección de radiación nuclear. Se basan en la propiedad que tienen algunos materiales de emitir luz tras interaccionar con ellos la radiación ionizante. Los materiales de interés son aquellos en los que la emisión de luz se produce de forma inmediata, por un proceso llamado fluorescencia. Casi la totalidad de los detectores de radiación basados en el centelleo tiene una configuración semejante. La luz emitida por el centelleador es recogida por un dispositivo llamado tubo fotomultiplicador que se acopla ópticamente al centelleador. El fotomultiplicador convierte la luz incidente en impulsos eléctricos. Los fotones de centelleo inciden en el photocátodo, en el que, en virtud del efecto fotoeléctrico, se desprenden electrones. Éstos son focalizados y enviados hacia el primero de una serie de electrodos llamados díodos, que se encuentran a potenciales sucesivamente crecientes. Algunos electrones liberados por el photocátodo inciden en el primer díodo generando electrones secundarios que son a su vez atraídos hacia el segundo díodo y así sucesivamente hasta que se obtiene, a la salida del dispositivo, un impulso eléctrico de tamaño considerable. Los detectores de centelleo se caracterizan esencialmente por:

- Una respuesta en tiempos muy rápida, lo que los hace muy útiles cuando se trata de medir tasas de llegada de impulsos muy altas.
- Buena linealidad en energías, dentro de un amplio intervalo. Como la luz producida es función de la energía disipada por la radiación y el fotomultiplicador es también un dispositivo lineal, la combinación de ambas da lugar a un detector de respuesta lineal en energías.
- Buena sensibilidad a la radiación, mucho mayor que en los detectores de ionización gaseosa, debido a la mayor densidad de los materiales centelleadores.
- Pobre resolución en energías. El rendimiento luminoso en los centelleadores es bastante bajo, por lo que el número de fotones producidos, que se encuentra ligado al poder de resolución en energías, es pequeño.
- Capacidad de discriminación por forma de impulso. Algunos materiales centelleadores proporcionan impulsos de forma diferente en función del tipo de radiación incidente.

3.1. Centelleadores

Los centelleadores son materiales con la propiedad de que sus átomos o moléculas se excitan con la interacción con radiación, de forma que se desexcitan parcialmente emitiendo energía en forma de fotones en el rango de luz visible. Para detectar cada uno de los eventos es importante detectar tanta luz de centelleo como sea posible por cada desintegración. Existen diferentes tipos

de cristales centelleadores y dependiendo de sus características físicas intrínsecas la producción de luz de centelleo variará de unos a otros.

Un material centelleador adecuado debe convertir la mayor fracción de la energía de la radiación γ en fluorescencia inmediata disminuyendo la probabilidad de que se dé fosforescencia. La fluorescencia es el proceso mediante el cual se absorbe radiación y de forma inmediata se reemite en el espectro visible. En el caso de la fosforescencia, la reemisión no es instantánea sino que tiene una duración mayor ($t > 10^{-5}$ s). Un centelleador ideal debería poseer las siguientes propiedades:

- Debe convertir la energía cinética de las partículas cargadas en luz visible con alta eficiencia.
- Esta conversión debe de ser lineal.
- El material debe ser transparente a la longitud de onda de la luz que emite.
- El tiempo de reducción de la luminiscencia producida debe ser lo menor posible.
- El índice de refracción del centelleador debe ser cercano al de la ventana de entrada del fotomultiplicador.

Existen en la actualidad dos tipos de materiales centelleadores: orgánicos e inorgánicos. Los de tipo orgánico se caracterizan por tener tiempos de desexcitación muy rápidos, del orden de unos pocos nanosegundos (ns), aunque no se entrará en detalle en este trabajo al no ser de interés para el presente estudio. En los centelleadores de tipo inorgánico, la emisión de luz es mucho más lenta, del orden de centenares de nanosegundos, aunque los centelleadores de nueva generación son más rápidos: $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ o $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ tienen tiempos de respuesta de 16 y 28 ns , respectivamente. De entre todos los centelleadores cabe destacar los haluros alcalinos, como el $\text{NaI}(\text{Tl})$ y, de entre los restantes, al $\text{ZnS}(\text{Ag})$. En estos materiales, la estructura cristalina juega un papel fundamental en el proceso del centelleo. Los electrones pueden ocupar bandas como la de valencia (la de más baja energía) o la de conducción, en la cual se mueven libremente por el cristal. Entre ambas existe una banda de energía prohibida. El proceso de desexcitación del nivel superior a la banda de valencia por emisión de un fotón es muy poco probable o la longitud de onda del fotón puede resultar poco conveniente. La introducción de una determinada impureza, que acostumbra a denominarse activador, modifica este comportamiento, haciendo que se modifique la estructura de bandas del cristal, con la aparición de nuevos niveles de energía en la banda antes prohibida. En estas condiciones, y a través de una serie de procesos que implican el movimiento de huecos hacia los nuevos niveles energéticos y la llegada posterior de electrones, se hace posible la desexcitación rápida de los nuevos niveles con emisión luminosa en la zona visible del espectro.

También interesa que el centelleador tenga una respuesta rápida para permitir tasas de conteo elevadas y evitar efectos no deseados como el pile-up (acumulación de dos o más pulsos durante el tiempo de integración del sistema).

Una vez que el rayo γ interacciona con el cristal centelleador perdiendo energía en el mismo,

genera luz de centelleo que se expande isotrópicamente a través del medio. En los detectores reales siempre se producen pérdidas de luz debido a la geometría y características del centelleador. Las pérdidas de luz en el material centelleador son debidas principalmente a la absorción del propio material y a pérdidas en las superficies del mismo:

- El efecto debido a la atenuación es destacable cuando las dimensiones del centelleador son similares a la longitud de atenuación. La longitud de atenuación (λ_{att}) viene definida como la distancia en la cual el número de fotones decrece en un factor $1/e$ con respecto al inicial. La relación entre longitud de atenuación y el coeficiente de atenuación lineal viene dada por la siguiente expresión:

$$\mu_{att} = \frac{1}{\lambda_{att}}$$

El coeficiente de atenuación lineal mide la capacidad del sistema para difundir y absorber la radiación. De esta manera, cuanto mayor sea la longitud de atenuación más lejos se propagan los fotones ópticos. Por tanto mayor cantidad de fotones pueden alcanzar el fototubo y, consecuentemente, mayor es la tasa de fotones ópticos que pueden ser registrados por nuestro sistema. Si I_0 es la intensidad inicial de la luz, la intensidad de la misma a una distancia z del punto de partida vendrá determinada por la ecuación:

$$I(z) = I_0 e^{-\frac{z}{\lambda_{att}}}$$

- Las pérdidas de luz debidas a las superficies del cristal son consecuencia del volumen finito del mismo y de la emisión isotrópica de los fotones ópticos. Los fotones ópticos viajan en todas direcciones y al llegar a la superficie parte de ellos son transmitidos y, por tanto, perdidos. Además hay que tener en cuenta el tipo de tratamiento superficial del cristal: pulido o rugoso, que influye en la reflexión y refracción de la luz en las caras del mismo. También tiene una influencia diferente el hecho de que el cristal esté pintado de negro (refleja poco la luz) o de blanco (refleja mucho la luz). Existen otros tipos de tratamientos superficiales, teniendo todos ellos una notable influencia en el comportamiento de la luz (principalmente absorción, reflexión o transmisión). Además, como la luz del centelleador se emite isotrópicamente, el centelleador suele estar rodeado de material reflectante (como por ejemplo MgO) para minimizar la pérdida de luz, y, de esta forma, maximizar la cantidad de fotones ópticos transferidos al photocátodo del fotomultiplicador, acoplado ópticamente en una de las superficies del cristal.
- El índice de refracción de los cristales. El valor del índice de refracción de los cristales influye en la recolección de luz debido al hecho de que tenemos que utilizar algún tipo de grasa óptica o pegamento en la interfase entre el cristal y la ventana de entrada del PMT. Los pegamentos y grasas utilizados serían ideales si tuvieran el mismo índice de refracción que el cristal. Por desgracia esto no es así, de modo que la diferencia de índices de refracción entre interfaces provoca desviaciones en la trayectoria de la luz y la reflexión de una fracción de los fotones ópticos incidentes.

Una vez que los rayos γ generan la luz en el interior del cristal centelleador, esta luz sigue las leyes físicas de propagación en un medio y las de reflexión en superficies. Cada medio posee

un índice de refracción que determina el comportamiento de la luz al cambiar a otro medio: reflexión o transmisión. La probabilidad de que los fotones sufran una reflexión en una interfaz óptica viene dada por el coeficiente de reflexión de la ecuación de Fresnel:

$$R = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} + \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)} \right]$$

donde R es la probabilidad de reflexión, y Θ_i y Θ_t son respectivamente los ángulos de incidencia y de transmisión con respecto a la normal a la interfaz. El fotón se transmite con la probabilidad complementaria T , $T = 1 - R$.

En un cristal centelleador inorgánico puro, la vuelta del átomo a un estado de menor de energía con la emisión de un fotón es un proceso ineficiente. Además, los fotones emitidos tienen, por lo general, demasiada energía como para pertenecer al rango de longitudes de onda para las cuales el fotomultiplicador es sensible. Se añaden por tanto pequeñas cantidades de impurezas a todos los centelleadores, denominadas activadores, para aumentar la emisión de fotones que puedan activar el fotomultiplicador.

3.2. Fotomultiplicador

La luz emitida por un material centelleador se recoge en un fotomultiplicador. Los fotones de centelleo incidentes en el photocátodo liberan electrones por efecto fotoeléctrico, y esos fotones son acelerados por un fuerte campo eléctrico en el fotomultiplicador. Mientras esto sucede, los photoelectrones colisionan con electrodos en el tubo, denominados díodos, emitiendo electrones adicionales (Figura 8). Este flujo de electrones es acelerado para colisionar con los electrodos subsiguientes, causando una gran multiplicación (de un factor de 10^4 o más) del flujo electrónico con respecto de su valor inicial. Finalmente, el flujo de cargas amplificadas llega al electrodo de salida (ánodo) del tubo. La magnitud de este aumento de carga es proporcional a la cantidad inicial de carga liberada en el photocátodo del fotomultiplicador. La constante de proporcionalidad se denomina ganancia del fotomultiplicador. Además, debido a la física del efecto fotoeléctrico, el número inicial de photoelectrones liberados en el photocátodo es proporcional a la cantidad de luz incidente en el fototubo, que a su vez es proporcional de energía depositada en el centelleador por rayos γ . Por tanto, se produce una señal proporcional a la energía depositada por el rayo gamma en el medio centelleador. Como consecuencia de lo anterior, al realizar la espectroscopía con centelleadores se esperaría ver un espectro sencillo ya que para una energía inicial fija del fotón y empleando una misma cadena electrónica la señal debería tener igual amplitud para todos los fotones detectados. Así, el espectro mostraría simplemente un pico a la energía del fotón. Sin embargo, debido a los procesos de interacción del fotón con la materia como el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton, la producción de pares y varios fenómenos de dispersión en el medio centelleador y fluctuaciones estadísticas asociadas a dichos procesos, el espectro de las energías depositadas es más complejo de lo esperado, como se verá a continuación.

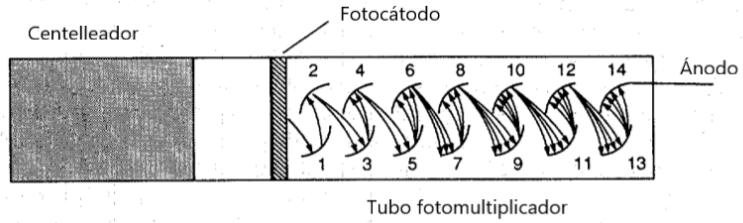


Figura 8: Disposición típica de los componentes en un detector de centelleo. El centelleador y el tubo fotomultiplicador se suelen acoplar ópticamente empleando grasa óptica. La interacción de radiación incidente en el centelleador causa que éste emita fotones ópticos que llegan al photocátodo y, mediante efecto fotoeléctrico, se produce una corriente eléctrica de baja intensidad. Los dínodos (1-13 en la figura) se disponen de manera que permitan cascadas sucesivas de electrones a través del volumen del tubo para amplificar la señal eléctrica. La carga final es recolectada por el ánodo y generalmente es mandada a un preamplificador para convertirla en un pulso de voltaje. Imagen tomada de Ref.[2]

3.3. Electrónica para el procesamiento del pulso

En un sistema espectrométrico el detector, es decir, la parte del sistema sensible a la radiación (centelleo, semiconductor, etc.), proporciona una señal, cuya amplitud (altura del pulso) es proporcional a la energía cedida en el medio. Por este motivo, para conocer la energía de la radiación detectada debemos clasificar los pulsos recibidos en función de su amplitud y conocer la relación de proporcionalidad de la amplitud y la energía.

La primera parte de este proceso lo realiza la cadena electrónica. La segunda constituye la calibración en energías. El pulso se hace llegar a los módulos electrónicos que van a conformar, amplificar y distribuir la señal en función de su amplitud. Para ello, la señal se conduce a través de un cable coaxial. Posteriormente, la señal se pasa directamente del detector (mas concretamente del tubo fotomultiplicador acoplado al centelleador) al preamplificador. El cometido de este módulo es fundamentalmente acoplar impedancias. Después, la señal, a través del cable coaxial, se lleva al módulo electrónico denominado amplificador, cuya función principal es la de conformar y amplificar de forma proporcional la señal para que pueda ser procesada. Por último, el pulso ya conformado y amplificado, se hace llegar al módulo denominado multicanal, donde el ADC (convertidor analógico digital) se encarga de clasificarlo en función de su amplitud, registrándolos en un determinado canal o posición de memoria, proporcional a la altura de los impulsos que le llegan y por tanto a la energía de la radiación ionizante incidente.

En la pantalla del multicanal se representa en un histograma el número de cuentas acumuladas en cada canal. El eje horizontal es el número de canal, y el eje vertical son las cuentas para los diferentes canales. Existe, pues, una relación entre la escala de altura de pulsos del analizador multicanal, o número de canal, y la energía de la radiación γ . Esta relación de proporcionalidad es la que se obtiene en la llamada calibración en energías, que una vez conocida nos permitirá

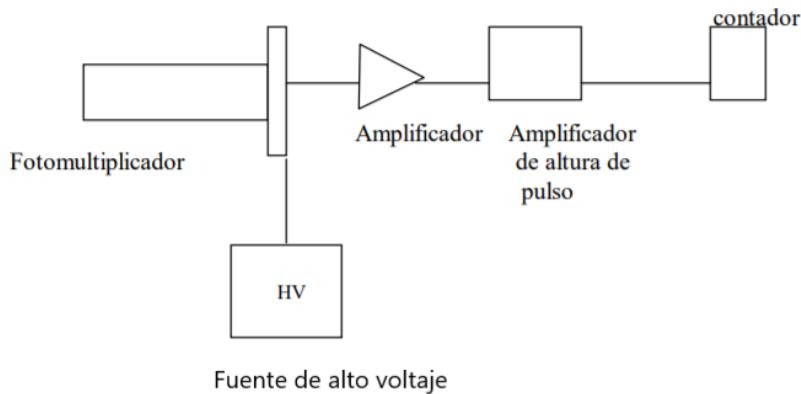


Figura 9: Diagrama esquemático de un sistema de conteo por centelleo. Imagen tomada de Ref.[3]

identificar la energía de la radiación γ incidente al detector.

Para facilitar los estudios de espectroscopía se puede realizar una combinación de la cadena electrónica que permite que el número de canal sea prácticamente igual a la energía de la radiación γ . La escala del eje horizontal (la energía por número de canal), depende de la ganancia del amplificador y del voltaje del tubo fotomultiplicador. La ganancia del amplificador será ajustada de forma que el espectro cubra el rango energético de interés para el estudio a realizar, mientras que el voltaje del tubo fotomultiplicador viene determinado por el fabricante del detector.

3.4. Propiedades de los detectores

3.4.1. Resolución en energías

Una de las principales propiedades que caracterizan a los detectores de radiación es su capacidad para discriminar entre sucesos de energías distintas. Para un detector ideal el espectro de energía correspondiente a la respuesta a un haz de radiación monoenergética sería una línea vertical en el espectro de energía, conteniendo a todos los sucesos detectados. En la realidad, como consecuencia de la naturaleza estadística de la desintegración radiactiva (anchura natural) y del sistema de detección, esa línea se ensancha adoptando una forma que depende del tipo de detector, así como de otros factores, entre los que la disposición geométrica de la medida y la cadena electrónica asociada al detector juegan un papel muy importante. Generalmente, la forma en el espectro de tales líneas recuerda a una gaussiana, más o menos deformada y la resolución de un detector acostumbra a definirse como la anchura, a la mitad de su altura, de una línea monoenergética, habitualmente expresada en la bibliografía con las siglas FWHM, acrónimo de la expresión inglesa Full Width at Half Maximum (Figura 10). La resolución energética del

detector (R) se suele definir como

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \quad (3)$$

donde H_0 es la localización del centroide de la gaussiana en el eje horizontal expresada en canales o energía (en las mismas unidades en las que será expresado el FWHM). La resolución energética R es por tanto una fracción adimensional habitualmente expresada como porcentaje. Los detectores de centelleo empleados en espectroscopía de rayos γ habitualmente poseen resoluciones energéticas en torno al 5-10 %. Cabe remarcar que, cuanto mas bajo sea R , mejor será la capacidad del detector para distinguir entre dos radiaciones cuyas energías están separadas más de la FWHM (criterio de Rayleigh). La resolución de un sistema de medida no depende solamente del detector, sino del sistema electrónico de análisis de pulsos y de las condiciones geométricas de la medida.

Existe un número de fuentes potenciales de fluctuación en la respuesta de un detector que resultan en una resolución energética peor (valor numérico mayor de lo esperado idealmente). La más importante es el ruido estadístico, puesto que representa un mínimo irreducible de fluctuación que siempre estará presente en la señal del detector. En una amplia categoría de aplicaciones del detector, el ruido estadístico representa la fuente dominante de fluctuaciones en la señal. Este proviene del hecho de que la carga Q generada en el detector por un cuanto de radiación no es una variable continua, sino que representa un número discreto de portadores de carga (en el caso de los detectores de centelleo, los portadores de carga son los fotones ópticos). Estos portadores de carga son discretos y sujetos a fluctuaciones aleatorias de evento en evento, a pesar de que exactamente la misma cantidad de energía sea depositada en el detector. Se puede hacer una estimación de la fluctuación inherente asumiendo que la formación de portadores de carga es un proceso que sigue una distribución estadística de Poisson. En este caso, si se generan de promedio N portadores de carga, se esperaría una desviación estándar de \sqrt{N} para caracterizar las fluctuaciones estadísticas inherentes a ese número de portadores de carga. Si esta fuera la única fuente de radiación, la función resultante debería tener una forma gaussiana.

El parámetro de anchura σ determina el FWHM de cualquier gaussiana a través de la relación:

$$\text{FWHM} = 2.35 \sigma \quad (4)$$

La respuesta de la mayoría de detectores es aproximadamente lineal, por lo que la amplitud del pulso media será:

$$H_0 = KN$$

donde K es una constante de proporcionalidad. La desviación estándar σ del pico en el espectro de altura del pulso es

$$\sigma = K\sqrt{N}$$

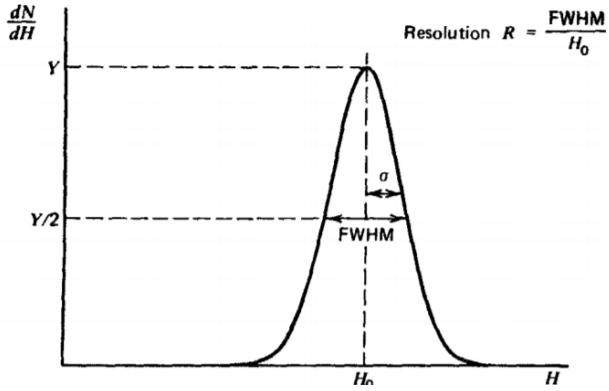


Figura 10: Definición de la resolución energética del detector. Para picos cuya forma es gaussiana con una desviación estándar σ , su FWHM se obtiene a partir de la expresión 2.35σ . Imagen tomada de Ref. [2]

Si calculamos una resolución límite R debida solo a fluctuaciones estadísticas en el número de portadores de carga:

$$R|_{Poisson} = \frac{FWHM}{H_0} = \frac{2.35K\sqrt{N}}{KN} = \frac{2.35}{\sqrt{N}}$$

Cabe destacar que este valor límite de R depende inversamente de N , y R decrece si N crece. Para obtener una resolución energética inferior al 1 %, es necesario tener una N superior a 55000. Un detector ideal debe tener el mayor número posible de portadores de carga, para hacer esta resolución límite lo más pequeña posible. Este valor calculado es solo debido a fluctuaciones estadísticas en el número de portadores de carga y hay otras componentes muy importantes como es la denominada resolución instrumental, que es debida a la cadena electrónica utilizada.

3.4.2. Calibración en energías

Si, como se ha considerado inicialmente, existe una relación entre el tamaño del pulso producido por una partícula incidente y su energía, será posible en determinados casos obtener la función que relaciona los números de canal con las energías que se les atribuyen, proceso que se denomina calibración en energías del sistema de medida. La situación deseable es que esa función sea lineal, pues ello simplifica el análisispectral, aunque esta condición de linealidad no se cumpla en muchos casos. La obtención de la ecuación de calibración puede realizarse de diversas maneras, siendo común a todas ellas la necesidad de disponer de varias parejas de datos (energía - número de canal). Se realizan medidas con fuentes radioactivas de calibración de energía conocida antes de poder emplear el sistema de detección en un experimento. Si se admite que la relación entre energía y número de canal es lineal, la recta de calibración podrá expresarse de la forma:

$$E = P1 * n_c + P2$$

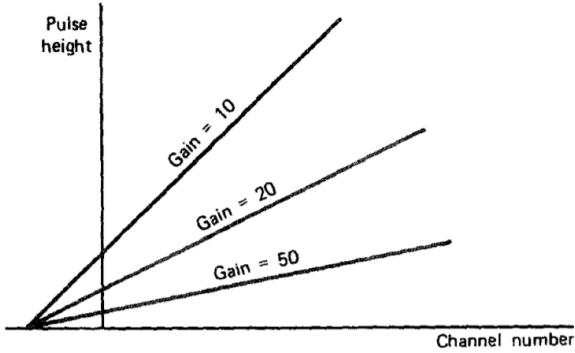


Figura 11: Rectas de calibración para diferentes valores de la ganancia del amplificador. Imagen tomada de Ref.[2]

ecuación en la que E representa la energía, habitualmente expresada en keV, P_1 la anchura de un canal en términos de energía, n_c el número de canal y P_2 la ordenada en el origen de la recta de calibración. Cabe destacar que estos factores no dependen de la muestra radioactiva ni del detector utilizado, sino que vienen determinados por los dispositivos electrónicos de amplificación y clasificación de impulsos, la fuente de alimentación del fotomultiplicador, las características del detector, etc.

En numerosas situaciones, los pulsos generados se envían en primer lugar a un amplificador lineal, como se ha explicado anteriormente. La ganancia de dichos amplificadores es variable. La pendiente de la recta de calibración cambia al variar el factor de ganancia. La Figura 11 muestra las rectas de calibración para un analizador multicanal ideal, para tres valores distintos de ganancia.

3.4.3. Eficiencia del detector

En principio, todos los detectores de radiación darán lugar a un pulso de salida para cada cuanto de radiación que interactúe en su volumen activo. Sin embargo, la radiación no cargada eléctricamente, como los rayos γ , debe someterse a una interacción que provoque ionización en el detector antes de que la detección sea posible. Como esta radiación puede viajar largas distancias entre interacciones, los detectores suelen tener una eficiencia menor del 100 %. Por ello es necesario tener una cifra precisa para la eficiencia del detector para relacionar el número de pulsos contados con el número de partículas emitidas por la fuente (fotones, neutrones o protones). Normalmente sólo una fracción de los sucesos radioactivos originados en la fuente que se mide son registrados por el detector. La eficiencia de detección es el segundo parámetro importante para caracterizar a un detector y se define como:

$$\varepsilon = \frac{n^{\circ} \text{sucesos registrados}}{n^{\circ} \text{sucesos originados en la fuente radiactiva}}$$

La eficiencia depende de la naturaleza de la radiación que se mide, del tipo de detector que se

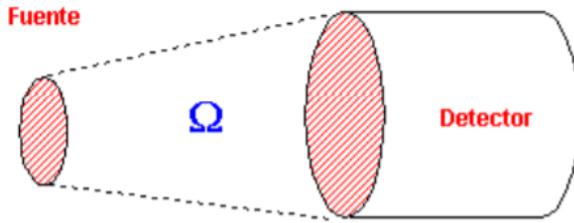


Figura 12: Eficiencia de detección. Imagen tomada de Ref. [3]

utiliza y de la disposición geométrica del sistema fuente-detector. La eficiencia de un detector se puede descomponer en 2 factores:

$$\varepsilon = \varepsilon_g \varepsilon_d$$

correspondiendo ε_g a la llamada eficiencia geométrica y ε_d a la eficiencia intrínseca. La primera tiene en cuenta la geometría de la medida y se define como:

$$\varepsilon_g = \Omega / 4\pi$$

donde Ω es el ángulo sólido subtendido por el detector respecto a la fuente y 4π es el máximo ángulo sólido posible en una medida.

Si la cantidad ε_g expresa la fracción de partículas que habiendo sido emitidas por la fuente ha alcanzado al detector, la eficiencia intrínseca ε_d indica cuántos de esos sucesos que han llegado al detector producen una señal válida

$$\varepsilon_d = \frac{n^o \text{sucesos registrados}}{n^o \text{sucesos llegados}}$$

Mientras que el primer factor ε_g no depende de la naturaleza de la radiación, la eficiencia intrínseca varía con ésta, siendo distinta para un detector determinado, en función de las características de la radiación incidente (en especial de su energía y naturaleza). Esto es debido a la mayor penetración de los fotones, lo cuál causa que sean requeridos detectores de dimensiones mas grandes para alcanzar eficiencias intrínsecas cercanas a 1. La ventaja de disponer de detectores de alta eficiencia es fácil de comprender si se considera que el tiempo de recuento necesario para alcanzar un nivel de número de impulsos predeterminado varía inversamente con la eficiencia del sistema de detección. Sin embargo la dificultad de diseñar detectores que "envuelvan" a la muestra radiactiva (condición necesaria para que $\varepsilon_g = 1$) unido a otras consideraciones, hacen que pocas veces se disponga de detectores cuya eficiencia total se acerque al 100 %. La eficiencia intrínseca depende, además de la naturaleza y energía de la radiación incidente como se explicó anteriormente, del material y dimensiones del detector de radiación.

Las eficiencias de conteo se pueden clasificar también por la naturaleza del evento tratado. Si aceptamos todos los pulsos del detector, es conveniente usar las eficiencias totales. En ese caso se cuentan todas las interacciones, sin importar como de baja sea su energía. En la práctica, cualquier sistema de medida siempre impone un requisito, que todas las señales deben ser mayores que un cierto límite finito (energía umbral), establecido para diferenciar pulsos muy

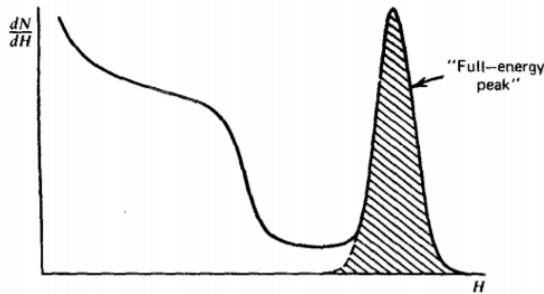


Figura 13: Ejemplo de pico de máxima energía en un espectro de altura de señales. Imagen tomada de Ref. [2]

pequeños de ruido electrónico, y eliminar esto último de la medida. Por ello, solo es posible aproximarse a la eficiencia total teórica estableciendo este límite lo más bajo posible.

Para calcular la eficiencia, sólo las interacciones que depositen la energía total de la radiación incidente son consideradas. Partiendo de radiación monoenergética se obtendrá una distribución como la de la Figura 13. En una distribución con diferentes alturas de señales, los sucesos de energía máxima suelen encontrarse en forma de picos. Otros eventos que depositan solo parte de su energía aparecerán más a la izquierda en el espectro. El número de sucesos de energía máxima puede ser obtenido simplemente integrando el área debajo del pico (ver Figura 13).

3.4.4. Tiempo muerto del sistema de detección

Para cualquier detector con la correspondiente cadena electrónica asociada, existe un intervalo de tiempo mínimo, τ , que debe separar a dos sucesos consecutivos para ser detectados individualmente y que suele denominarse tiempo muerto. Su existencia provoca que, cuando llegan al detector sucesos a un ritmo muy rápido, se produzcan pérdidas de recuento que crecen con la tasa de llegada de pulsos. Atendiendo a su comportamiento, los sistemas de medida se clasifican según dos grandes grupos: de tiempo muerto extensible y no extensible. En el primero, la llegada de un nuevo suceso antes de que haya transcurrido el intervalo de tiempo τ originado por el suceso anterior provoca una nueva paralización del sistema durante otro intervalo τ . Por el contrario, en los sistemas de tiempo muerto no extensible, la llegada de sucesos durante el intervalo τ no aumenta éste pero, por contrario, se pierde la información del nuevo suceso que llega. La existencia del tiempo muerto obliga a corregir las tasas observadas de recuento de acuerdo con el valor de τ para obtener las tasas de emisión de la fuente. Las correcciones son más sencillas para los sistemas de tiempo muerto no extensible, ya que se sabe que cada suceso detectado supone un tiempo muerto τ , así que basta con multiplicar τ por el número total de sucesos registrados por el sistema para calcular el tiempo muerto total de la medida.

4. Experimento

Una vez se han descrito los aspectos más relevantes del estudio que se va a realizar, se explicará el trabajo experimental realizado en el laboratorio del Grupo de Física Nuclear Experimental del Instituto de Estructura de la Materia del CSIC. En primer lugar se describirá los materiales empleados, posteriormente las acciones realizadas, desde la construcción de un detector de centelleo básico, el montaje y puesta a punto de la electrónica asociada, la realización de una calibración energética del sistema empleando fuentes radiactivas conocidas, hasta el análisis de datos. Posteriormente se presentará los resultados obtenidos en las medidas con fuentes de calibración, analizando la física subyacente para cada espectro obtenido. Además, se estudiará la dependencia de la resolución del detector y del voltaje de alimentación del fotomultiplicador, y se contrastarán las características del cristal centelleador empleado con diferentes tipos de cristales centelleadores.

4.1. Materiales

Para la construcción del detector será necesario:

- Cristal de centelleo ($\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, de nombre comercial Brilliance350)
- Cinta aislante negra
- Grasa óptica
- Tubo fotomultiplicador, modelo R5380 de Hamamatsu.
- Base del fotomultiplicador
- Fuente de alimentación de alto voltaje
- Osciloscopio
- Preamplificador
- Amplificador
- Analizador multicanal
- Fuentes radiactivas estándar de calibración (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na)

Algunos de estos elementos empleados pueden verse en la imagen mostrada en la Figura 14. El preamplificador empleado en las medidas se muestra en la Figura 15.

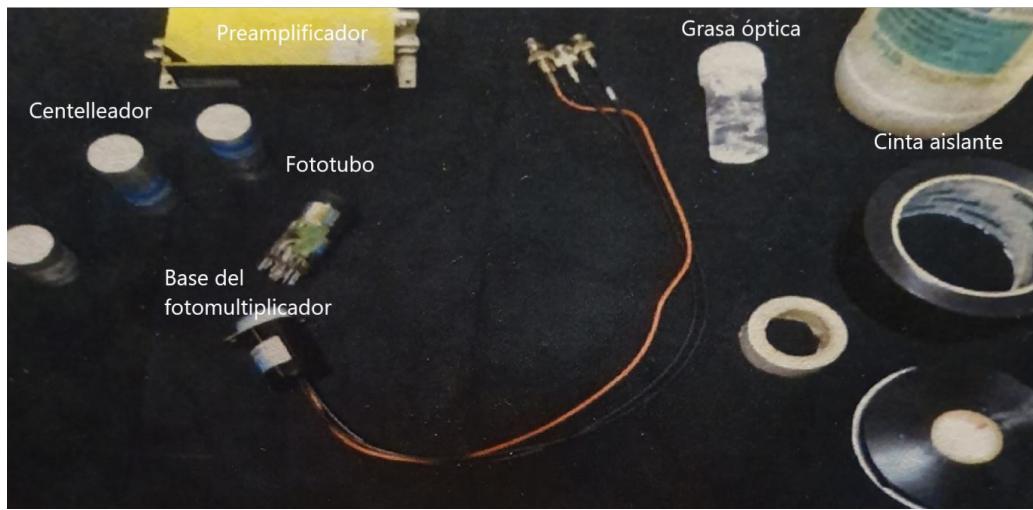


Figura 14:

Lista de materiales utilizados en la puesta a punto del centelleador de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$. Para más detalle, ver la lista dada en la sección 4.1.



Figura 15: Preamplificador empleado en las medidas

4.2. Montaje del detector

En primer lugar, es necesario limpiar la superficie del centelleador y la del tubo fotomultiplicador que estarán en contacto empleando alcohol, para eliminar cualquier rastro de suciedad. Posteriormente se aplica una capa de grasa óptica (grasa de silicio), a modo de acople óptico, sobre la superficie de contacto del cristal centelleador. A continuación se acopla el fotomultiplicador al cristal centelleador con ayuda de cinta aislante negra para fijar el acople y en suficiente cantidad para cubrir muy bien toda la zona de unión. Cualquier espacio sin cubrir que se deje permitirá el paso de luz del exterior al fotomultiplicador y eso causará una señal de ruido que distorsionará la medida. A continuación, se une la base al fotomultiplicador, de modo que este quede unido a un cable coaxial. Además, para el funcionamiento del fotomultiplicador es necesario conectar el fotomultiplicador a una fuente de alimentación de alto voltaje, cuyo valor será determinado en el siguiente apartado, para obtener la mejor resolución y cuyo rango de amplificación se encuentre en el rango energético máximo necesario en el experimento.

4.3. Resolución en energías

Como ya se ha explicado previamente, interesa que un detector tenga la resolución energética máxima (valor numérico mínimo), para poder de esta forma identificar de la forma más precisa posible la energía de las señales originadas en el detector y poder distinguir señales muy próximas entre sí. En general los detectores de centelleo tienen resoluciones energéticas bastante pobres, al menos en comparación con otro tipo de detectores, como pueden ser los detectores de semiconductor de Germanio Hiperpuro. Para calcular esta, se aplica la Ecuación (3) que básicamente representa el cociente de la anchura del pico expresado como anchura a media altura (FWHM) y su posición, expresado en porcentaje.

Se analizará como afectan los diferentes valores de voltaje suministrado al fototubo por la fuente de alto voltaje, a la resolución energética del detector. Se utilizará la fuente de ^{137}Cs , por simplicidad, puesto que esta emite una única radiación γ de 662 keV lo cual causará un único fotóptico en el espectro de energías. Es importante comprobar el voltaje que se puede suministrar al fotomultiplicador antes, puesto que este viene definido por el fabricante, y si se supera el voltaje recomendado, se puede dañar el sistema. Además, pequeñas variaciones del voltaje modificarán la respuesta del fotomultiplicador. En este caso, para el modelo de fototubo empleado (Hamamatsu modelo R5380), se debe operar siempre entre los 800 y 1600 V, según las especificaciones del fabricante. Se procede a comprobar la resolución para 1000, 1200 y 1400 V. Para ello, es necesario hallar los histogramas de pulsos para cada valor de la fuente de alto voltaje. Una vez realizado este proceso, las regiones correspondientes al pico de 662 keV se ajustan a una gaussiana, para obtener su anchura de pico σ y su centroide H_0 . A partir de la anchura de la gaussiana, mediante la relación mostrada en la Ecuación (4), se obtiene el parámetro FWHM. Con este se puede obtener la resolución energética empleando la Ecuación (3), que se multiplicará por 100 y se expresará como porcentaje.

	Voltaje (V)	Posición (canal)	FWHM (canal)	Resolución (%)	Máx. rango energético (keV)
4	1000	332	22.70	6.84	8167
	1200	665	40.77	6.13	4078
	1400	1125	67.98	6.00	2410

Cabe remarcar el hecho de que al aumentar el voltaje del fotomultiplicador, la posición del pico se desplaza a un valor de canal mayor, lo cual limita el rango energético que se puede medir ya que el espectro obtenido tiene 4096 canales. El rango medible aproximado se ha estimado para cada voltaje a partir de la extrapolación lineal de la posición de la radiación de 662 keV emitida por la fuente de ^{137}Cs . Suponiendo una calibracion lineal, el pico de 662 keV, para un voltaje de la fuente de 1000 V por ejemplo, está en el canal 332, por lo tanto el canal 4096 equivale a una energia de 8167 keV, que corresponde al máximo rango de energía medible en el espectro obtenido para ese valor del voltaje de la fuente. Los datos referentes a estas 3 medidas variando el voltaje del fotomultiplicador, se recopilan en la tabla 5.4.

La mejor resolución energética se consigue con un voltaje de alimentación de 1400 V, aunque la diferencia en la resolución entre este valor de voltaje y el de 1200 V no es significativa. También se observa que a medida que la resolución mejora, disminuye el rango energético máximo del detector, por lo que es necesario establecer un equilibrio entre la resolución y el rango energético. Se elige poner la fuente de voltaje del fotomultiplicador en 1200 V, como un valor de compromiso entre buena resolución energética (6.13 %) y un rango energético de medida no demasiado pequeño, hasta unos 4000 keV.

4.4. Tratamiento de la señal

Tras la puesta a punto del detector de centelleo de última generacion de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ se ha procedido a tomar medidas con diferentes fuentes de calibracion con el objetivo de caracterizar las señales electrónicas en cada elemento de la cadena y realizar la calibracion en energías del detector.

La señal procedente del fotomultiplicador se pasará mediante el cable coaxial al preamplificador, al amplificador y finalmente al analizador multicanal, tal y como se mostraba en la Figura 9. Se procederá a analizar las diferentes señales medidas a lo largo de este proceso con la ayuda del osciloscopio, una vez colocadas las fuentes radioactivas junto al cristal centelleador. La primera señal observada será la proveniente del tubo fotomultiplicador (ver Figura 16). La señal de salida del preamplificador se muestra en la Figura 17, que corresponde al siguiente elemento en la cadena electrónica, el preamplificador (ver Figura 15). La última señal medida con el osciloscopio es la salida del amplificador, que se puede ver en la Figura 18, y es la señal requerida por el Analog to Digital Converter (ADC) o MultiChannel Analyzer (MCA) para generar el correspondiente espectro de energías.

A continuación se analiza detalladamente cada una de las señales mencionadas anteriormente. Se observa que la amplitud de la señal aumenta a medida que esta pasa a través de la electrónica.

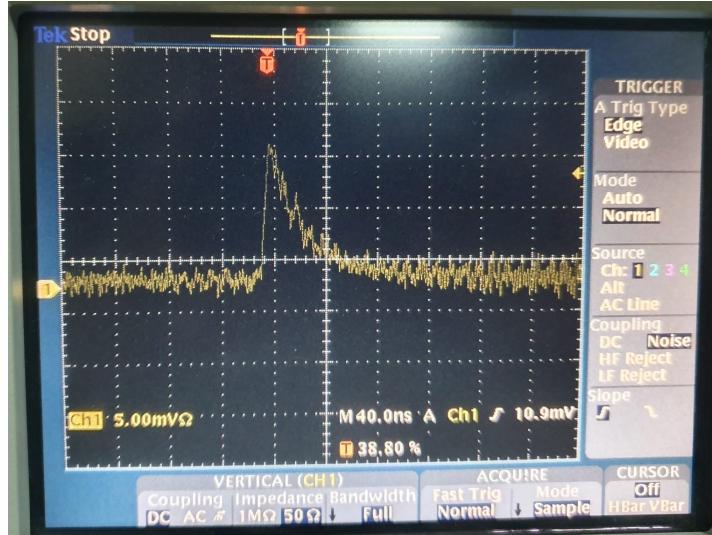


Figura 16: Señal de salida del tubo fotomultiplicador con polaridad positiva.

En la señal procedente del fotomultiplicador, mostrada en la Figura 16, la amplitud del pulso es de unos $14 +/ - 1$ mV, mientras que en la señal de salida del preamplificador, mostrada en la Figura 17, la amplitud aumenta a unos $90 +/ - 10$ mV. Finalmente, tras atravesar el amplificador (señal mostrada en la Figura 18), la señal aumenta hasta unos $640 +/ - 40$ mV. Mediante este proceso, se genera una señal de amplitud suficiente como para ser procesada y clasificada por el MCA.

También se puede observar como va variando la forma de este pulso. A la salida del fotomultiplicador y del preamplificador estas señales son analógicas con una cola larga, y de una duración de la señal de 80 nanosegundos (ns) para la señal del fotomultiplicador y 120 microsegundos (μ s) para la señal del preamplificador. Como se puede ver la señal de salida del preamplificador es más lenta al ser su duración tres órdenes de magnitud mayor que la del fotomultiplicador. El amplificador integra la carga recogida y da forma gaussiana a los pulsos, cuya altura es proporcional a la integral de carga de la señal del preamplificador (y la de este, a su vez, proporcional a la de salida del fotomultiplicador).

Posteriormente el MCA/ADC digitaliza el valor de altura del pulso gaussiano procedente del amplificador en una cierta escala, que en el sistema empleado es de 0-8 voltios y que consta de 4096 canales. Las señales digitales del MCA de distinta altura se colocarán en el histograma en valor creciente de su amplitud. Se calibrarán los datos de este histograma, cuyo eje horizontal lo constituyen los canales (cada una de las 4096 divisiones) asignados en función de la amplitud del pulso, y el eje vertical el número de veces que se repiten señales de la misma amplitud. El objetivo de la calibración es hacer corresponder el número de canal con la energía correspondiente al electrón proveniente del rayo γ , y de esta forma realizar la calibración en energías del detector y conseguir una espectroscopía γ de las fuentes radiactivas empleadas.

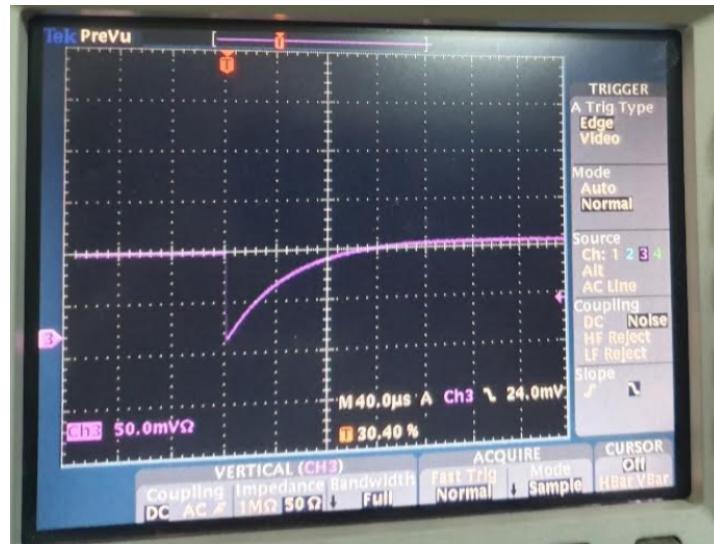


Figura 17: Señal generada por el preamplificador

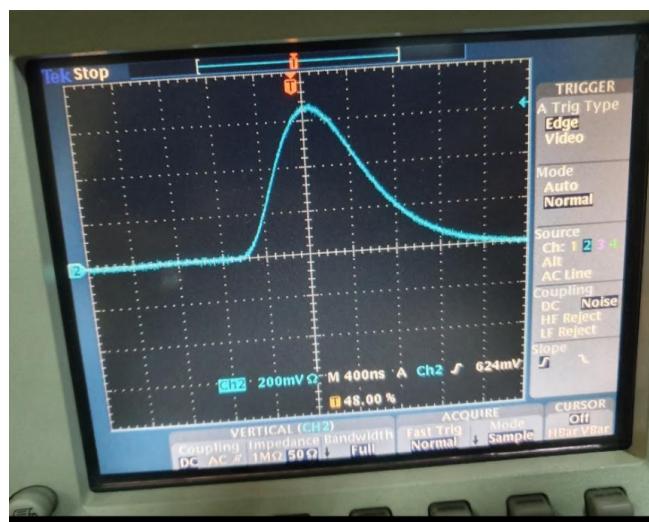


Figura 18: Señal generada por el amplificador.

5. Resultados y análisis

5.1. Descripción de las fuentes de calibración utilizadas.

A continuación se describen las fuentes de calibración utilizadas en este trabajo.

5.1.1. ^{137}Cs

El Cesio-137 sufre una desintegración β^- a un núcleo estable de ^{137}Ba . Este proceso reduce la muestra de ^{137}Cs a la mitad en 30.07 años ($T_{1/2} = 30.07$ años). La desintegración β^- es un proceso mediado por la fuerza débil en el que se transforma un neutrón en un protón en el interior del núcleo, transformando ^{137}Cs en ^{137}Ba , y emitiendo un electrón y un antineutrino. El ^{137}Ba resultante estará en el 5.4 % de los casos en estado fundamental, y solo se emitirá el electrón y el antineutrino, y en el 94.6 % estará en estado excitado a 661.65 keV, y se desexcitará muy rápidamente, emitiendo un rayo γ de esa energía (ver esquema de desintegración en Figura 19). En este último caso tendremos la emisión de un rayo γ , un electrón y un antineutrino. El rayo gamma emitido puede producir efecto fotoeléctrico o Compton y arrancar el electrón de la capa K, en cuyo caso se emiten rayos X procedentes de la cascada de electrones de capas superiores, para llenar esa vacante generada en la capa K. Cuando otro electrón rellena ese hueco en la capa K del átomo de ^{137}Ba , se emiten rayos X con una energía característica para cada elemento (en este caso, 32.19 keV).

5.1.2. ^{22}Na

El Sodio-22 sufre una desintegración β^+ , emitiendo un positrón y un neutrino, y generando en el 90.4 % de los casos un núcleo estable de ^{22}Ne excitado (ver esquema de desintegración en Figura 20). El periodo de semidesintegración, $T_{1/2}$, del ^{22}Na es de 2.6 años. El neón excitado se desexcita emitiendo un rayo γ de 1274 keV. Los positrones emitidos se aniquilan con los electrones de su entorno, emitiendo dos fotones de 511 keV cada uno que viajarán en direcciones opuestas. En el restante 9.6 % de los casos, el ^{22}Na se desintegra poblando el estado fundamental, produciéndose dos rayos γ de 511 keV por aniquilación del positrón, y un neutrino.

5.1.3. ^{60}Co

El Cobalto-60 sufre desintegración β^- , que en el 99.88 % de los casos puebla un estado excitado en el núcleo hijo ^{60}Ni a 2505 keV de energía de excitación, emitiendo un electrón con energía máxima de 318 keV, y un antineutrino (ver esquema de desintegración en Figura 21). El periodo de semidesintegración, $T_{1/2}$, del ^{60}Co es de 5.27 años. Este estado se desexcita mediante una transición γ a otro estado excitado de 1332 keV de energía, con la emisión de un rayo γ de

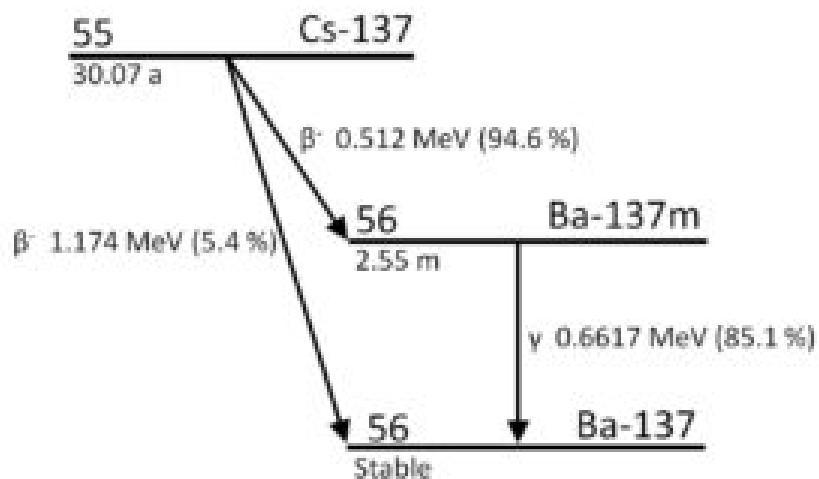


Figura 19: Diagrama de desintegración radioactiva del ^{137}Cs . Imagen tomada de Ref.[7]

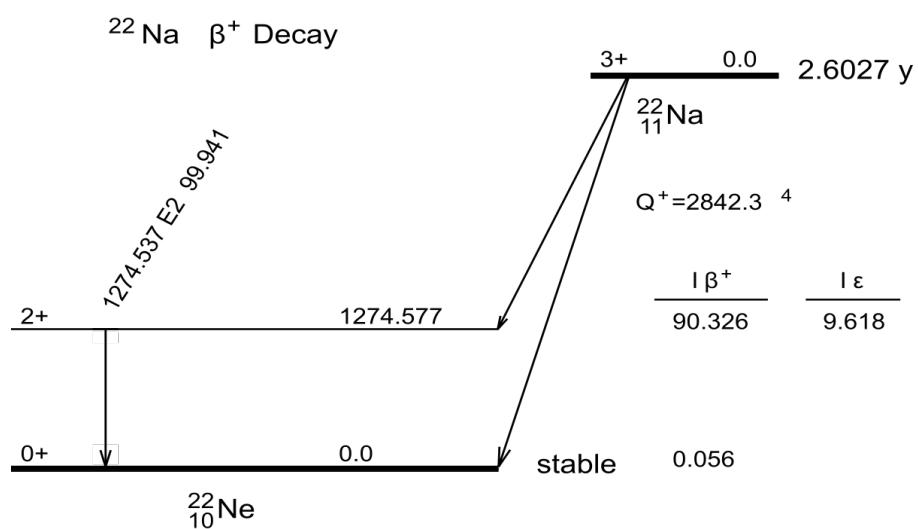


Figura 20: Diagrama de desintegración radioactiva del ^{22}Na . Imagen tomada de Ref.[8]

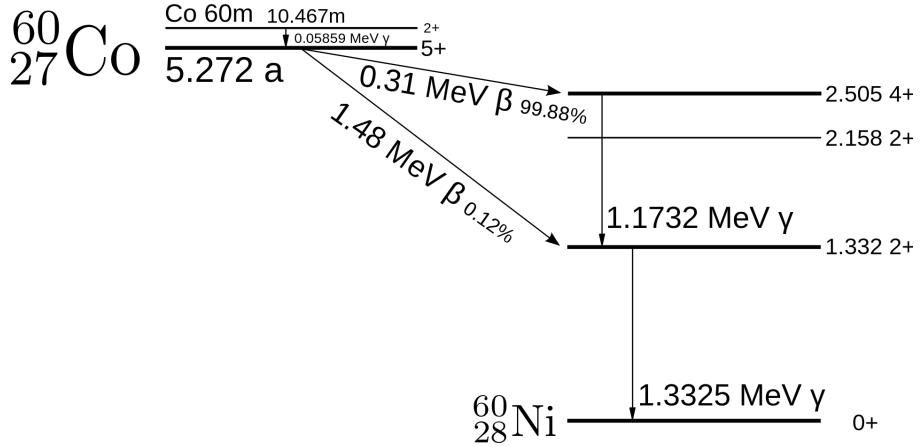


Figura 21: Diagrama de desintegración radioactiva del ^{60}Co . Imagen tomada de Ref.[9]

1173 keV, y a continuación, el estado fundamental se alcanza con la emisión de otro rayo γ de 1332 keV. La emisión de estos dos rayos γ está encadenada y ocurre en un tiempo muy inferior al de respuesta de la electrónica empleada.

5.2. Calibración

Para llevar a cabo estas medidas de calibración, la fuente radioactiva se coloca lo más próxima posible al detector, a aproximadamente 1-2 cm del cristal centelleador y se aplica un voltaje de 1200 V al fotomultiplicador. Se emplea el software ROOT [6] para el tratamiento y análisis de datos, y las fuentes radioactivas descritas con anterioridad, de ^{137}Cs , ^{22}Na y ^{60}Co (cuyos esquemas de desintegración radioactiva se muestran en las Figuras 19, 20 y 21 respectivamente), para realizar una calibración en energías del detector. Con dos radiaciones γ conocidas sería suficiente para realizar una calibración lineal en energías. Sin embargo, en este caso, para realizar la regresión lineal se emplea la información procedente de las 3 fuentes de calibración de que se dispone. De esta forma se obtendrá una mejor calibración, siendo más fiable que si se hubiese utilizado únicamente dos puntos.

Se selecciona cada uno de los picos, y con ROOT se ajusta a una gaussiana. Posteriormente se tomará su centroide, que será proporcionado por el software.

En el caso del ^{22}Na (es un isótopo β^+), se emite radiación gamma de 511 keV debida a la aniquilación del positrón emitido y 1274 keV en la desexcitación del estado excitado poblado en la desintegración. Esto dará lugar a dos fotopicos ubicados a esas dos energías, como se recoge en la tabla 5.2. Las regiones correspondientes a estos picos, ajustados a una gaussiana, quedan de la forma mostrada en las figuras 24 y 26. ROOT [7] proporciona los centroides de cada gaussiana (canal 544 y 1283 respectivamente). De esta forma se hallan los centroides para los fotopicos del ^{60}Co (1173 keV y 1332 keV), correspondientes a los canales 1175 y 1335 y a las figuras 27 y 28 respectivamente, y el pico del ^{137}Cs (662 keV) correspondiente al canal 690, y a

Fuente	Canal	Energía tabulada (keV)
^{22}Na	544	511
^{137}Cs	690	661.7
^{60}Co	1175	1173.2
^{22}Na	1283	1274.6
^{60}Co	1335	1332.5

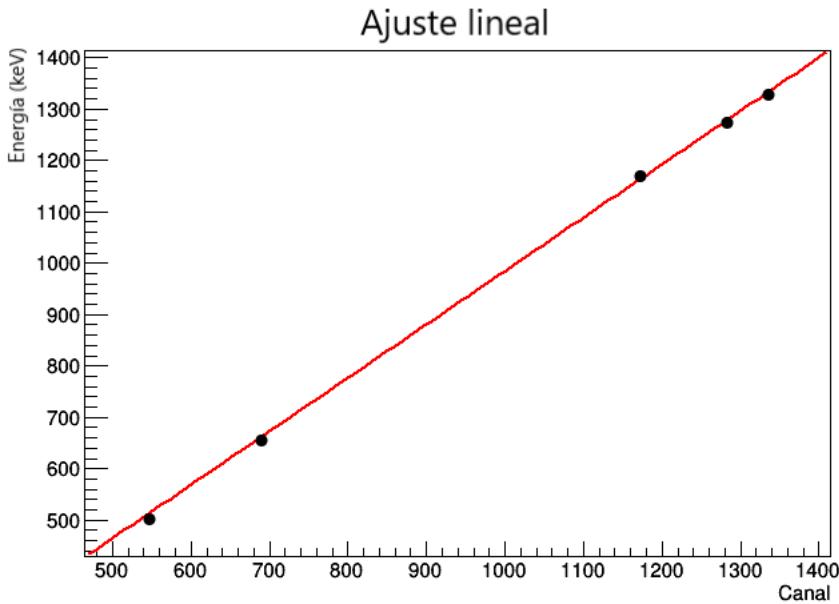


Figura 22: Ajuste lineal para obtener la ecuación de calibración lineal: $E = 1.0395 * n_c - 54.7$ donde E representa la energía expresada en keV y n_c es el número de canal.

la figura 24).

Con estos 5 puntos mostrados en la tabla superior se realiza una regresión lineal (ver Figura 22), resultando la siguiente recta de calibración

$$E(\text{keV}) = 1.0395 * n_c - 54.7(\text{keV})$$

que proporciona la relación entre canal y energía.

La representación de los residuos entre la energía nominal obtenida de la calibración y la energía tabulada de los fotópicos se representa en la Figura 23. En esta gráfica se observa que la calibración no presenta sesgo, puesto que los puntos que representan los errores se encuentran tanto por encima como por debajo de la recta roja, que representa el error cero. Teniendo en cuenta que el detector presenta una resolución del 5.55 % a 1173.2 keV (consultar Tabla 5.4), es decir, de unos 65.1 keV, y que las desviaciones son inferiores a 2 keV, se puede decir que se obtiene un ajuste satisfactorio de calibración en energías.

Con la recta de calibración se transforma los datos proporcionados por el MCA en el espectro en energía de los diferentes elementos. Una vez conocidos los procesos más comunes de inter-

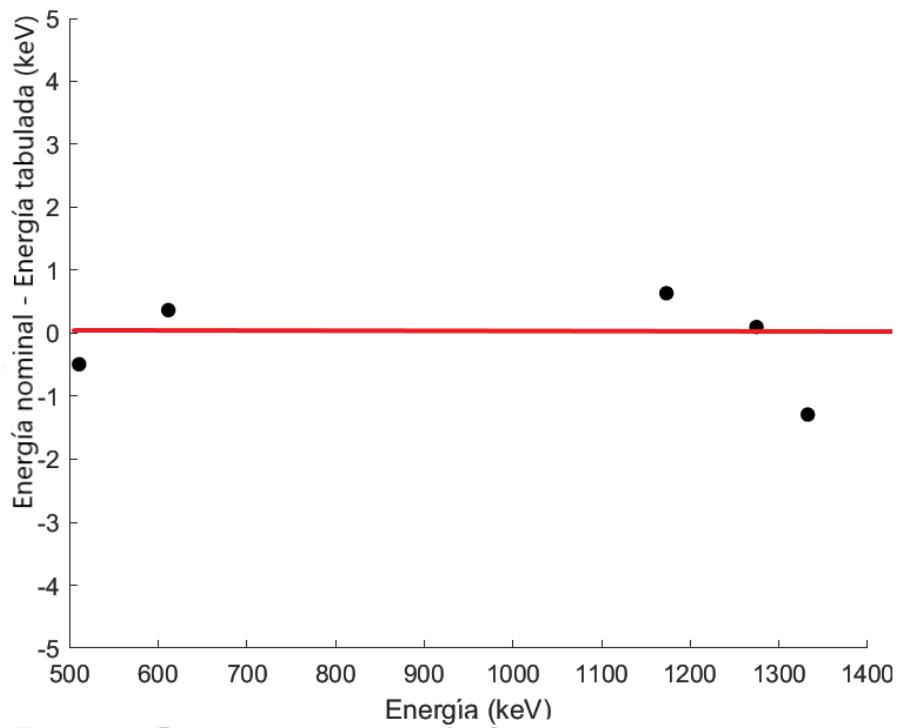


Figura 23: Gráfica que representa los residuos entre la energía nominal obtenida de la calibración y la energía real de los fotopicos.

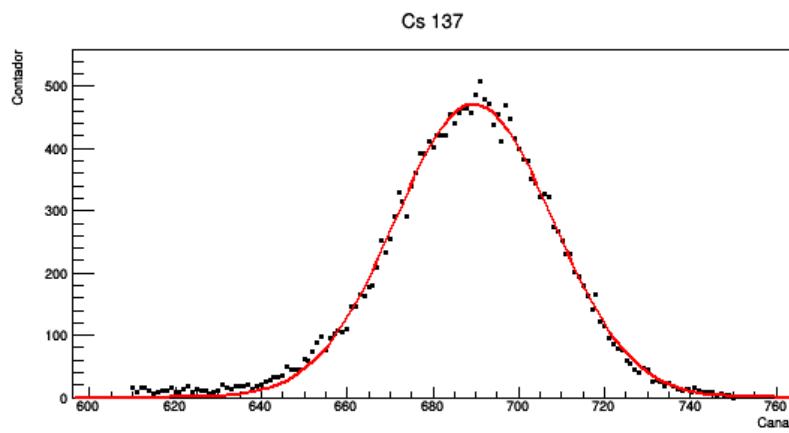


Figura 24: Parte del espectro correspondiente al pico de 661.7 keV del ^{137}Cs , ajustado a una gaussiana. Los puntos negros corresponden al espectro experimental, y la línea roja al ajuste a función gaussiana de parámetros FWHM = 42.96 keV y centroide en el canal 687.

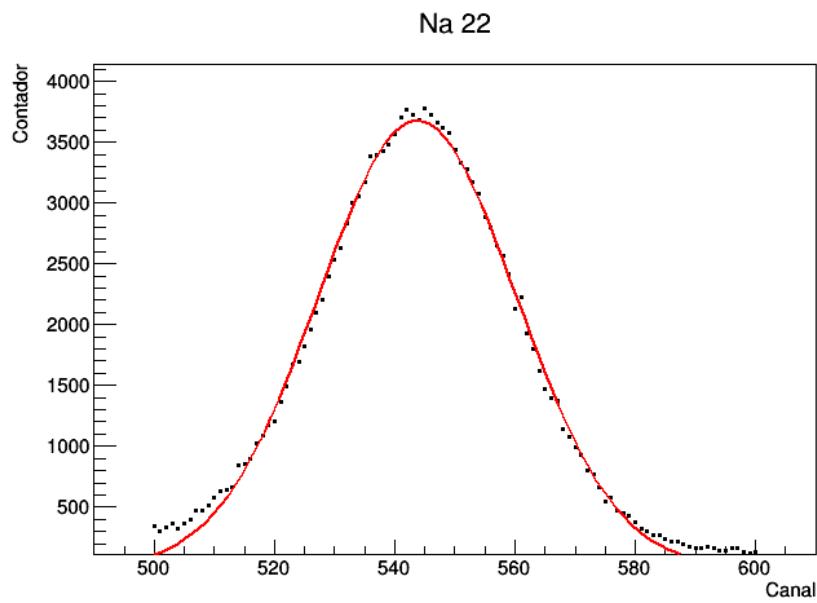


Figura 25: Parte del espectro correspondiente al pico de 511 keV del ^{22}Na , ajustado a una gaussiana. Los puntos negros corresponden al espectro experimental, y la línea roja al ajuste a función gaussiana de FWHM = 38.77 keV y centroide en el canal 544.

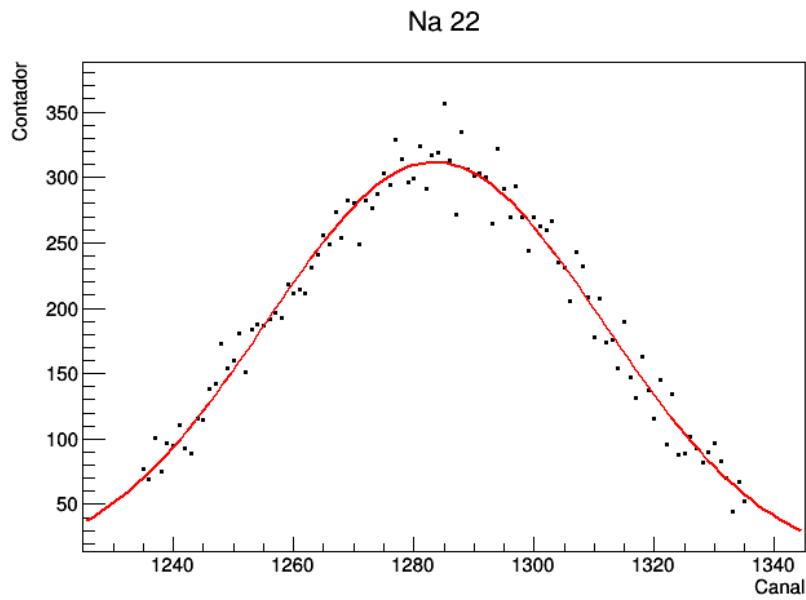


Figura 26: Parte del espectro correspondiente al pico de 1274.6 keV del ^{22}Na , ajustado a una gaussiana. Los puntos negros corresponden al espectro experimental, y la línea roja al ajuste a función gaussiana de FWHM = 66.04 keV y centroide en el canal 1283.5.

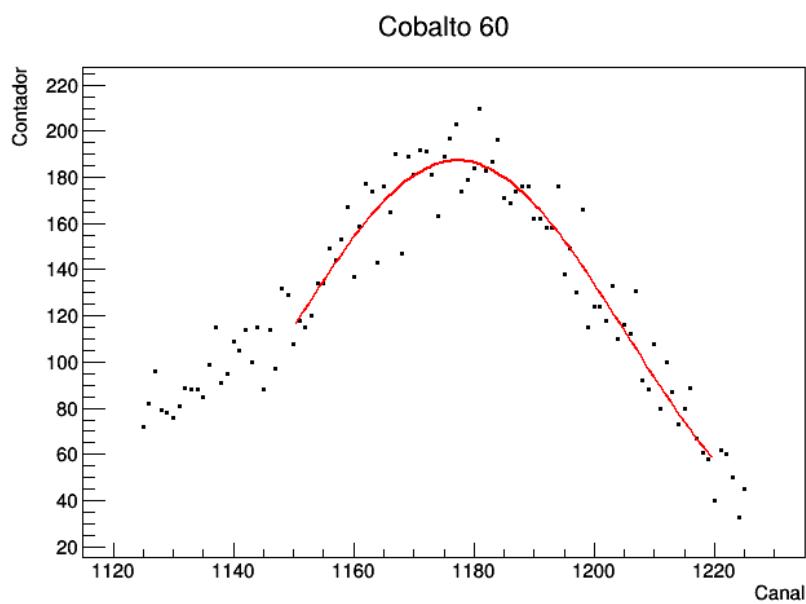


Figura 27: Parte del espectro correspondiente al pico de 1173.2 keV del ^{60}Co , ajustado a una gaussiana. Los puntos negros corresponden al espectro experimental, y la línea roja al ajuste a función gaussiana de FWHM = 67.21 keV y centroide en el canal 1180. Cabe destacar que este fotopico está localizado junto al borde Compton del fotopico de 1332.5 keV que le afecta al lado izquierdo del pico. Por ello el límite inferior del ajuste gaussiano se ha aumentado algo para evitar la influencia de dicho borde Compton.

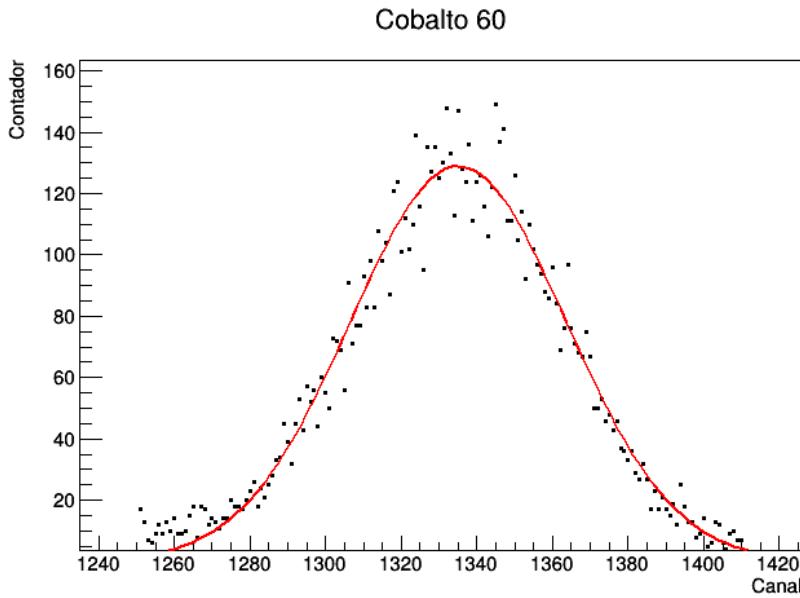


Figura 28: Parte del espectro correspondiente al pico de 1332.5 keV del ^{60}Co , ajustado a una gaussiana. Los puntos negros corresponden al espectro experimental, y la línea roja al ajuste a función gaussiana de FWHM = 72.22 keV y centroide en el canal 1335.

acción de radiación con la materia, se procede a analizar los fenómenos físicos que se pueden identificar en cada uno de los espectros.

5.3. Espectros obtenidos

5.3.1. ^{137}Cs

El espectro obtenido con la fuente de ^{137}Cs se muestra en la Figura 29. En este espectro destaca el pico localizado a 662 keV. Este pico corresponde a la transición de desexcitación del primer estado excitado de ^{137}Ba . Como ya se ha explicado, la radiación γ interacciona con la materia de varias formas. En el rango energético en el que estamos trabajando, dos procesos son importantes: el efecto fotoeléctrico y el efecto Compton. El pico en 662 keV se explica con el efecto fotoeléctrico. Se ve claramente que su forma corresponde a la de la previamente explicada Figura 13. Dado que para una misma energía del fotón incidente el detector no dará lugar al mismo número de fotones cada vez, el fotopico del espectro no consiste en un único canal, sino que muestra una cierta anchura.

Otro elemento importante en la espectroscopía será el borde de Compton. Como ya se ha explicado anteriormente, en la interacción de Compton existe una energía máxima que el rayo γ puede ceder al electrón, y se da cuando el ángulo de dispersión es de 180° . Se puede conocer la posición de este borde, aplicando la ecuación 1, para el extremo $\theta = \pi$, sabiendo que $h\nu =$

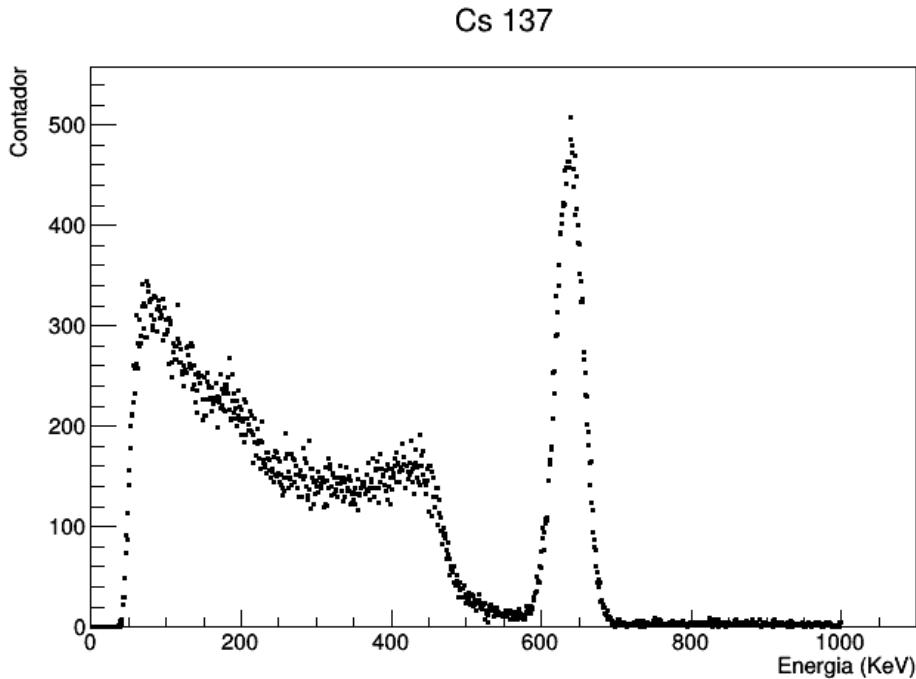


Figura 29: Espectro obtenido con la fuente de ^{137}Cs .

662 keV, y $m_e c^2 = 511$ keV, el borde de Compton resulta en 477 keV. Por debajo de esta energía, observamos la denominada meseta de Compton, es decir, la distribución de energías de los electrones dispersados, predichas por la ecuación de Klein-Nishina. Experimentalmente se observa un efecto que escapa a lo explicado anteriormente. La meseta no cae a cero antes de llegar al fotopico correspondiente sino a un valor intermedio. Esto se debe a que, dado el tamaño del detector, no es despreciable la ocurrencia de choques múltiples de tipo efecto Compton, que posibilita que algunos electrones tengan energía mayor a la del borde Compton. A una energías en torno de los 200 keV, se observa otro pico. Este, comúnmente denominado pico de retrodispersión, es provocado por rayos γ que han interactuado por dispersión de Compton con algún material cercano al detector, y son dispersados de vuelta hacia el cristal. Los rayos γ dispersados más de $110\text{-}120^\circ$, emergirán en el rango de los 200-250 keV.

Además, se produce el fenómeno de Bremsstrahlung, o radiación de frenado, que contribuye al gran número de sucesos observado en el rango de energías mas bajas. Esto sucede ya que las partículas β^- pueden interaccionar con materiales que rodean el detector, produciendo esta radiación de frenado. Su máxima energía es la energía cinética de la partícula β^- que en el caso de esta fuente de ^{137}Cs es de 514 keV. Por último, debería verse otro pico en torno a los 32 keV se debe a la radiación X característica del ^{137}Ba , sin embargo, debido al elevado ruido electrónico a bajas energías, el umbral de detección se establece a 50 keV, por lo que también se deduce que el aparente pico a 50 keV es artificial. Este pico se forma al cortar el espectro de radiación de frenado, cuyo numero de cuentas crece al decrecer la energia, con el umbral aplicado a unos

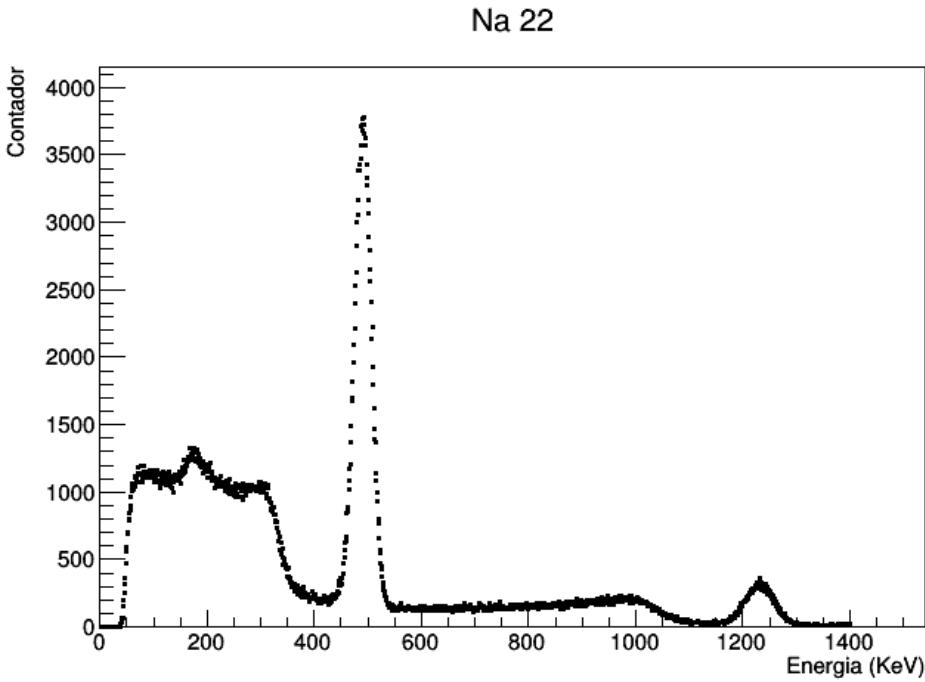


Figura 30: Espectro obtenido con la fuente de ^{22}Na .

45-50 keV para eliminar el ruido de baja energía del espectro. De no haberlo establecido, el ruido electrónico habría perjudicado la calidad de la señal obtenida, ya que hubiese aumentado enormemente el tiempo muerto del sistema.

5.3.2. ^{22}Na

En el espectro del ^{22}Na , el fotopico se encuentra a una energía de 1274.5 keV. El borde de Compton del fotopico, según la ecuación 1, se halla en 1062 keV, y su correspondiente meseta, que se extiende desde cero hasta esa energía. Sin embargo, a diferencia del espectro del ^{137}Cs , el ^{22}Na posee otro pico, a 511 keV, generado por la aniquilación de los positrones. Este pico de aniquilación poseerá su propio borde de Compton, en torno de los 300 keV. La gran cantidad de cuentas en este pico se puede justificar por varias razones: por una parte, se emiten dos fotones de 511 keV, en vez de uno, como en el fotopico, y por otra parte, por cuestiones de sección eficaz, cuando la energía es mas baja la probabilidad del fotopico es muy superior a la de que se produzca un suceso de Compton. Alrededor de los 190 keV se halla el pico de retrodispersión, tanto para el pico de 511 keV, como para el de 1274.5 keV.

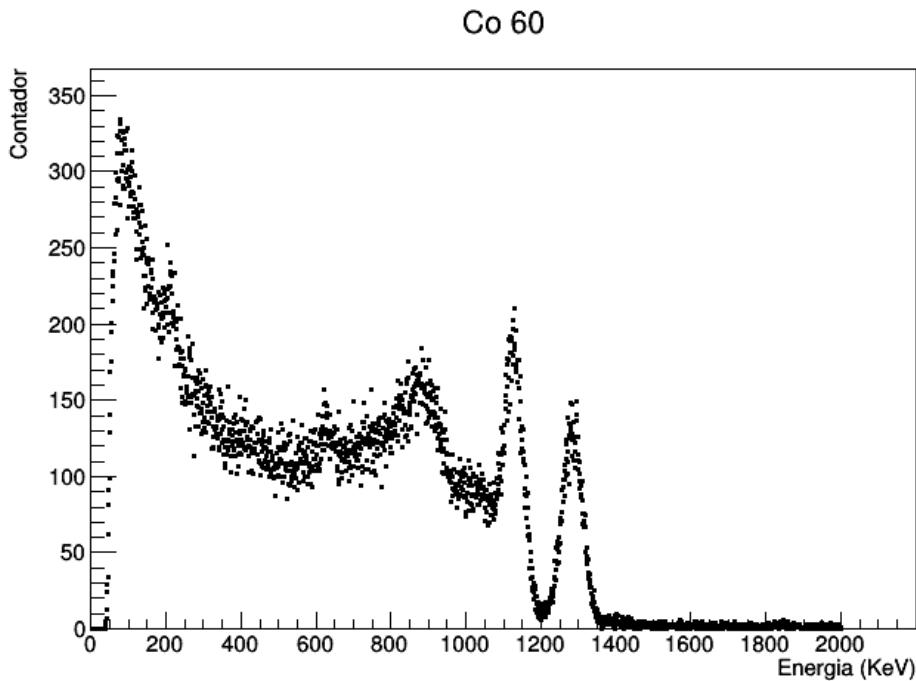


Figura 31: Espectro obtenido con la fuente de ^{60}Co .

5.3.3. ^{60}Co

El ^{60}Co emite un gamma de 1173 keV, y otro de 1333 keV (como se explica en la sección 5.1.3). El borde de Compton de la línea con la energía más alta (1333 keV) se halla en 1119 keV (ecuación 1), es decir, se encuentra en el borde de baja energía del segundo fotopico (1173 keV) y lo deforma. Esto explica que, a pesar de que según su desintegración radioactiva, ambos picos deberían de ser de la misma altura (incluso el fotopico de 1333 debería ser ligeramente mayor, puesto que en un 0.12 % de los casos el Cobalto-60 se desintegra en un estado de energía menor, emitiendo solamente un rayo γ de 1333 keV), el fotopico de 1173 keV posee mayor altura que el fotopico de mayor energía. El borde de Compton para el fotopico de menor energía se halla en 855 keV (ecuación 1), y el pico de retrodispersión se halla en 227 keV.

Además, se produce también el fenómeno de Bremsstrahlung, que contribuye al gran número de sucesos observado en el rango de energías mas bajas. Esto sucede ya que las partículas β^- pueden ser absorbidas por materiales que rodean el detector, produciendo esta radiación de frenado. Su máxima energía es la energía cinética de la partícula β^- , cuyo valor es en este caso del ^{60}Co de 317 keV. Al igual que en el caso del ^{137}Cs , se genera un pico artificial a baja energía como consecuencia del efecto causado por el corte del umbral en la electrónica sobre la zona donde se encuentra la radiación de frenado.

Fuente	Posición(Canal)	Posición(keV)	FWHM (keV)	Resolución (%)	Resolución NaI(Tl) (%) [4]
^{22}Na	544	511	39	7.6	7.5
^{137}Cs	687	661.7	43	6.5	7.0
^{60}Co	1180	1173.2	65	5.6	6.0
^{22}Na	1283.5	1274.6	66	5.1	5.6
^{60}Co	1335	1332.5	67	5.0	5.4

5.4. Estudio de la resolución en energía

En este apartado se describe como se han analizado los datos y se resume mediante una tabla y una gráfica los resultados obtenidos. El análisis de los espectros γ se ha realizado utilizando la subrutina consistente en la selección de la gaussiana en el histograma de canales, la creación de un archivo en formato .txt, individual para cada gaussiana, que posteriormente se representará en el software ROOT empleando la función de ajuste gaussiano. Tras ajustar estos picos a gaussianas sin fondo, el software proporcionará σ , que se empleará para el cálculo del parámetro FWHM, y posteriormente, de la resolución. Se ejemplificará este proceso empleando la fuente de ^{137}Cs . A partir del histograma obtenido en el laboratorio, se selecciona la región correspondiente al pico correspondiente a 662 keV. Se ajusta a una gaussiana (ver Figura 24), y ROOT [7] proporciona la posición del centroide de esa gaussiana en canales (689.57, que se aproxima a 690 puesto que los canales son números enteros), y el valor de σ (18.281). Este valor se multiplicará por 2.35, aplicando la ecuación 4, para obtener el FWHM, y posteriormente, la resolución 3. Esto se puede hacer ya que todos los valores están en canales, por lo tanto se conservará la proporción.

A pesar de que, tal y como se muestra en la tabla 5.4, la diferencia entre la resolución del detector de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ y el del $\text{NaI}(\text{Tl})$ no sea muy elevada (aproximadamente 0.5 % para la mayoría de los casos), cabe destacar que esta ha de ser multiplicada por la energía, lo que proporcionará la cantidad de error en keV. Por ejemplo, para el ^{22}Na , mientras que con el centelleador de $\text{NaI}(\text{Tl})$ la resolución sería de unos 71.4 keV, empleando el centelleador de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, la resolución es mejor de 65.0 keV, obteniendo de esta forma unos 6.4 keV adicionales de resolución.

Los puntos experimentales se han ajustado a curvas de la forma " $a + b/\sqrt(E)$ ", donde a y b son constantes y la energía se expresa en keV (Figura 32). La línea roja muestra la resolución obtenida para el cristal centelleador de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, mientras que las líneas azul y negra muestran las resoluciones para cristales de $\text{NaI}(\text{Tl})$ y $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, respectivamente, según datos tomados de la Referencia [4].

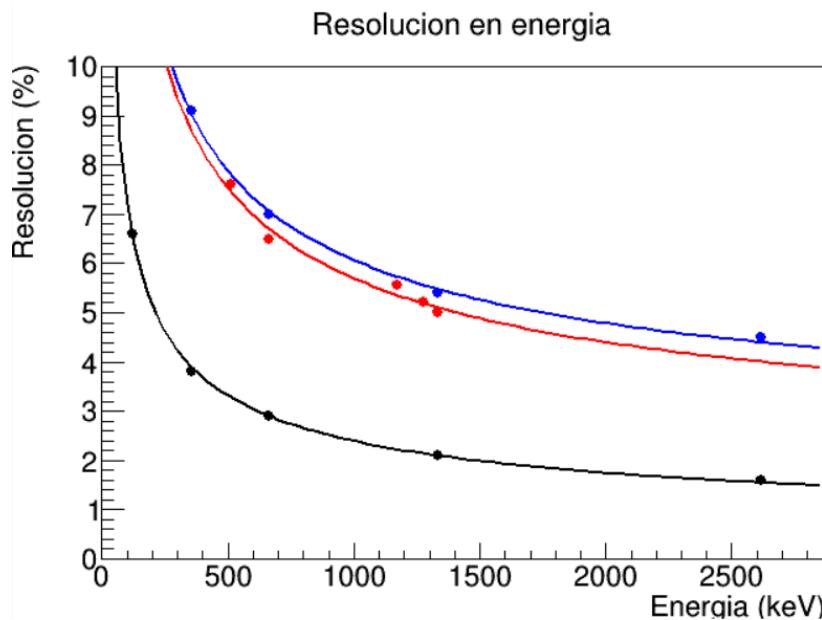


Figura 32: Resolución en energía como función de la energía de la radiación γ para un cristal de NaI(Tl) (azul) y LaBr₃(Ce) (negro) según Ref. [4] y LaCl₃(Ce) (rojo) obtenida en este trabajo. Estos valores se han ajustado a curvas de la forma $(1.26 + 140.40)/\sqrt{(E)}$ para el LaCl₃, $/(1.69 + 138.57)\sqrt{(E)}$ para el NaI(Tl) y $/(0.16 + 70.53)\sqrt{(E)}$ para el LaBr₃, donde E representa la energía en keV.

6. Conclusiones

Mediante el uso de 3 fuentes radiactivas conocidas (^{137}Cs , ^{22}Na y ^{60}Co) es posible realizar una calibración adecuada del sistema de detección formado por el detector de centelleo de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ acoplado a un fotomultiplicador y la consiguiente cadena electrónica (preamplificador, amplificador y ADC). Se han analizado los espectros de las 3 fuentes radioactivas empleadas y se ha explicado el origen físico de los aspectos relevantes de cada espectro.

La resolución del sistema resulta suficiente como para identificar los principales fenómenos de interacción de la radiación γ con la materia. Además, se ha observado que la resolución en energía del sistema mejora con el aumento de voltaje de la fuente de alimentación del fotomultiplicador, hasta aproximadamente una resolución del 6.0 % para la transición de 662 keV del ^{137}Cs , para 1400 V de alimentación. Además, se concluye que si se varía el voltaje del fotomultiplicador a partir de 1200 V hay una ligera mejoría en la resolución, pero se pierde rango energético en el intervalo de medida, de manera que este queda reducido a 0-2410 keV para 1400 V, en comparación con 0-4077 para 1200 V. Por ello todas las medidas de calibración del sistema se han realizado a 1200 V.

Este trabajo pone de manifiesto el aumento de resolución de los cristales centelleadores de última generación tipo $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ frente a los cristales centelleadores más ampliamente utilizados hasta ahora, como son los de $\text{NaI}(\text{Tl})$, cuya resolución se encuentra en torno del 7 % para la transición de 662 keV del ^{137}Cs . Los cristales centelleadores como $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ tienen no solo mejor resolución, si no que además su respuesta temporal es más rápida lo cuál permite trabajar con tasas de conteo más altas. Hoy en día existen en el mercado nuevos centelleadores como $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, con una resolución aún mejor que los cristales de $\text{NaI}(\text{Tl})$ y $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, y una respuesta temporal similar o incluso más rápida que la del $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, teniendo una respuesta temporal caracterizada por su tiempo de caída ("decay time") que pasa de unos 250 ns para el $\text{NaI}(\text{Tl})$ a 28 ns para el $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ o 16 ns para el $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, se gana un orden de magnitud pasando de los 250 ns en el $\text{NaI}(\text{Tl})$, a los 28 ns en el $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, hasta incluso 16 ns en el caso del $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ [4] .

7. Bibliografía

Bibliografía

- [1] Robley D. Evans. *The Atomic Nucleus*. Mc-Graw Hill, Massachusetts Institute of Technology, 1955.
- [2] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement, 3rd edition*. John Wiley and Sons, New York, 1993.
- [3] <http://csn.ciemat.es/MDCSN/portal.do?IDM=12&NM=1>
- [4] <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/brilliance-scintillators-performance-summary.pdf>
- [5] https://en.wikipedia.org/wiki/Klein%2880%93Nishina_formula
- [6] <https://root.cern/>
- [7] <http://www.spectrumtechniques.com/products/sources/isotope-generator-kit/>
- [8] <http://ns.ph.liv.ac.uk/~ajb/radiometrics/glossary/sodium22.html>
- [9] <https://www.pngegg.com/en/png-iilxo>