

Universidad Rey Juan Carlos

Escuela Superior de Ciencias Experimentales y Tecnología



GRADO EN CIENCIAS EXPERIMENTALES

Curso académico 2020/2021

Trabajo Fin de Grado

Estudio de la respuesta luminosa del detector CEPA a la radiación gamma en función de la posición de la fuente

Autora: Katixa Silva Rodríguez

Director: José Antonio Briz Monago

Codirector: Javier Used Villuendas

Supervisores IEM-CSIC:

María José García Borge

Olof Tengblad

JULIO 2021

Agradecimientos

A los investigadores del Grupo de Física Nuclear Experimental del IEM-CSIC y a mis tutores que creyeron en mi y me dieron la confianza suficiente para llegar hasta el final.

A mi madre, por enseñarme que soy capaz de todo lo que me proponga.

Resumen:

Se caracterizan y estudian 2 sistemas phoswich de un detector de radiación CEPA para cuantificar los cambios en la respuesta luminosa cuando varía la profundidad de interacción de la radiación gamma que queremos detectar. Los resultados obtenidos concluyen que existe una relación entre la posición de la fuente de ^{137}Cs y las características de los espectros obtenidos, como la posición del centroide, el área del fopico o la resolución en energía. Los resultados de este estudio ayudarán a entender y mejorar la estructura del detector CEPA del calorímetro CALIFA para su utilización en el experimento R³B de la instalación FAIR (*Facility for Anti-proton and Ion Research*) en Darmstadt, Alemania.

Índice

1. Introducción	3
2. Objetivos	6
3. Interacción de la radiación γ con la materia	6
4. Metodología experimental	13
4.1. Cristales centelleadores y configuración phoswich	13
4.2. Tubo fotomultiplicador	17
4.3. Cadena electrónica	18
4.4. Factores que influyen en la pérdida de luz en el interior del detector centelleador	21
4.5. Metodología de medida	23
4.6. Calibración en energía	28
4.7. Resolución en energía	33
5. Resultados y discusión	34
5.1. Análisis preliminar	34
5.2. Cálculo de la resolución en energía	41
5.3. Cuantificación de las variaciones en los parámetros de los espectros a lo largo de cada cristal	43
5.3.1. Posición de la transición en el espectro	43
5.3.2. Resolución en energía	45
5.3.3. Área neta de las líneas del espectro	47
5.4. Análisis de las variaciones en las propiedades de los espectros de un cristal a otro	49
5.5. Análisis de las variaciones en las propiedades de los espectros de una cara a otra del mismo cristal	50
5.6. Discusión	51
6. Conclusiones	53

1. Introducción

FAIR (*Facility for Anti-proton and Ion Research*) es una instalación internacional que actualmente se encuentra en construcción en Alemania, constituye una ampliación de las instalaciones del laboratorio GSI (Darmstadt). Será la instalación de física nuclear más grande de Europa y proporcionará haces primarios de alta energía (hasta 1.5 AGeV) y muy intensos acelerando desde partículas pequeñas como protones (p) hasta átomos pesados de Uranio (U). Una de las capacidades experimentales que ofrecerá, será la producción de haces secundarios intensos mediante la técnica de fragmentación de proyectiles en vuelo, acelerados con la ayuda del espectrómetro magnético Super-FRS diseñado para ese fin.

R³B (*Reactions with Relativistic Radioactive Beams*) [1] es un sistema experimental de detección multipropósito que se ubicará en la rama de alta energía del *Super-FRS*. El propósito del experimento R³B es la investigación de reacciones inducidas por haces radiactivos a energías relativistas. Este proyecto permitirá realizar estudios de reacciones de haces relativistas de energías próximas a 1 AGeV, es decir, protones a 1 GeV y ²³⁸U a 238 GeV. El experimento R³B será el primero que estará operativo en FAIR y proporcionará una gran cantidad de datos sobre estructura nuclear, tasa de reacciones con interés astrofísico y secciones eficaces de fragmentación y fisión en núcleos lejos de la estabilidad β . Estos datos ayudarán a aumentar significativamente nuestro conocimiento de las estructuras nucleares.

CALIFA (*CALorimeter for In Flight detection of γ -rays and high energy charged p Articles*) es un sistema detector que rodea el blanco de reacción de la configuración del experimento R³B. Servirá tanto de espectrómetro de rayos γ de alta resolución, como de calorímetro de rayos γ de alta eficiencia y proporcionará información sobre la energía de los protones emitidos por el blanco.

Las partículas cargadas de energía moderada deben identificarse en CALIFA con una resolución energética superior al 1%. Para lograr este objetivo se ha tenido que optimizar la forma y geometría del dispositivo. Se trata de un dispositivo compacto y altamente segmentado con una región angular que abarca desde los 7° a los 140°. Puede verse un esquema de su estructura en la Figura 1. Se divide en dos secciones, el *Barrel*, que cubre los ángulos polares mas grandes (43°-140°) formado por 1952 cristales de centelleo de CsI(Tl) acoplados a fotodiodos (LAAPDs) capaces de dete-

ner protones de energías de hasta 320 MeV con una resolución en energía inferior al 2% y detectar rayos γ de hasta 30 MeV con una resolución de 5-6%; y el *EndCap*, que es el encargado de detectar la radiación y los protones que se emiten hacia ángulos más frontales, formado por dos secciones, IPHOS y CEPA. El IPHOS (43° - 19°) está compuesto de cristales de CsI (Tl) con la misma configuración que en el *Barrel* y CEPA que abarca la parte más frontal (7° - 19°) constituida por detectores centelleadores en configuración phoswich, es decir, cristales de $\text{LaBr}_3(\text{Ce})/\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ encapsulados acoplados entre sí y a un único foto-multiplicador [1]. Los cristales deben ser encapsulados debido a sus propiedades higroscópicas.

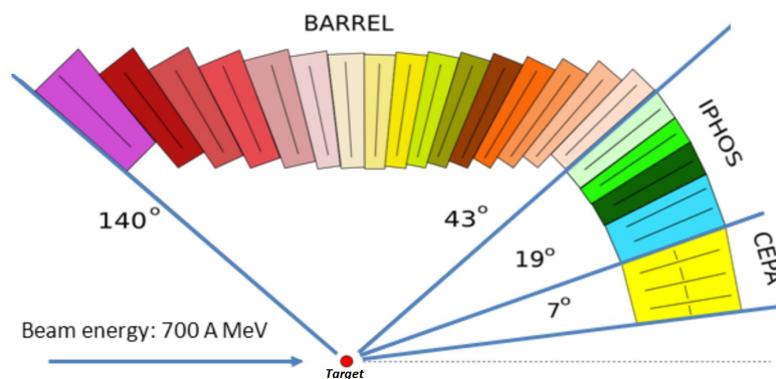


Figura 1: Corte transversal esquemático de CALIFA donde se pueden observar las 3 secciones principales de su estructura y los rangos angulares que abarca cada una de ellas [1].

En promedio, solo un pequeño porcentaje de la energía depositada se pierde en el material pasivo hecho de fibra de carbono muy delgada (dos capas de $125 \mu\text{m}$) que compone la estructura de soporte del calorímetro. La cinemática de las partículas emitidas por fuentes en movimiento relativistas, es decir, con velocidades próximas a la velocidad de la luz, obliga a una gran segmentación para minimizar el efecto del ensanchamiento Doppler sobre la resolución energética final del sistema [2].

De la necesidad de que la estructura de CALIFA sea compacta y segmentada nace la geometría de los detectores individuales utilizados. En concreto, la estructura de detectores de $\text{LaBr}_3(\text{Ce})/\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, con una geometría específica para lograr la mayor cobertura posible en la región angular frontal del *EndCap* de CALIFA se denominó CEPA (*Califa Endcap phoswich Array*). Podemos observar la configuración general de CEPA así como las distintas geometrías de sus diferentes capas y secciones en la Figura 2.

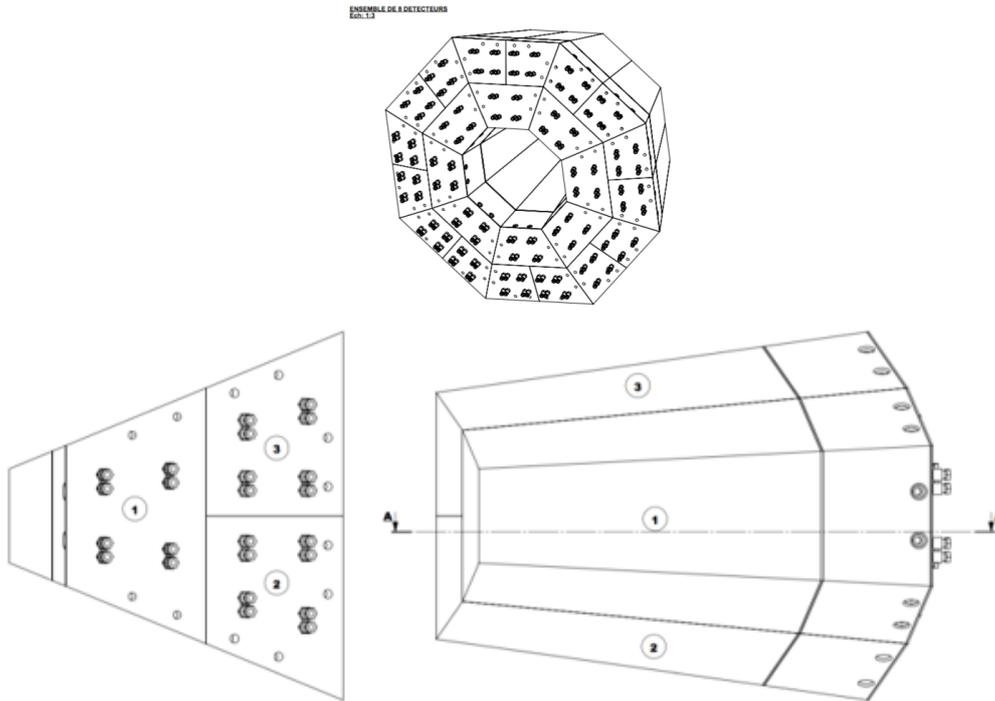


Figura 2: Disposición y geometría de las secciones CEPA del calorímetro CALIFA.

CEPA es una estructura formada por 24 sectores, donde cada sector está constituido por cuatro configuraciones phoswich empaquetadas. Cada unidad phoswich está formada por un cristal de 7 cm de $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ y un cristal de 8 cm de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, respectivamente. El estudio que aquí se presenta se realiza sobre uno de los sectores del CEPA, en concreto sobre una sección 2.

Se utilizará la fuente radiactiva de ^{137}Cs y se trata de un estudio que cuantificará la variación de la posición del centroide del fopico originado por los rayos γ de 661.657 (3) keV en el espectro y de sus principales características, como la resolución, cuando se cambia sistemáticamente la posición de la fuente, es decir, cuando varía el punto de incidencia de radiación a lo largo del cristal. Esta cuantificación es importante ya que el poder de penetración de la radiación es muy alto, y aunque existe una distancia con mayor probabilidad de interacción lo cierto es que las interacciones se pueden producir a lo largo de todo el cristal. Además, pese a la forma de cúpula de la estructura del CALIFA *EndCap* la incidencia de la radiación en estos detectores de radiación no será siempre frontal, ya que la radiación, aunque con poca probabilidad, puede penetrar en un cristal interaccionando mediante efecto Compton o producción de pares de forma que los rayos γ dispersados o producidos en la aniquilación del positrón atraviesen los límites del detector y acaben interaccio-

nando en otro cristal, en el que han penetrado transversalmente. Para asegurar que la misma radiación sea detectada e identificada correctamente, independientemente del lugar en el que se produzca la interacción, es necesario estudiar la respuesta del detector a la radiación incidente a lo largo del cristal. Para ello se ubicará una fuente radiactiva en diferentes posiciones favoreciendo, en este caso, que las interacciones se produzcan a diferentes profundidades en el cristal.

2. Objetivos

Los objetivos principales de este estudio se enumeran a continuación:

- Determinar y cuantificar la dependencia de la respuesta del detector CEPA como función de la profundidad de interacción de la radiación.
- Comprobar que la dependencia sea adecuada para su uso en el contexto experimental de CALIFA.
- Investigar cuáles son las causas y consecuencias de esta dependencia para encontrar posibles soluciones o correcciones de la respuesta.

3. Interacción de la radiación γ con la materia

La radiación γ es una radiación electromagnética al igual que la luz visible, pero con una energía en el rango de entre 20 keV hasta decenas o centenas de MeV. Se produce mayoritariamente en la desexcitación de un nucleón de un nivel excitado a otro de menor energía. También se generan rayos γ en la aniquilación de los positrones.

Las interacciones físicas más importantes de la radiación electromagnética ionizante con un determinado material dependen únicamente de la energía de dichos fotones, siendo estas interacciones principales, para el rango de energías de nuestro interés (100 keV - 2 MeV), el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares. La probabilidad de que la radiación γ interactúe con la materia en cada uno de estos procesos se define mediante su sección eficaz, que es una magnitud proporcional a dicha probabilidad y que varía con la energía del fotón incidente. Así,

la probabilidad total de que ese fotón interactúe con la materia vendría dado por la suma de las secciones eficaces de cada uno de los procesos, tal y como se muestra en la Figura 3. De esta figura se puede inferir que a bajas energías el proceso más probable es el efecto fotoeléctrico, a energías intermedias (aproximadamente entre 0.2 y 2 MeV) predomina el efecto Compton y a energías superiores es la creación de pares la que se produce con mayor probabilidad.

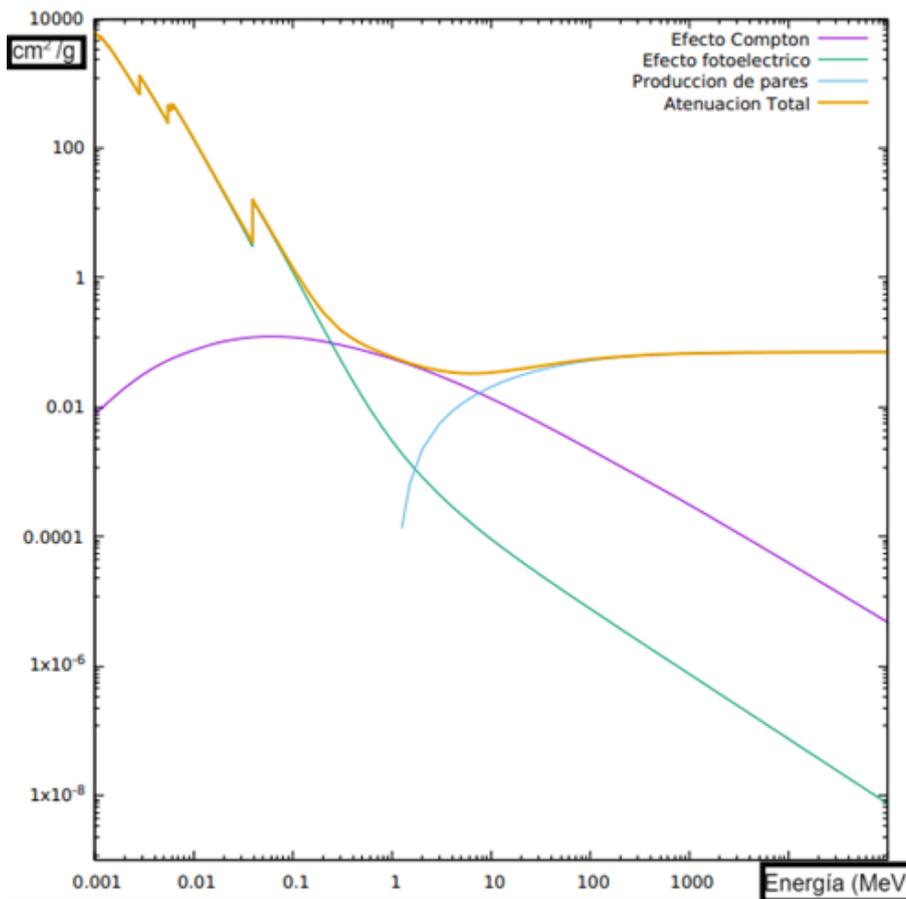


Figura 3: Sección eficaz de interacción de la radiación γ en un cristal centelleador de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$. Se representa el coeficiente de atenuación frente a la energía de la radiación γ incidente. Se observan los intervalos de energía para los que las diferentes interacciones de la radiación gamma son más probables.

De manera más generalizada, la importancia relativa del efecto Compton, el fotoeléctrico y la producción de pares depende tanto de la energía del fotón como del número atómico del medio material. Como se observa en la Figura 4, de nuevo se confirma la proporción anterior, donde a baja energía predomina el efecto fotoeléctrico, en rangos de energía intermedios el efecto Compton y para energías superiores, siempre por encima de los 1.022 MeV ($2m_e c^2$) aunque más notablemente a partir de los 5 MeV, la producción de pares. En la Figura 4 también se muestra

la dependencia de las secciones eficaces de las interacciones en función del número atómico (Z) del material absorbente, donde podemos ver que a medida que aumenta el Z del material se estrecha la región de predominancia del efecto Compton.

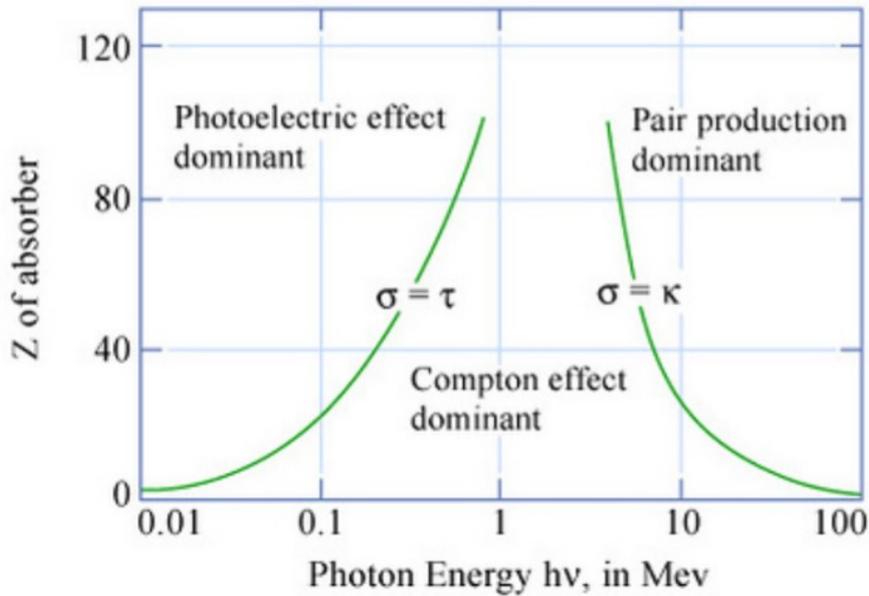


Figura 4: Regiones de predominancia relativa de las principales interacciones de la radiación γ con la materia en función de la energía ($h\nu$) del fotón incidente y el número atómico (Z) del material irradiado.

Además de estas interacciones, existen otros procesos como la dispersión de Rayleigh, la producción de tripletes y la fotoabsorción nuclear, sin embargo, estos procesos poseen una sección eficaz de órdenes de magnitud inferiores, siendo despreciables para el rango de energía en el que se realiza el presente estudio (100-3000 keV), y por lo tanto no serán descritos en este documento.

Cada uno de los procesos se traduce en una estructura diferente en el espectro, cómo se ilustra en la Figura 5, donde se distinguen las formas típicas que esperamos encontrar en cualquier espectro proveniente de la detección de radiación γ de energías mayores de 1.022 MeV.

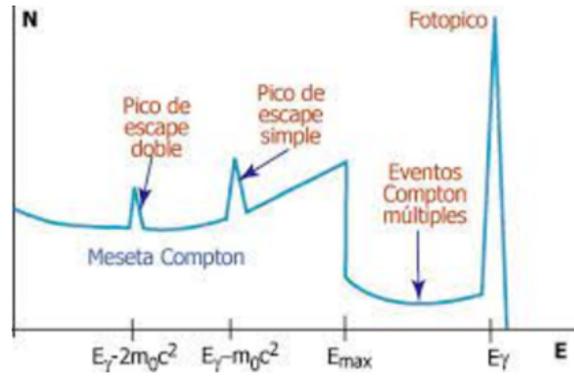


Figura 5: Espectro típico de detección de radiación γ con $E > 1022$ keV. Se pueden ver las líneas esperadas en la detección de cada interacción de la radiación γ con la materia. Pico de escape simple y pico de escape doble provenientes de la producción de pares cuando uno o ambos de los fotones de aniquilación del positrón generado en el par escapan del detector sin interacción. Se puede observar, además, la forma típica de la meseta Compton y el fotopico proveniente de la detección por efecto fotoeléctrico.

Efecto Fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico consiste en la absorción total de un fotón por un electrón atómico, que tras la absorción es liberado del átomo si la energía del fotón incidente (E_γ) es mayor que la energía de ligadura ($E_{K/L/M}$) de dicho electrón dentro del átomo. El mencionado electrón, generalmente de capas internas (capas K, L, M), será emitido con energía: $E_{e^-} = E_\gamma - E_{K/L/M}$. La Figura 6 ilustra este proceso.

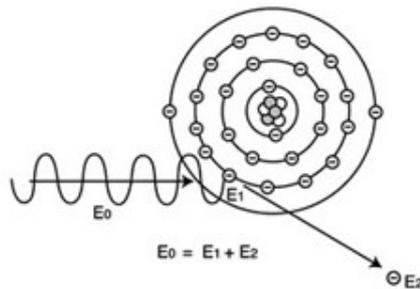


Figura 6: Efecto fotoeléctrico. El fotón incidente con energía E_0 interacciona con un electrón de una de las capas internas del átomo en este caso con una energía de ligadura E_1 y lo arranca, saliendo éste con una energía cinética E_2 .

Tras la liberación del fotoelectrón en el átomo se genera una vacante en su estructura atómica formándose así un ión positivo. Este ión puede transformar parte o toda la energía de ligadura inicial del fotoelectrón en radiación electromagnética o en energía cinética de otros electrones por medio de dos mecanismos principales: la

emisión de rayos X característicos, generados en las transiciones electrónicas desde niveles menos ligados para llenar las vacantes internas, y, con menor probabilidad, el efecto Auger, mediante el cual la energía de ligadura inicial del fotoelectrón se transfiere como energía cinética a otros electrones atómicos siendo estos liberados. Los electrones de Auger emitidos tienen muy poca energía (3 eV - 50 eV), lo que provoca que recorran muy poca distancia y por lo tanto, que su energía se deposite de forma local en el material.

Teniendo en cuenta lo anterior, los electrones que se absorberán en el fotocátodo serán, mayoritariamente, los fotoelectrones. Para una absorción mediante el efecto fotoeléctrico el espectro energético generado tendría la forma que se observa en la Figura 5 como fotopico, cuya posición se puede relacionar directamente con la energía de la transición energética que ha originado los fotones incidentes. Esto es así porque la energía de ligadura suele ser del orden de electronvoltios, siendo despreciable frente a la energía del rayo γ incidente, lo que se traduce en que la energía final del fotoelectrón es prácticamente igual que la energía del fotón.

$$E_{e^-} \approx h\nu$$

Como observamos en la Figura 3 la probabilidad (sección eficaz) del efecto fotoeléctrico disminuye a medida que aumenta la energía del fotón incidente.

Efecto Compton

El efecto o dispersión Compton es un proceso físico por el cuál un fotón con energía E_γ interacciona con un electrón cuasi-libre de tal forma que, tras la colisión, el fotón se dispersa con energía E'_γ menor que la energía inicial tal y como se muestra en la Figura 7. En este caso se entiende como electrón cuasi-libre un electrón cuya energía cinética es baja en comparación con la que lleva el rayo γ . Este electrón escapa con una energía cinética (T) definida por:

$$T = E_\gamma - E'_\gamma \tag{1}$$

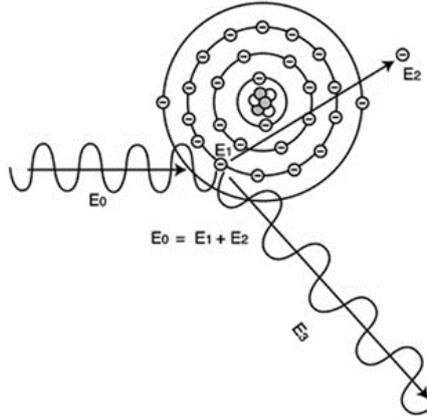


Figura 7: Esquema de la dispersión Compton. El fotón incidente interactúa con un electrón y se dispersa con un ángulo θ respecto a su trayectoria original.

La energía del fotón dispersado viene dada por la expresión 2.

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2)$$

Donde m_e es la masa del electrón, c la velocidad de la luz y θ el ángulo de dispersión del fotón.

En la dispersión Compton se pueden identificar dos casos extremos. Por un lado, cuando el ángulo de dispersión del fotón es aproximadamente cero, el electrón emitido capta muy poca energía y el fotón dispersado tiene prácticamente la misma energía que el fotón incidente. Esta interacción marca el límite de menor energía para la dispersión Compton. Por otro lado, la situación en la que la trayectoria del fotón dispersado es opuesta a la trayectoria de incidencia ($\theta = \pi$) determina la máxima energía que puede ser transferida a un electrón en una sola interacción Compton siendo esto reflejado en el espectro como el borde Compton que se observa en la Figura 5 indicado como E_{max} . El borde Compton es una magnitud que nunca se acerca demasiado a la energía del efecto fotoeléctrico debido a que parte de la energía original es siempre retenida por el fotón inicial. Dentro de este intervalo cualquier ángulo de dispersión es válido, por lo que la energía transferida al electrón varía entre el mínimo de dispersión y la energía máxima de forma continua. Esto genera una región continua en el espectro denominada “continuo Compton” consecuencia de la detección de los electrones compton procedentes de las colisiones con esta variación de ángulos de dispersión.

Para ilustrarlo con un ejemplo, aplicando la Ecuación 2 en $\theta = \pi$ para la transición 661 keV del ^{137}Cs se determina en la Ecuación 3 la energía del fotón dispersado y en la ecuación 4 la energía del borde Compton de esta transición.

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + 2\frac{E_\gamma}{m_e c^2}} = \frac{661 \text{ keV}}{1 + 2\frac{661 \text{ keV}}{511 \text{ keV}}} = 184 \text{ keV} \quad (3)$$

$$E_{e^-} = E_\gamma - E'_\gamma = 661 \text{ keV} - 184 \text{ keV} = 478 \text{ keV} \quad (4)$$

Producción de Pares

La producción de pares es un tipo de absorción total que sucede de forma espontánea cuando el fotón incidente interactúa con el campo coulombiano o eléctrico de un núcleo masivo tal y como se muestra en la Figura 8. La principal condición para que se dé este fenómeno es que la energía del fotón incidente debe ser igual o superior a $2m_e c^2$ (1.022 MeV), ya que el fotón da lugar a un par electrón-positrón convirtiéndose la energía electromagnética en energía en reposo, y la sobrante en la energía cinética de las nuevas partículas. El positrón resulta ser una partícula con gran probabilidad de sufrir una aniquilación al perder su energía cinética e interactuar con un electrón del medio, lo cual produce dos fotones como productos secundarios de la interacción. Dichos fotones son emitidos en direcciones opuestas y con la misma energía en reposo $m_e c^2$ (0.511 MeV).

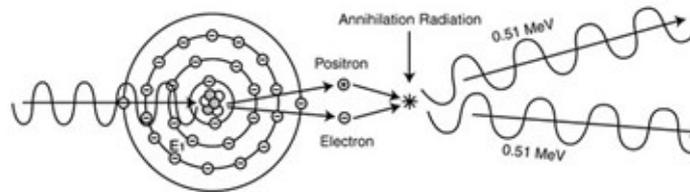


Figura 8: Producción de pares y aniquilación del positrón.

La producción de pares se refleja en el espectro como una línea que aparece desplazada $2m_e c^2$ hacia la izquierda con respecto a la energía del fotón gamma incidente cuando se escapan los fotones de aniquilación y, aunque con menor probabilidad uno de estos fotones se puede absorber, generando entonces una línea situada a $m_e c^2$, 511 keV, por debajo de la energía del fotón incidente. Esta coincidencia se produce debido al reducido tiempo que tarda el positrón en decelerar y aniquilarse.

4. Metodología experimental

En esta sección se explican los pasos y directrices que se siguieron para realizar el experimento, así como una descripción detallada de los instrumentos y fuentes utilizadas.

4.1. Cristales centelleadores y configuración phoswich

Se conoce como centelleadores a los materiales que emiten luz, generalmente en el espectro visible, cuando por ellos atraviesa radiación ionizante. Al interactuar con el cristal centelleador, la radiación excita los electrones del material, que al desexcitarse emiten radiación electromagnética. Según las características del pulso de luz emitido se distinguen dos fenómenos, la fluorescencia, que se caracteriza por la emisión de luz casi inmediatamente después de la excitación, y la fosforescencia, que es caracterizada por tiempos de emisión mucho más largos.

En general, un buen material centelleador es aquel en el que los fenómenos de fluorescencia son dominantes, es decir, el retardo de la emisión de luz tras la excitación del átomo es del orden de nanosegundos.

Existen varios tipos de detectores según la naturaleza del material centelleador, y cada uno de ellos cuenta con propiedades específicas que hace que sean más aptos para la detección de un tipo de radiación u otra.

En este estudio, se va a trabajar con centelleadores inorgánicos, cuyas propiedades de luminiscencia vienen determinadas por la estructura de bandas del cristal centelleador. La radiación incidente interactúa con el material excitando sus electrones, que pasan de la banda de valencia a la de conducción. Para favorecer el proceso de desexcitación por emisión de luz visible, estos materiales suelen contener impurezas que modifican localmente la estructura de bandas, y que se denominan activadores. La Figura 9 muestra un diagrama de la estructura de bandas de un cristal de centelleo activado.

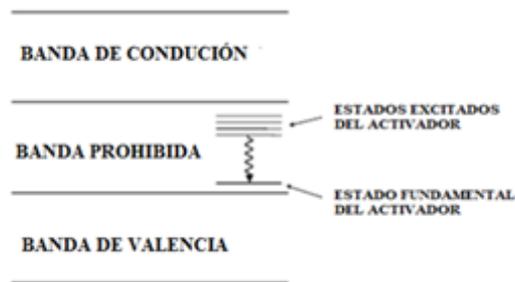


Figura 9: Estructura de bandas de un cristal de centelleo. Puede verse como la incorporación de impurezas modifica la estructura de bandas, introduciendo nuevos niveles de energía permitida intercalados en la banda prohibida.

Los centelleadores inorgánicos son cristales iónicos, normalmente dopados con centros activadores o centros de color. La radiación ionizante produce pares electrón-hueco que se mueven por la red del cristal hasta interactuar con un centro activador, que pasa a un estado excitado. La desexcitación de este centro emite un pulso de luz, que se propaga de forma isotrópica por el medio [3].

La configuración phoswich consiste en dos materiales centelleadores acoplados uno tras otro en disposición de *sandwich* que deben ser ópticamente compatibles, es decir, que el segundo sea transparente a la luz emitida por el primero. La interacción de los rayos γ incidentes se produce en uno u otro cristal y la luz emitida por ambos cristales se recoge en un mismo fotomultiplicador. Esta configuración se diferencia de las de un solo material porque además de detección de radiación γ , también se utiliza para la detección e identificación de partículas cargadas, utilizando para ello el poder de frenado de dichas partículas en cada cristal. Esta capacidad no será estudiada en este informe dado que únicamente se realizó el estudio con fuentes de radiación gamma.

El detector CEPA es un detector de centelleo tipo phoswich formado por cuatro piezas que cuentan cada una con dos tipos de cristales de centelleo: $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ (Brilliance350) [4] y $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (Brilliance380) [5], acoplados en una estructura única, y unidos a un tubo fotomultiplicador. Se trata de uno de los detectores que formará parte del gran detector CALIFA (*CALorimeter for In-Flight detection of gamma rays and high energy charged pArticles*), el cual forma parte del experimento R³B del acelerador FAIR, en Darmstadt (Alemania). El detector CEPA es capaz de detectar rayos γ de hasta 30 MeV y partículas cargadas de varios cientos de MeV. Además, al estar formado por 2 cristales distintos, permite la identificación de partículas como

se ha indicado anteriormente.

La Figura 10 muestra un esquema del detector CEPA utilizado. Cada una de las cuatro unidades que lo componen está formada por dos cristales de $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (los primeros 7 cm) y $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ (los últimos 8 cm) acoplados entre sí. Este diseño hace que el detector tenga la longitud adecuada (fabricar un solo cristal de esa longitud es muy complicado), y además permite realizar la identificación de las partículas detectadas. Hay que recordar que este detector forma parte de otro más grande, lo cual explica su particular geometría. De los 4 módulos phoswich de CEPA el estudio se realizó sobre aquellos dos que tienen una geometría prisma con base trapecio rectangular indicados en las Figuras 10 y 11 como 3 y 4, donde podemos ver una fotografía del CEPA estudiado. El phoswich 4 tiene un 20% más de volumen de cristal que el phoswich 3, calculado a partir de la proporción de las áreas de la base frontal tal y como se muestra en la Ecuación 5.

$$\frac{V_4}{V_3} = \frac{A_4 \times L}{A_3 \times L} = \frac{822 \text{ mm}^2}{690 \text{ mm}^2} \approx 1,2 \quad (5)$$

Donde A_3 y A_4 son las áreas de la base frontal del cristal de LaBr_3 de los phoswich 3 y 4 respectivamente, y L la longitud de dichos phoswich, siendo 15 cm, que es la misma para ambos.

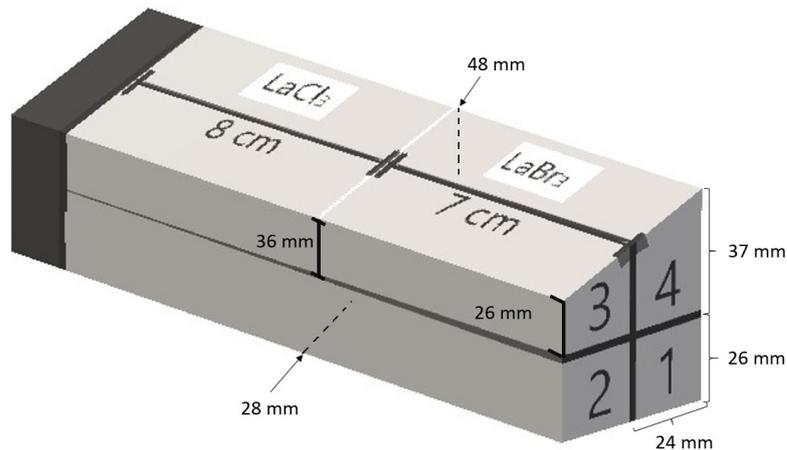


Figura 10: Esquema y dimensiones de los sistemas estudiados, phoswich 3 y 4 del CEPA.



Figura 11: Visión frontal y lateral del detector CEPA.

Las características de los cristales de centelleo $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ y $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ se muestran a continuación en la Tabla 1. Ambos cristales son transparentes a la longitud de onda que ellos mismos emiten, y además el cristal de LaCl_3 debe serlo también a la luz producida por el LaBr_3 , lo que asegura la adecuada transmisión de la luz emitida por los centelleadores hacia el fotomultiplicador que la recoge.

	$\text{LaBr}_3(\text{Ce})$	$\text{LaCl}_3(\text{Ce})$
Densidad (g/cm^3)	5.08	3.85
Higroscópico	Sí	Sí
Longitud de onda de máxima emisión (nm)	380	350
Tiempo de decaimiento (decay time) (ns)	16	28
Luz emitida (fotones/ $\text{keV}\gamma$)	63	49
Resolución en energía (FWHM a 662 keV), (%)	2.6	3.8

Tabla 1: Propiedades principales de los cristales centelleadores del detector CEPA [6].

Los cristales de $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ y $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ contienen lantano (La). El lantano natural contiene una abundancia del 99.9119 % de ^{139}La que es estable y una pequeña cantidad del isótopo radiactivo ^{138}La de 0.08 %. Éste último se desintegra mediante desintegración β^- y EC como puede verse en la Figura 12. Es la denominada radiación interna de este tipo de materiales, cuyo origen se debe a que ^{138}La tiene una semi-vida o periodo de semidesintegración de 1.05×10^{11} años con una probabilidad del 65.8 % de desintegrarse a ^{138}Ba emitiendo un rayo γ de 1435.795 (10) keV o 34.2 % de poblar el estado excitado del ^{138}Ce emitiendo un rayo γ de 788.782 (8) keV, este esquema de desintegración se representa en la Figura 12. En el caso ideal

estas transiciones generarían un espectro similar al de la Figura 13.

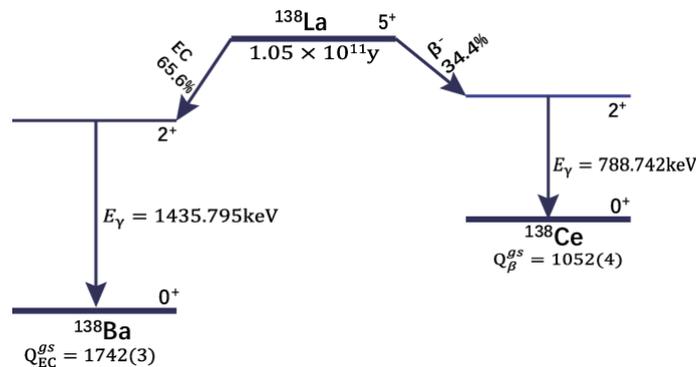


Figura 12: Diagrama de la desintegración del ^{138}La .

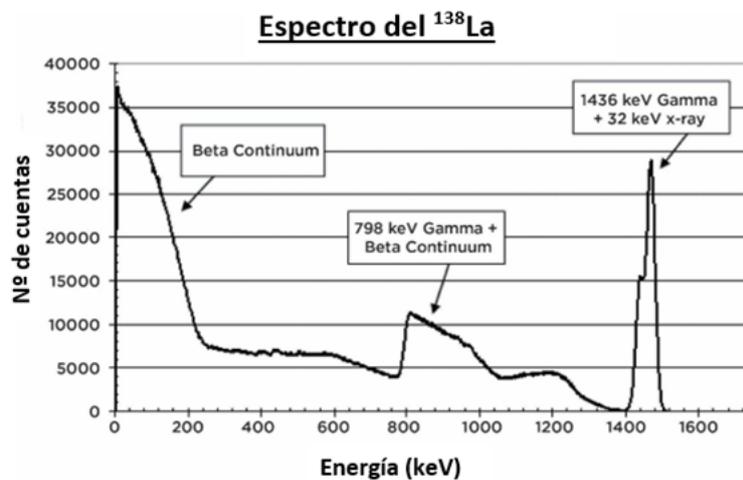


Figura 13: Espectro de radiación interna del ^{138}La .

4.2. Tubo fotomultiplicador

La luz producida por los cristales centelleadores es muy débil, por ello, para obtener una señal eléctrica medible es necesario utilizar un dispositivo de alta sensibilidad, que no solo sea capaz de captar la luz emitida sino que pueda transformarla en un impulso de corriente de amplitud adecuada. A este dispositivo amplificador se le denomina tubo fotomultiplicador.

El tubo fotomultiplicador es el elemento encargado de recoger la luz emitida por el cristal centelleador. Los fotones de centelleo inciden en el fotocátodo liberando electrones por efecto fotoeléctrico hacia el interior del fotomultiplicador, donde se encuentran unos electrodos denominados dínodos en los cuales colisionan los fotoelectrones y emiten electrones adicionales formando una cascada que se recoge en el

ánodo, la Figura 14 ilustra este proceso. Mediante este efecto de multiplicación de electrones se produce la amplificación de la señal generada.

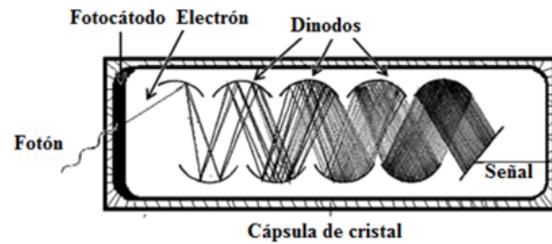


Figura 14: Generación y multiplicación de la cascada electrónica en el interior del fotomultiplicador a partir de un fotón óptico incidente. Los fotoelectrones emitidos por el fotocátodo son atraídos hacia el primer dínodo por medio de un campo eléctrico, cada dínodo libera más electrones en cada interacción que son atraídos sucesivamente por el siguiente dínodo hasta llegar al ánodo.

El fotomultiplicador que forma parte del CEPA es de la marca Hamamatsu y la serie R11187, consta de 8 dínodos y se operó a un voltaje de -750 V distribuido por todos sus dínodos mediante el divisor de voltaje E5996-MOD3. Este tubo fotomultiplicador consta de dos salidas, una que recoge la señal del último dínodo y otra con mayor amplificación proveniente del ánodo.

4.3. Cadena electrónica

En esta sección realizaremos un seguimiento de la señal desde la salida del fotomultiplicador hasta su traducción en el espectro energético. Los pulsos provenientes del fotomultiplicador deben pasar por una serie de módulos electrónicos antes de ser analizados. Como podemos apreciar en la Figura 15, el recorrido de la señal pasa por una serie de módulos analógicos que transforman la señal y la convierten finalmente en una señal digital para que ésta pueda ser interpretada y representada en el espectro en el PC de toma de datos.

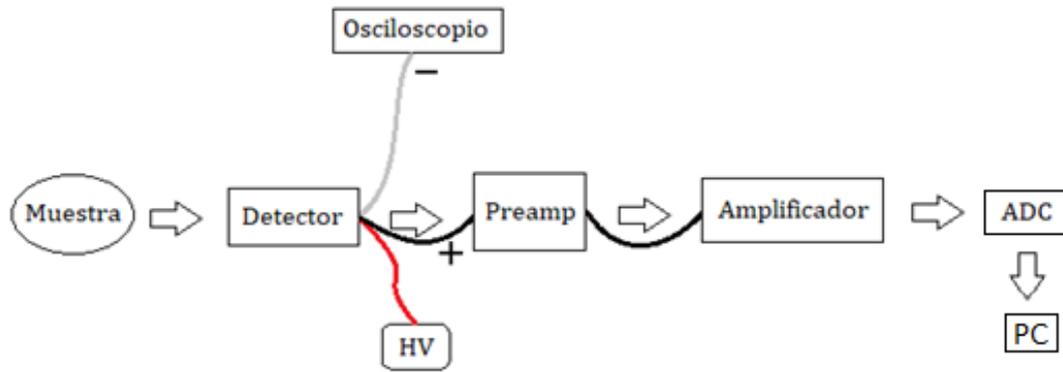


Figura 15: Cadena electrónica que recorre la señal desde que es generada en el detector hasta que es recogida y mostrada en el PC mediante el programa de adquisición.

El primer módulo implicado es la fuente alta tensión. Este elemento proporciona el voltaje necesario para el funcionamiento del fotomultiplicador y en este estudio se ha utilizado un módulo de alta tensión de ISEG modelo NHQ 203M [7] de doble canal mostrado en la Figura 16a, que ha mantenido un aporte de voltaje constante a -750 V.

Para el procesamiento de la señal procedemos a describir en orden de actuación los elementos necesarios para recoger e interpretar la señal adecuadamente. La señal de salida del fotomultiplicador debe pasar por un preamplificador (*Mesytec* MPR-1) mostrado en la Figura 16b cuya función es recoger la señal para evitar la pérdida de ésta en el circuito dándole una forma adecuada. En este caso, la propia estructura interna del preamplificador utilizado provoca la inversión de la polaridad de la señal [8]. Una vez formateada la señal integrada e invertida llega al amplificador (*Mesytec* MDS-8) que se puede observar en la Figura 16c, que la integra y la convierte en una onda casi-gaussiana [9]. La amplitud de la señal a la salida del amplificador es proporcional a la energía depositada en el cristal, entre 0 y 10 V. La amplitud de esta señal es leída por el siguiente elemento de la cadena, el ADC (*Analogic Digital Converter Caen V785*) [10]. En este módulo se otorga un valor digital proporcional a la amplitud de la señal analógica. El ADC tiene 12 bits, es decir, 4096 canales para distribuir el voltaje. Finalmente la señal pasa por un módulo intermediario *Mesytec* MVLC (CPU controlador del bastidor de VME) que se muestra en la Figura 16e, con salida USB para conectar la cadena con el PC y así que el programa de adquisición forme el espectro. En este estudio el programa de adquisición utilizado

fue *Mesytec VME data acquisition* [11]. El espectro se forma porque cada medida de amplitud representa una cuenta en la posición equivalente a la amplitud del pulso en canales. El espectro final está formado por la representación acumulada de todas estas medidas de amplitud adquiridas en un tiempo determinado, de forma que las señales con igual amplitud se suman en el mismo canal.

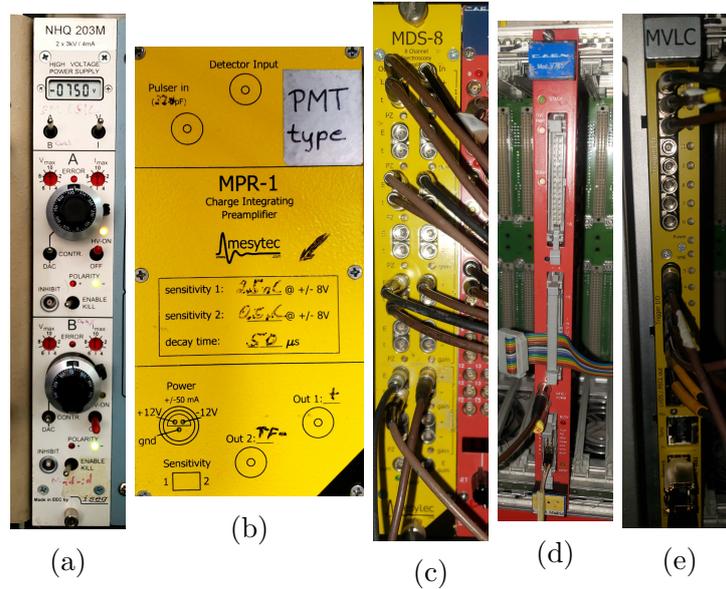


Figura 16: Módulos utilizados en el estudio del CEPA. a) Fuente de alto voltaje ISEG NHQ 203M. b) Preamplificador *Mesytec* MPR-1. c) Amplificador *Mesytec* MDS-8. d) ADC Caen V785. e) Módulo intermediario MVLC.

Además de la medida de energía, paralelamente se puede controlar la lógica, es decir, controlar donde empieza y cuando acaba lo que se conoce como suceso, es decir, el conjunto de señales coincidentes en tiempo de diferentes detectores y procedentes de un mismo proceso físico (desintegración, reacción, etc...). El amplificador posee una salida de tiempo aparte de la de energía explicada anteriormente. Esta señal pasa por un módulo denominado discriminador de fracción constante (CFD *ORTEC* Model 584) [12], cuyo funcionamiento permite ajustar la señal de tiempo en una función que se dispara cuando la señal alcanza el 10% de amplitud. Esta señal marcará el comienzo del suceso. Posteriormente se trata con el módulo Quad Gate/Delay Generator Model 794, que permite fijar la anchura de la ventana de tiempo que determinará la duración temporal que define cuando dos señales están en coincidencia [13]. La posibilidad de controlar la lógica de las lecturas presenta mayor utilidad cuando tenemos varios detectores conectados simultáneamente, así

es posible identificar qué pulsos provienen de una misma reacción o desintegración. Sin embargo, en este estudio se estudian los cristales de forma individual.

4.4. Factores que influyen en la pérdida de luz en el interior del detector centelleador

Dado que la detección de radiación gamma se realiza por medio de la generación de fotones del espectro visible, es conveniente realizar una breve descripción de las interacciones que puede tener esta luz en el interior del detector, ya que esto originará las variaciones en la posición de las transiciones en los espectros.

En un cristal centelleador inorgánico puro, la desexcitación de un átomo con la emisión de un fotón es un proceso ineficiente, por ello, en los detectores de centelleo se le añaden impurezas al cristal para aumentar la emisión de fotones, como se ha indicado anteriormente estas impurezas suelen denominarse activadores y se añaden en pequeñas cantidades para dopar el material (Figura 9). La distribución de estos activadores a lo largo del cristal no siempre es uniforme, si no que puede ser irregular, lo cual provocará variaciones en la cantidad de luz producida en función de la posición donde ha tenido lugar la interacción. Esto causará diferencias en la cantidad de fotones ópticos recogidos por el fotomultiplicador.

Esos fotones ópticos generados deben desplazarse por los cristales y llegar hasta el fotomultiplicador. Las pérdidas de luz más significativas en su propagación por el cristal pueden producirse de dos formas básicas: una es el escape de la radiación a través de los límites del centelleador y la otra es la autoabsorción en el material. En detectores pequeños, éste último efecto puede considerarse insignificante. Sólo cuando las dimensiones son comparables de la longitud de atenuación (λ_{att}), el efecto de autoabsorción se toma en cuenta. La longitud de atenuación viene definida como la distancia en la que el número de fotones decrece en un factor $1/e$ con respecto al inicial. Cuanto mayor sea la longitud de atenuación de un material más lejos se propagan los fotones ópticos y por lo tanto mayor cantidad de fotones pueden alcanzar el fototubo y ser registrados por el sistema. Partiendo de la intensidad inicial (I_0) de la luz emitida por el cristal centelleador, la intensidad de esta luz a

una distancia z del punto de partida viene determinada por la siguiente ecuación:

$$I(z) = I_0 e^{-\frac{z}{\lambda_{att}}} \quad (6)$$

Además de la autoabsorción, para detectores tipo phoswich se debe tener en cuenta la absorción del segundo cristal respecto a la luz emitida por el primero. En la práctica se observa que existe una superposición en los rangos de energía de emisión/absorción de ambos cristales, es decir, el cristal de LaBr_3 emite en un rango del espectro que no está totalmente diferenciado del rango de energía al que absorbe el cristal de LaCl_3 , sino que existe un cierto solapamiento entre ambas curvas. Esto causa pérdidas en la luz emitida por el LaBr_3 .

Por otro lado, las pérdidas más importantes se producen en la reflexión de los fotones ópticos en las paredes del cristal. La luz emitida por el cristal centelleador se propaga isotrópicamente a través del medio, lo cual implica que solo una pequeña parte de los fotones generados seguirán un camino directo hacia el fotomultiplicador. El resto viaja hacia los límites del centelleador donde, dependiendo del ángulo de incidencia, pueden darse dos fenómenos. Para los fotones incidentes con un ángulo mayor que el ángulo crítico o ángulo de Brewster definido en la Ecuación 7, se produce una reflexión interna total, de modo que esta luz se devuelve al centelleador. Sin embargo, para ángulos menores, se produce una reflexión parcial y el resto se transmite [14].

$$\text{sen } \theta_c = \frac{n_b}{n_c} \quad (7)$$

Donde n_b es el índice de refracción del recubrimiento del detector y n_c el índice de refracción del cristal. Esta pérdida reduce la eficiencia lumínica y la resolución energética del detector y es uno de los factores que influyen en la dependencia de la posición de la línea del espectro con la posición de la fuente, ya que la distancia del fotomultiplicador a la que se produce la emisión de luz influye en el ángulo sólido de luz que llega directa a él y en la cantidad de fotones que sufren estos procesos al incidir sobre las paredes del cristal. Para minimizar las pérdidas se debe cubrir el cristal centelleador con un material reflectante, como es el caso para el detector CEPA estudiado.

Otro punto de conflicto en la propagación de la luz es el punto de acoplamiento entre los dos cristales o entre el segundo cristal y el fotomultiplicador. Para que la recolección de la luz sea eficaz, conviene que el índice de refracción de la ventana del fotomultiplicador, y con otro cristal si se trata de una configuración phoswich, sea lo más similar posible a la del cristal centelleador y que entre ellos exista un buen acoplamiento normalmente con una grasa óptica de índice de refracción también similar.

Por último, la eficiencia cuántica del fotomultiplicador a la hora de convertir la luz en una señal electrónica es el último parámetro que influye de forma considerable en la pérdida de señal, como podemos observar en la Figura 17 los máximos de emisión de los cristales coinciden con la zona de máxima eficiencia cuántica para los fotomultiplicadores utilizados, por lo que en este estudio este efecto no se considera relevante.

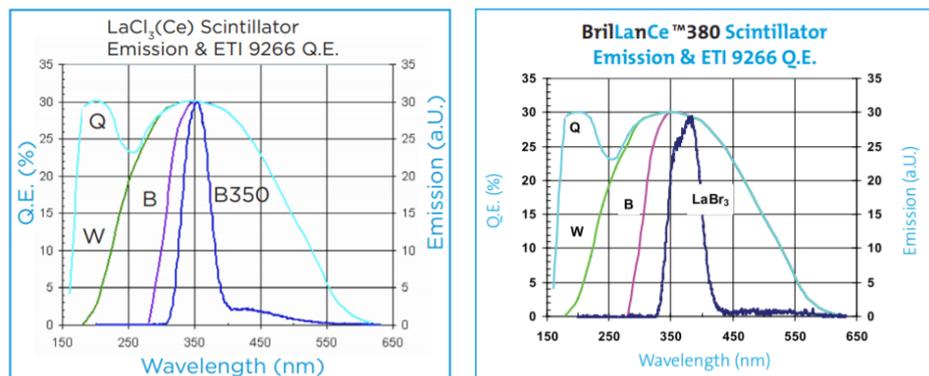


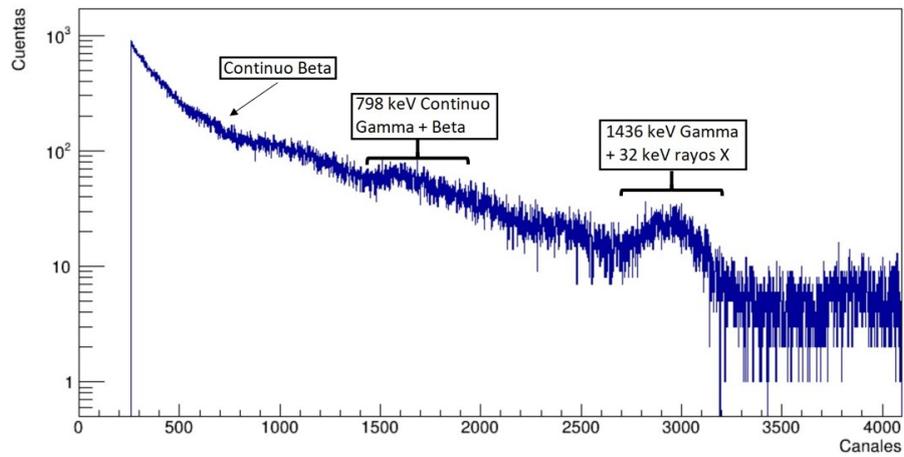
Figura 17: Espectros de emisión de fotones de centelleo de los cristales de $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$ y $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ y la eficiencia cuántica (Q.E.) de un PMT bialkali ETI9266 con placas frontales de (B) Borosilicato, (W) Vidrio UV y (Q) Cuarzo.

4.5. Metodología de medida

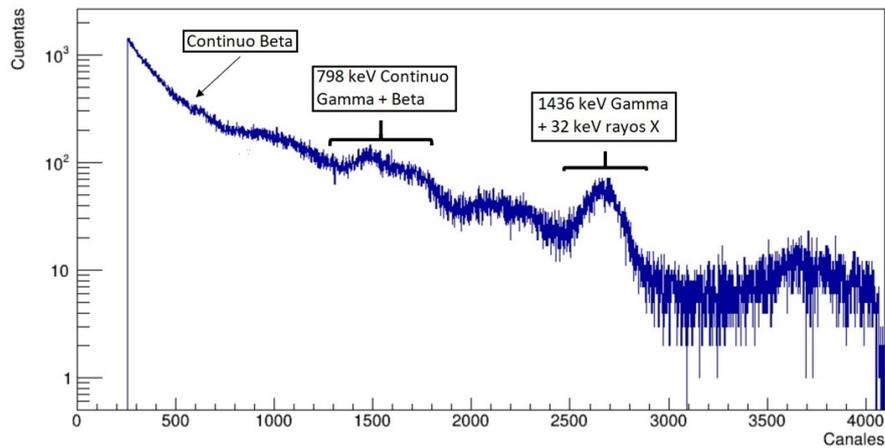
Antes de comenzar con las medidas de posición se realizaron dos medidas del fondo ambiental y de la radiación interna de los cristales durante 900 s, una para cada phoswich. Las medidas de fondo consisten en la toma de datos del entorno, es decir, sin utilizar ninguna fuente radiactiva de las que se utilizarán en el estudio.

Como se puede observar en la Figura 2 los espectros de fondo no son exactamente iguales. Las líneas características de la radiación interna de los cristales aparecen en ambos phoswich pero con distinta resolución siendo ésta mejor para el phoswich

4. La diferencia de tamaño entre ambos cristales, así como su diferente geometría pueden ser los responsables de este fenómeno.



(a) Phoswich 3



(b) Phoswich 4

Figura 18: Medidas de 900 s sin fuentes, las líneas que se observan en el espectro provienen de la radiación interna mostrada en las Figuras 12 y 13 y de posibles contribuciones del fondo ambiental.

Energía_{tab} (keV)	Centroide (Canales)	Área Neta (Cuentas)
Phoswich 3		
798	1610 (8)	1870 (400)
1436 + 32	2945 (4)	3632 (200)
Phoswich 4		
798	1480 (4)	2250 (600)
1436 + 32	2666 (2)	7820 (200)

Tabla 2: Datos de la radiación interna de fondo para las configuraciones phoswich 3 y 4 que forman parte del CEPA.

La diferencia en las posiciones de la radiación interna de un phoswich a otro observadas en la tabla 2 se debe a la ligera variación de voltaje, ya que la amplificación del fotomultiplicador depende directamente de él y es muy sensible a su magnitud.

Se realizaron medidas en distintas posiciones en torno al detector CEPA para cuantificar las variaciones esperadas en cuanto a la posición y resolución de las líneas de los espectros. Se situó una fuente de ^{137}Cs en puntos consecutivos equidistantes, separados por 1 cm, a lo largo del detector. Se realizó el estudio de dos de las cuatro configuraciones phoswich del detector, en concreto las etiquetadas como 3 y 4, por las dos caras externas (etiquetadas como A y B) de cada uno, tal y como se muestra en la Figura 19.

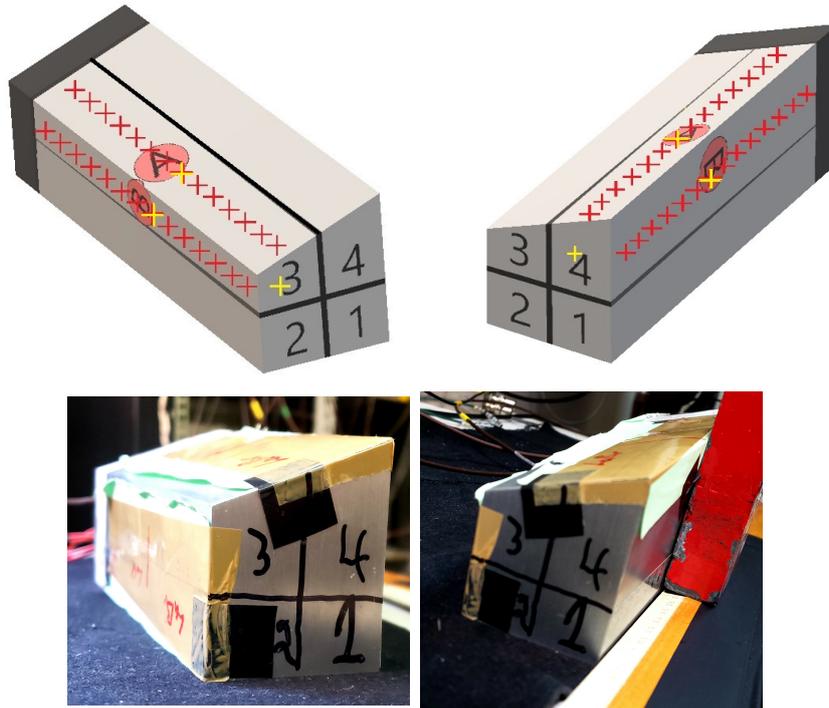


Figura 19: Puntos de toma de medidas. Las cruces representan los puntos donde se situó la fuente en cada medida, tomándose la cruz amarilla como la medida de referencia de cada cristal, es decir, el punto 0 cm. Los puntos de referencia se sitúan en la cara frontal para los cristales de LaBr_3 y en la posición a 7 cm, que es el inicio del cristal, para los de LaCl_3 . Las cruces rojas representan una medida cada centímetro por cada cara externa del cristal.

Para el análisis de datos se diferencia entre las dos caras exteriores de cada phoswich, tal y como se muestra en la figura 20.

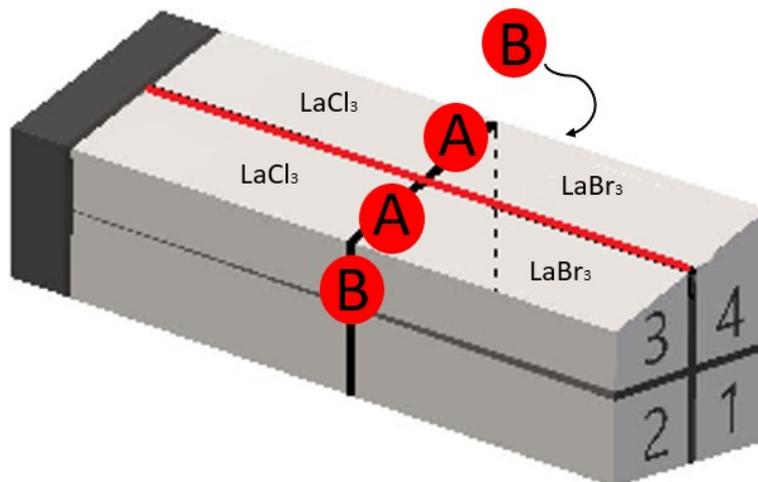


Figura 20: Figura esquemática del CEPA donde se identifican los phoswich 3 y 4 sus respectivas caras A y B, y los cristales de LaBr_3 y LaCl_3 .

Además, se estudiará la variación de el área neta de las líneas de cada espectro, es decir, el área neta del fotopico. El área neta es la suma de la radiación detectada total en cada fotopico, y es un parámetro directamente relacionado con la eficiencia del detector definida en la Ecuación 8.

$$\text{Eficiencia total} = \frac{\text{radiación detectada}}{\text{radiación emitida por la fuente}} \quad (8)$$

Esta eficiencia total también se puede definir como el producto de la eficiencia geométrica y la eficiencia intrínseca del detector, siendo la eficiencia geométrica:

$$\text{Eficiencia Geométrica} = \frac{\Omega}{4\pi} \quad (9)$$

donde Ω es el ángulo sólido que representa el detector.

Si se supone constante la eficiencia intrínseca a lo largo del detector, la eficiencia geométrica que se define en la Ecuación 9 resulta ser un parámetro relevante en las medidas de este estudio, ya que el ángulo sólido del detector varía dependiendo de la posición de la muestra, tal y como ilustra en los 3 ejemplos de la Figura 21. Se puede ver que el área “iluminada” por la radiación emitida que representa el volumen de posible interacción en el cristal de LaBr_3 crece al pasar de la posición 1 a 2 para luego decrecer al moverse al punto 3 en donde empieza a dominar la parte “iluminada” en el cristal de LaCl_3 .

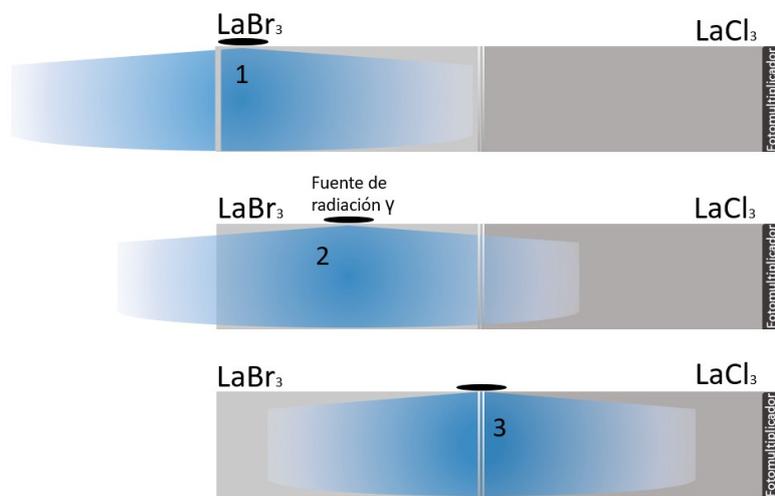


Figura 21: Posible área de interacción indicado como las regiones en color azul para diferentes posiciones de la fuente a lo largo de la configuración phoswich.

Las medidas se tomaron en días consecutivos, con un tiempo de adquisición de 300 s cada una. Este tiempo se estimó previamente para asegurar una buena estadística en los espectros, es decir, se llevaron a cabo medidas en diferentes posiciones a lo largo del cristal y se eligió un tiempo de medida suficiente para asegurar un área neta de las líneas del espectro superior a 10.000 cuentas.

4.6. Calibración en energía

Como se ha considerado anteriormente, en el procesamiento de la señal existe una relación entre la magnitud del pulso producido por la radiación incidente y su energía. Por ello es posible obtener una función que relacione los números de canal de la electrónica con las energías que deposita la radiación incidente. A este proceso se le denomina calibración en energías. Para el detector CEPA, esta relación resulta ser una función lineal en el rango de energías de interés: $0 < E < 1500$ keV.

La calibración es necesaria ya que la magnitud del pulso no depende solo de la fuente de emisión, sino que depende de los instrumentos y módulos electrónicos utilizados en la medida. El número de canales en los que se divide el espectro viene determinado por las características del módulo ADC y el software de adquisición empleados. La calibración en energía permite obtener resultados reproducibles e identificar la energía real de las transiciones detectadas. La calibración es esencial para la posterior identificación de las líneas del espectro, ya que la posición de la línea en el espectro en canales no nos da información reproducible ni comparable a valores tabulados en energía. En este caso, hemos calibrado los espectros en los cuales la interacción principal se produce en el cristal de LaBr_3 con una medida realizada en la posición 3.5 cm de profundidad y los espectros donde la interacción se produce en el cristal de LaCl_3 con la medida realizada en el punto a 11 cm, es decir, a 4 cm de profundidad del segundo cristal, entonces solo estos espectros se corresponden con las energías reales de las transiciones de las fuentes de calibración. Las demás medidas serán expresadas usando la misma calibración (respectivamente para cada cristal) por lo que la posición del pico no se corresponderá a la energía de la radiación de 661.657 (3) keV de la fuente de ^{137}Cs empleada si no que estarán desplazadas.

Para calibrar el detector se necesitan realizar medidas de fuentes de emisión de

radiación de transiciones de energía bien conocida. Estas fuentes de calibración deben tener transiciones de energía tabuladas y fácilmente identificables, por lo que suelen tener pocas y ser muy intensas. En este caso las fuentes empleadas para las calibraciones han sido ^{60}Co y ^{137}Cs . En la Figura 22 observamos los esquemas de desintegración de ambas fuentes de calibración. Las líneas observadas en el espectro se identificaron con los valores de energía de estas transiciones, es decir, visualizamos tres líneas diferentes con energías tabuladas en 661.657 (3) keV para el ^{137}Cs , 1173.237 (4) keV y 1332.501 (5) keV para el ^{60}Co .

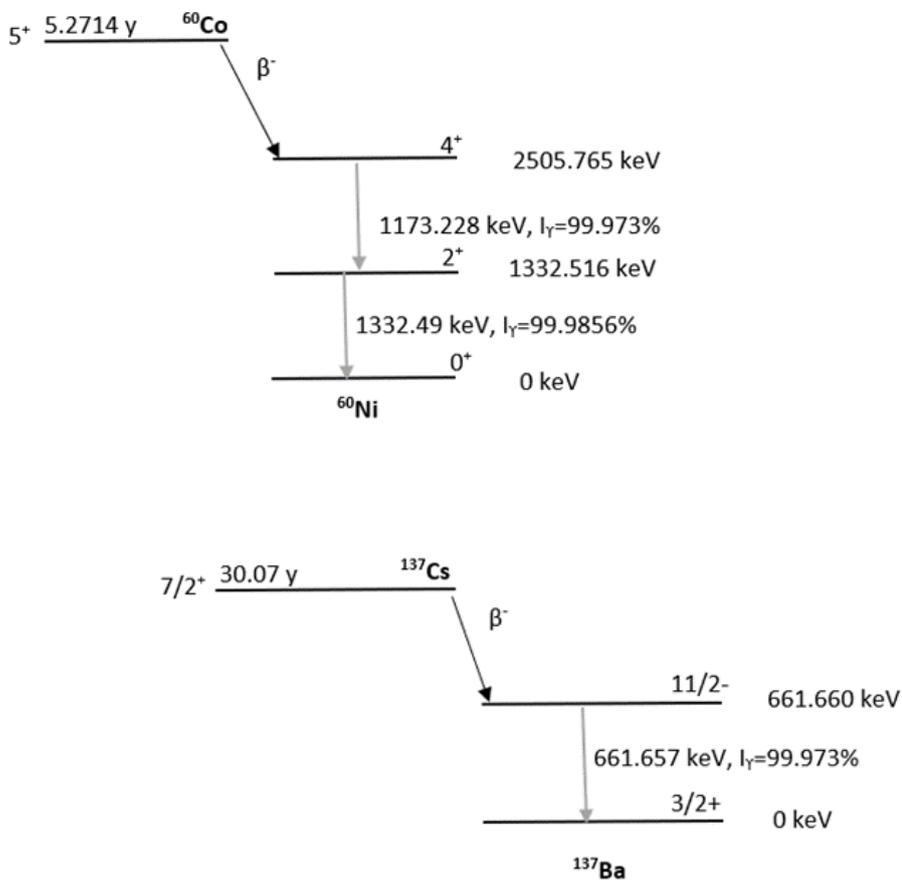


Figura 22: Esquemas de desintegración de las fuentes de calibración ^{60}Co y ^{137}Cs .

Se realizaron ajustes a funciones gaussianas con la herramienta de ROOT [15] que proporcionó la posición (centroide), área neta, sigma y FWHM (Full Width at Half-Maximum) de cada transición en el espectro. Los datos del centroide del

fotopico de estas fuentes de calibración se recogen en la Tabla 3.

		Phoswich 3			
		Cara A		Cara B	
Isótopo	Energía_{tab} (keV)	LaBr₃ (Ch)	LaCl₃ (Ch)	LaBr₃ (Ch)	LaCl₃ (Ch)
¹³⁷ Cs	661.657 (3)	1276.5 (4)		1271.0 (4)	
⁶⁰ Co	1173.237 (4)	2333.3 (6)	1061.0 (4)	2324.6 (5)	1070.9 (3)
⁶⁰ Co	1332.501 (5)	2670.0 (3)	1376.8 (4)	2656.1 (3)	1405.8 (2)
		Phoswich 4			
		Cara A		Cara B	
Isótopo	Energía_{tab} (keV)	LaBr₃ (Ch)	LaCl₃ (Ch)	LaBr₃ (Ch)	LaCl₃ (Ch)
¹³⁷ Cs	661.657 (3)		723.6 (5)		700.8 (7)
⁶⁰ Co	1173.237 (4)	2143.1 (6)	1262.1 (6)	2145.0 (2)	1237.4 (3)
⁶⁰ Co	1332.501 (5)	2434.1 (8)		2437.5 (5)	

Tabla 3: Valores del centroide del fotopico de los espectros con sus respectivas energías tabuladas [16] de las transiciones de energía de las fuentes de calibración ⁶⁰Co y ¹³⁷Cs cuyas medidas se realizaron durante 600 s. (Ch: Canales)

Una vez que obtenemos cada ajuste, se realiza una equivalencia entre la posición en canales de cada línea en los espectros con la energía tabulada de las transiciones detectadas. Para realizar la calibración se usa un sencillo ajuste lineal de la forma:

$$E = p_0 + p_1 C \quad (10)$$

Siendo E es la energía en keV y C la posición en el espectro expresada en canales.

La relación entre la energía real de cada transición y su posición en el espectro varía dependiendo del tipo de detector, de las condiciones de medida, de las características de la cadena electrónica, etc.. Por ello es importante realizar las calibraciones de cada cristal por separado, y obtener los respectivos parámetros de cada ajuste. En concreto, para este estudio, se realizó una calibración para los dos laterales estudiados de cada cristal individual, siendo ocho en total, donde cada una permitió analizar la variación en las líneas de detección dentro de cada cristal. Los parámetros p_0 y p_1 obtenidos se recogen en la Tabla 4.

Parámetro	Phoswich 3			
	Cara A		Cara B	
	LaBr ₃	LaCl ₃	LaBr ₃	LaCl ₃
p ₀ (keV)	47 (5)	10 (3)	45.9 (22)	2 (3)
p ₁ (keV·Canales ⁻¹)	0.420 (21)	0.8379 (23)	0.4946 (10)	0.8620 (24)

Parámetro	Phoswich 4			
	Cara A		Cara B	
	LaBr ₃	LaCl ₃	LaBr ₃	LaCl ₃
p ₀ (keV)	0.5134	-25.69	5.405	-25.69
p ₁ (keV·Canales ⁻¹)	0.5472	0.95	0.5445	0.95

Tabla 4: Parámetros de las calibraciones para el detector CEPA, donde las caras (A y B) y los phoswich (3 y 4) se identifican en la Figura 19. En los parámetros del phoswich 4 los errores fueron del orden de 10^{-9} .

Utilizando estos datos, se obtienen espectros cuyo eje de coordenadas nos muestra la energía expresada en keV. En el ejemplo de la Figura 23 podemos observar un espectro sin calibrar frente al mismo espectro tras su calibración.

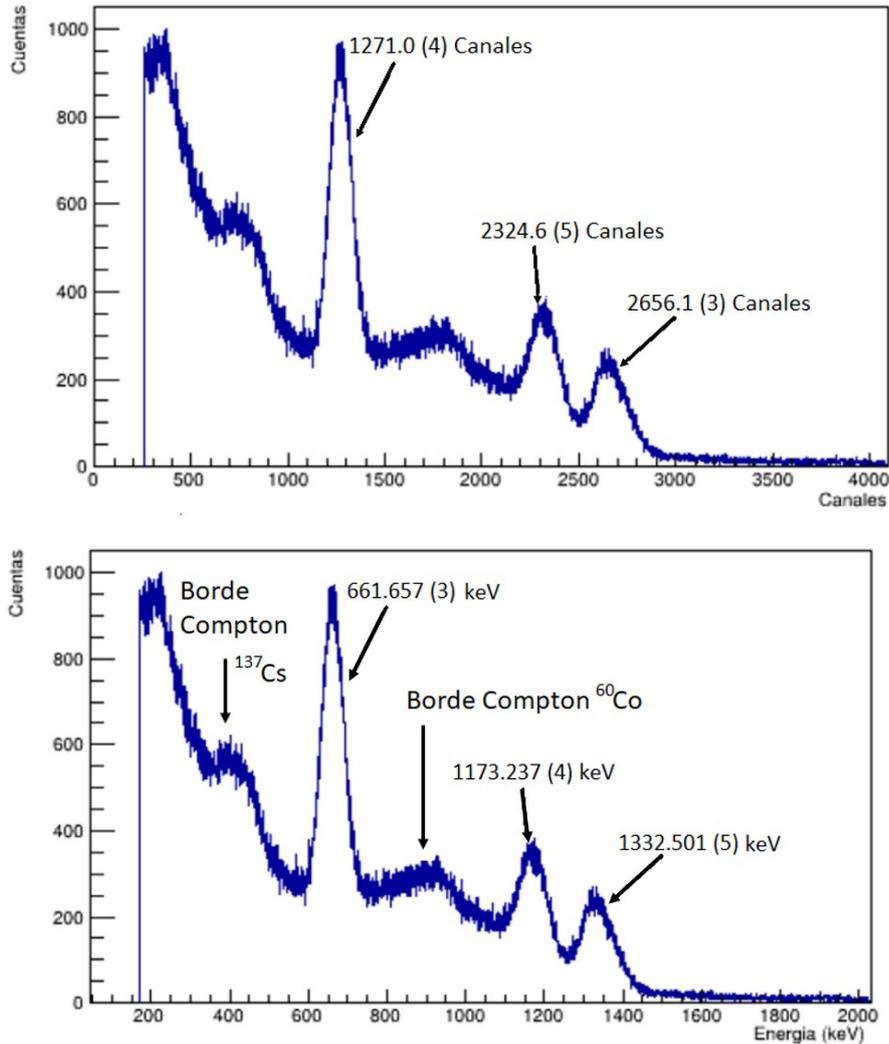


Figura 23: Arriba se observa un espectro sin calibrar, proveniente de colocar simultáneamente dos fuentes de radiación γ (^{60}Co y ^{137}Cs) en la cara A del cristal de LaBr_3 del phoswich 3 para el detector CEPA estudiado, y abajo se muestra el mismo espectro tras realizar la calibración. El tiempo de medida fue de 600 s.

Para la identificación adecuada de las líneas provenientes de las transiciones del ^{60}Co se tuvo en cuenta la Figura 24, donde se puede ver como para los espectros en los que la interacción se ha producido en el LaCl_3 se observan máximos que no corresponden con las transiciones de la fuente y pueden dar lugar a confusiones, en este caso, comparando a simple vista con las curvas en el espectro donde la interacción se produjo en el LaBr_3 se puede identificar una meseta Compton y las líneas de las transiciones de energía.

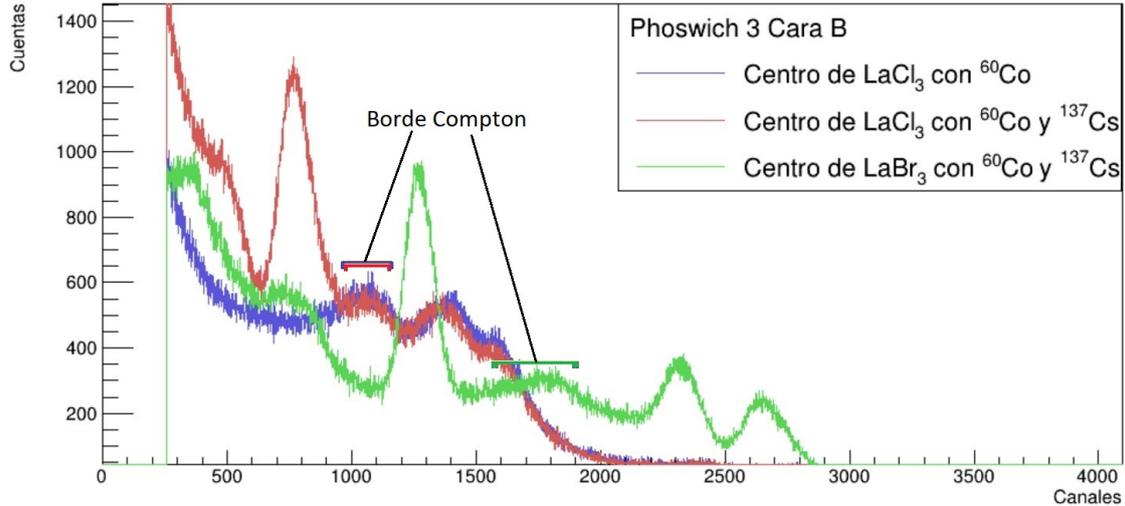


Figura 24: Espectros generados con las fuentes de calibración de ^{60}Co y ^{137}Cs en diferentes ubicaciones del cristal para identificar, por comparación, los fotopicos del ^{60}Co en el espectro proveniente de la interacción en el cristal de LaCl_3 .

4.7. Resolución en energía

Otro de los aspectos más interesantes a estudiar sobre un detector es la resolución en energías del sistema de detección, es decir, la capacidad de discriminar entre sucesos de energías distintas próximas entre sí. Esto juega un papel fundamental en la identificación de distintas transiciones de energía similar en el espectro. Una buena resolución evita que se observen superposiciones de señales cuando se realizan medidas de transiciones próximas en energía.

Idealmente, la representación que correspondería a la respuesta a un haz de energía monoenergética sería una línea vertical (función tipo Delta) en el espectro de energía que contendría todos los sucesos detectados en un único canal. En la realidad, como consecuencia del ruido electrónico del sistema de detección y de la naturaleza estadística de los procesos físicos involucrados como la generación de fotones ópticos, su propagación y recolección en el fotocátodo entre otros, esa línea se ensancha adoptando una forma gaussiana. La resolución de un detector suele expresarse o bien en valor absoluto como anchura a media altura o FWHM (*Full Width Half-Maximum*) expresado en unidades de energía o bien relativamente en función de la energía como se muestra en la ecuación 11. Si la resolución es buena

($R \ll 1\%$) normalmente se expresa en su valor absoluto (FWHM) [17].

$$R_{(\%)} = \frac{FWHM}{E} \times 100 \quad (11)$$

Donde R es la resolución en % y FWHM es la anchura a media altura y E la energía de la transición ambos expresados en keV. Suponiendo que la señal tiene una forma gaussiana del tipo:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right]$$

La relación de FWHM (keV) con la desviación estándar σ de la función gaussiana es la expresada en la Ecuación 12.

$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2,35\sigma \quad (12)$$

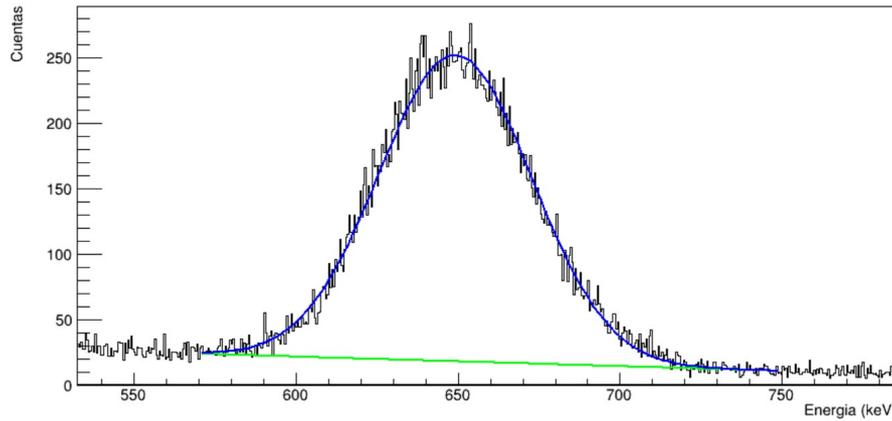
En este estudio se analizará la variación de la resolución de las líneas de una cierta energía en función de la posición de la fuente a lo largo de cada cristal.

5. Resultados y discusión

En esta sección se recogen los datos experimentales obtenidos siguiendo la metodología anterior. Así como los estudios de análisis llevados a cabo para cuantificar las variaciones.

5.1. Análisis preliminar

Para cuantificar los parámetros de los espectros que se estudiarán a continuación, se ha empleado la herramienta de análisis de datos ROOT, creada por el CERN [15].



(a) Ajuste a una función gaussiana de la línea del espectro con la herramienta de análisis de datos ROOT del CERN. En azul se muestra la gaussiana aproximada al contorno del espectro que se trata de una curva gaussiana sumada con la línea verde, que es una línea recta que reproduce el fondo en la región del espectro donde se ubica la transición.

```

root [4] FitSinglePeak(Phoswich_3_Pical,570,750)
BinWidth: 0.4846
Chi Square: 368.433439
          FWHM: 55.460933 +- 0.422920
649.124035 0.177565 28556.731350 238.483120 23.552090 0.179597
          Position: 649.124035 +- 0.177565
          Area: 28556.731350 +- 238.483120
          Sigma: 23.552090 +- 0.179597

```

(b) Ejemplo de salida en la ventana de comandos de los datos numéricos extraídos del ajuste.

Figura 25: Ejemplo de ajuste de un fotopico del espectro obtenido con la fuente de ^{137}Cs , tiempo de medida 300 s con la fuente en la posición 0 cm del phoswich 3.

En la Figura 25 se observa el ajuste que determina las propiedades de cada fotopico, así como los valores de estas para este ejemplo. La hoja de ajuste trabaja de manera que una vez que hemos seleccionado los límites de nuestro fotopico, selecciona un rango de divisiones (bines) estrecho en cada extremo del intervalo que hemos delimitado. En estos tramos debe existir un comportamiento lineal y sobre ellos realiza un ajuste lineal que es el que describe el comportamiento del fondo bajo el pico. Luego realiza un ajuste empleando esa línea recta más una función gaussiana a la región especificada del espectro. Finalmente obtenemos una función gaussiana que junto con la línea recta reproduce bastante bien la región del espectro analizada.

En las Tablas 5 y 6 se recogen los datos obtenidos tras realizar los ajustes a funciones gaussianas de los fotopicos en los espectros generados con ^{137}Cs , con un tiempo de adquisición de 300 s. Para el punto de acoplamiento de ambos cristales, en el caso de la posición a 7 cm, en la tabla se muestran dos valores distintos, donde el primero será el obtenido del fotopico formado en el interacción de la radiación con el

crystal de LaBr_3 del espectro calibrado para el cristal de LaBr_3 y el segundo valor, el obtenido del fotopico formado en el interacción de la radiación con el cristal de LaCl_3 del mismo espectro calibrado para ese mismo cristal. Esto se indica así porque en el mismo espectro aparecen dos fotopicos procedentes de la misma transición de energía cuando la fuente irradia de manera simultánea los dos cristales. Este fenómeno se observa en la Figura 26.

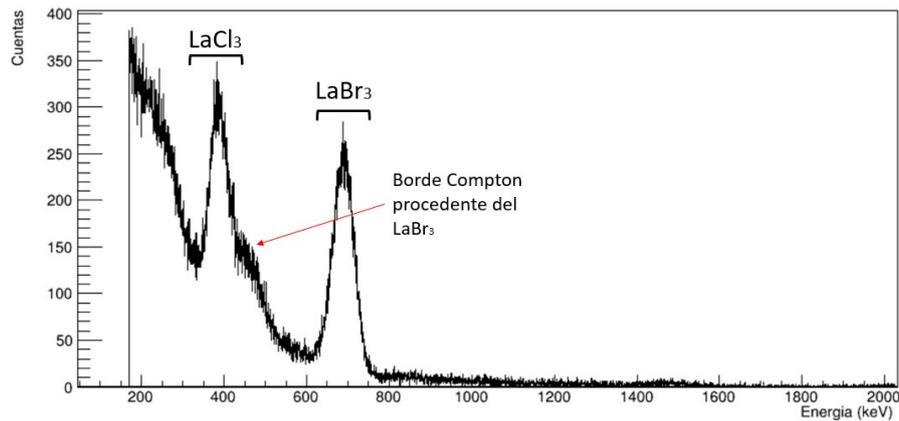


Figura 26: Espectro calibrado para el cristal de LaBr_3 obtenido con la fuente de ^{137}Cs en la posición 7 cm, es decir, en el punto de acople del cristal de LaBr_3 y LaCl_3 por lo que la fuente irradia por igual en ambos cristales.

	Posición de la fuente (cm)	Centroide (keV)	FWHM (keV)	Área neta (cuentas)
	0	649.0 (7)	55 (5)	28444 (250)
Cara A				
LaBr ₃	1	647.3 (2)	58.0 (7)	49847 (700)
	2	653.13 (19)	60.4 (6)	64226 (600)
	3	658.68 (13)	61.0 (8)	67364 (1200)
	4	667.16 (13)	62.8 (2)	73064 (300)
	5	676.9 (3)	62.6 (11)	66521 (1100)
	6	684.4 (4)	60.6 (12)	60894 (1400)
	7	688.5 (3)	58.7 (2)	37085 (400)
	7	608.7 (14)	80.0 (4)	27641 (1000)
	8	613.5 (12)	82 (5)	48162 (4000)
	9	625.4 (11)	88 (4)	52060 (3100)

... continúa en la siguiente página

Tabla 5... continuación

Posición de la fuente (cm)		Centroide (keV)	FWHM (keV)	Área neta (cuentas)
LaCl ₃	10	644.1 (3)	98 (6)	63696 (3000)
	11	669.3 (9)	111.3 (3)	64888 (100)
	12	698.7 (2)	118.3 (5)	72977 (400)
	13	723.4 (2)	112.5 (8)	68890 (600)
	14	747.5 (3)	99.5 (11)	54108 (600)
Cara B				
LaBr ₃	1	651.5 (6)	57.7 (15)	30922 (900)
	2	655.9 (5)	60.4 (4)	39403 (160)
	3	661.6 (3)	64.3 (12)	44634 (800)
	4	669.1 (2)	64.9 (5)	41051 (400)
	5	677.9 (2)	64.2 (5)	48299 (400)
	6	685.9 (7)	63.3 (21)	43762 (1700)
	7	689.7 (6)	61.9 (23)	30961 (1400)
LaCl ₃	7	602.4 (11)	73 (11)	14235 (3600)
	8	610.1 (13)	92.8 (29)	32157 (1800)
	9	623.8 (7)	101.4 (7)	48045 (100)
	10	639.5 (9)	105.9 (42)	50188 (2000)
	11	660.0 (5)	116.2 (21)	55277 (1700)
	12	689.0 (5)	124.4 (20)	55347 (1300)
	13	723.5 (4)	126.0 (3)	58907 (300)
14	753.5 (2)	114 (5)	49103 (2000)	

Tabla 5: Datos obtenidos de los espectros provenientes de la transición de la fuente de ¹³⁷Cs de las medidas realizadas con el phoswich 3 con un tiempo de adquisición de 300 s.

Posición de la fuente (cm)		Centroide (keV)	FWHM (keV)	Área neta (cuentas)
0		650.23 (12)	51.3 (3)	46225 (50)
Cara A				

... continúa en la siguiente página

Tabla 6... continuación

Posición de la fuente (cm)	Centroide (keV)	FWHM (keV)	Área neta (cuentas)	
	1	650.63 (11)	52.2 (3)	60112 (200)
	2	652.6 (3)	52.56 (23)	75380 (250)
	3	655.5 (2)	52.7 (3)	79431 (400)
LaBr ₃	4	659.4 (1)	52.78 (16)	84267 (100)
	5	662.83 (15)	52.77 (13)	83539 (230)
	6	665.06 (11)	52.6 (2)	70979 (250)
	7	665.98 (12)	51.88 (12)	50442 (150)
	7	609.6 (8)	70.2 (23)	27921 (1400)
	8	612.5 (7)	70.4 (18)	48160 (1800)
	9	623.5 (5)	83.6 (21)	67139 (3000)
LaCl ₃	10	638.9 (5)	90.6 (22)	72957 (2300)
	11	661.7 (4)	104.6 (15)	87150 (1800)
	12	682.97 (21)	105.6 (2)	87865 (100)
	13	704.19 (23)	99.4 (8)	81035 (500)
	14	722.8 (2)	92.8 (4)	65199 (500)
Cara B				
	1	649.5 (1)	51.3 (2)	67434 (300)
	2	651.42 (13)	51.6 (2)	90657 (250)
	3	654.97 (8)	51.8 (2)	100118 (400)
LaBr ₃	4	658.48 (13)	52.3 (4)	102661 (1100)
	5	662.46 (14)	52.0 (2)	101364 (500)
	6	666.0 (1)	51.2 (2)	87923 (100)
	7	667.24 (11)	51.3 (3)	61574 (150)
	7	609.74 (23)	71.6 (9)	31433 (500)
	8	611.5 (8)	71 (3)	62122 (3000)
	9	619.2 (6)	77 (5)	82919 (2200)
LaCl ₃	10	635.3 (9)	83.4 (19)	88493 (4000)
	11	659.9 (12)	99 (3)	107340 (2300)

... continúa en la siguiente página

Tabla 6... continuación

Posición de la fuente (cm)	Centroide (keV)	FWHM (keV)	Área neta (cuentas)
12	681.98 (13)	104.2 (6)	109961 (150)
13	708.9 (4)	95.3 (17)	98523 (1700)
14	724.3 (3)	93 (1)	82189 (1300)

Tabla 6: Datos obtenidos de los espectro provenientes de la transición de la fuente de ^{137}Cs de las medidas realizadas con el phoswich 4 con un tiempo de adquisición de 300 s.

En las Figuras 27 y 28 se muestra gráficamente la variación observada en el fotopico de la transición de ^{137}Cs en los cristales de LaBr_3 y LaCl_3 respectivamente para las medidas a lo largo de la cara A del phoswich 3 a medida que se varía la posición de la fuente. Aparentemente la posición del centroide se desplaza hacia valores crecientes en ambos cristales según nos desplazamos a lo largo de los cristales con la fuente radiactiva.

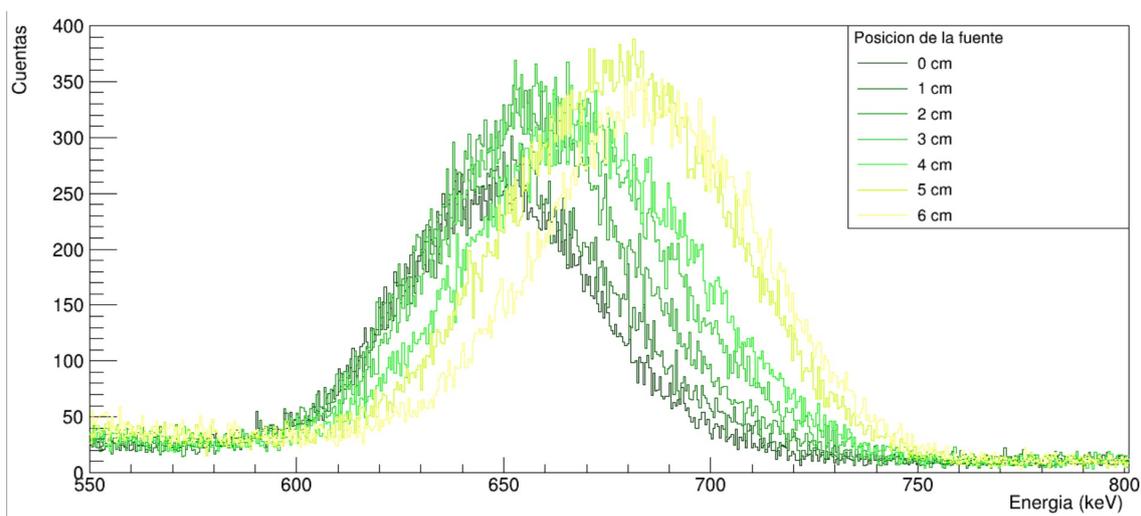


Figura 27: Superposición de los espectros de la fuente de ^{137}Cs en las medidas realizadas durante 300 s en la cara A del phoswich 3 a lo largo del cristal de LaBr_3 .

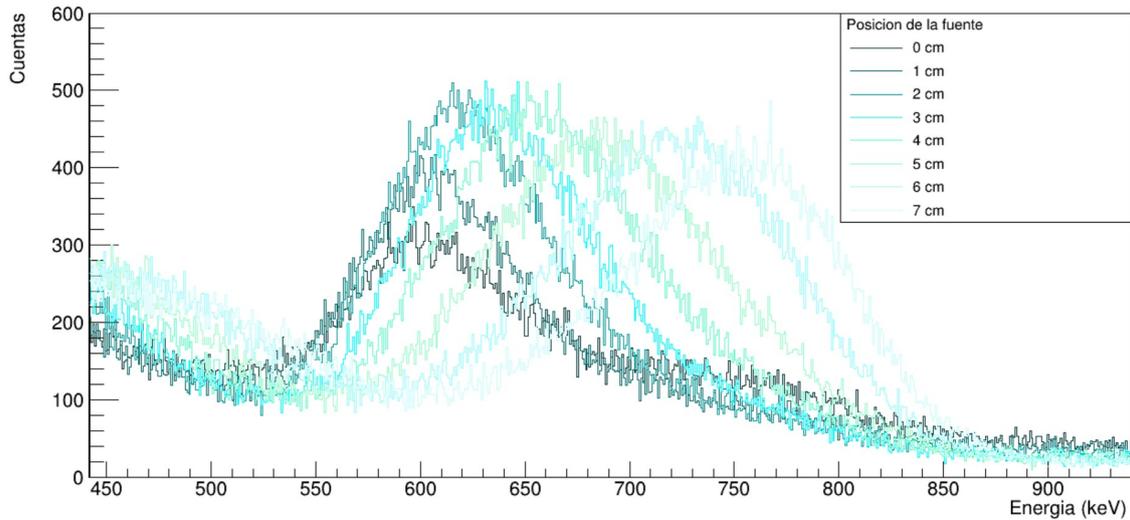


Figura 28: Superposición de los espectros de la fuente de ^{137}Cs en las medidas realizadas durante 300 s en la cara A del phoswich 3 a lo largo del cristal de LaCl_3 .

En la Figura 29 se observa la tendencia creciente de la posición en el espectro en ambos cristales y para las dos caras estudiadas. Esto implica que cuanto más cerca del fotomultiplicador se produzca la interacción, mayor será la cantidad de luz recibida por el fotomultiplicador y por lo tanto, el pico se desplaza a mayores “energías aparentes”, es decir, mayor posición en canales. Por ello se esperan menos pérdidas en cuanto al número de fotones ópticos que alcanzan el fotocátodo y una mejor resolución en energías de detección.

En el caso del LaBr_3 la tendencia creciente posee una pendiente mucho menor que en el caso del cristal de LaCl_3 , en el que la posición cambia más drásticamente de un punto a otro del cristal. Se observa además un buen acuerdo entre las curvas para diferentes caras del mismo cristal.

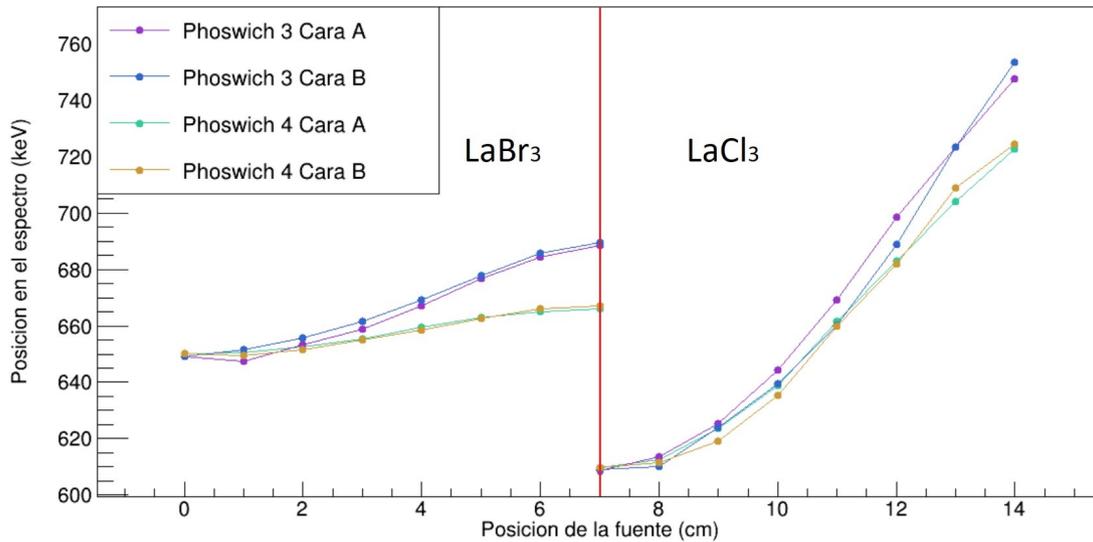


Figura 29: Representación de la posición del centroide ($P_{A/B}$) de las líneas del espectro generado con la fuente de ^{137}Cs , frente a la posición de dicha fuente.

5.2. Cálculo de la resolución en energía

Uno de los parámetros que estudiaremos será la resolución en energía, pero dado que el parámetro obtenido experimentalmente es el FWHM, se debe aplicar la ecuación 11. Las resoluciones en energía expresadas en % se recogen en la Tabla 7.

Posición de la fuente (cm)	Phoswich 3		Phoswich 4		
	R _A (%)	R _B (%)	R _A (%)	R _B (%)	
LaBr ₃	0	8.51 (9)	8.51 (9)	7.89 (5)	7.89 (5)
	1	8.95 (11)	8.86 (24)	8.03 (3)	7.89 (3)
	2	9.25 (9)	9.20 (7)	8.05 (4)	7.92 (3)
	3	9.25 (12)	9.72 (18)	8.04 (5)	7.91 (3)
	4	9.41 (3)	9.70 (8)	8.005 (16)	7.95 (6)
	5	9.25 (17)	9.47 (8)	7.961 (21)	7.85 (3)
	6	8.86 (18)	9.2 (3)	7.91 (3)	7.69 (3)
	7	8.52 (3)	9.0 (3)	7.789 (19)	7.69 (5)
LaCl ₃	7	13.14 (9)	14.9 (3)	11.5 (4)	11.74 (15)
	8	13.4 (8)	15.2 (5)	11.5 (3)	11.6 (5)
	9	14.0 (7)	16.26 (13)	13.4 (3)	12.5 (8)
	10	15.2 (9)	16.6 (7)	14.2 (4)	13.1 (3)
	11	16.63 (7)	17.6 (3)	15.81 (24)	15.0 (5)
	12	16.93 (8)	18.1 (3)	15.46 (3)	15.27 (9)
	13	15.55 (11)	17.41 (5)	14.12 (12)	13.44 (25)
	14	13.31 (15)	15.1 (6)	12.84 (6)	12.88 (14)

Tabla 7: Resolución relativa en energía (%) de las líneas procedentes de los fotopicos de los espectros obtenidos con la fuente de ^{137}Cs . Donde R_A son las respectivas resoluciones de los fotopicos de las medidas realizadas en la cara A del cristal indicado y R_B las de las realizadas en las cara B.

Estos valores nos dan información relevante sobre la resolución del detector. Se puede observar que las interacciones producidas en el primer cristal tuvieron una mejor resolución, lo cuál era esperable por las características del cristal de LaBr_3 . Sin embargo, la interacciones que se producen en el cristal de LaCl_3 generarán espectros con una resolución en energía de hasta el doble que en el otro cristal. Los valores obtenidos en ambas caras son similares entre sí para los dos phoswich. Además se puede observar que la resolución del phoswich 4 es, en general, mejor que la del phoswich 3.

Gráficamente, en la Figura 30, se observa que la resolución se mantiene casi estable a lo largo del cristal de LaBr_3 , al contrario que en el caso del cristal de

LaCl₃, donde la resolución empeora mostrando un máximo en la zona central del cristal de hasta un 18 %.

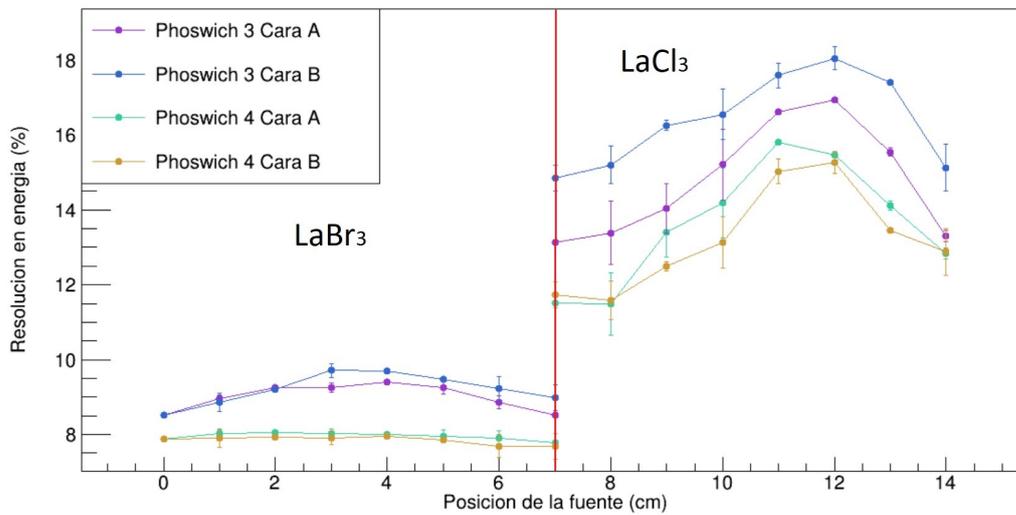


Figura 30: Representación de los valores de resolución de las líneas de los espectros obtenidos con una fuente ¹³⁷Cs, con un tiempo de medida de 300 s, respecto a la posición de dicha fuente.

5.3. Cuantificación de las variaciones en los parámetros de los espectros a lo largo de cada cristal

Para estudiar de forma más exhaustiva la variación en los parámetros, se han cuantificado las variaciones utilizando la ecuación 13 de forma que analizaremos cada variación respecto al valor en la posición 0 cm de cada cristal.

$$\Delta x = \frac{x_i - x_0}{x_0} \times 100 \quad (13)$$

Donde x_i es el valor de cada parámetro en la posición i ($0 \leq i \leq 7$) respecto a x_0 o posición de referencia, correspondiente a la posición 0 cm para el cristal de LaBr₃ siendo esta cuando la fuente se coloca en el centro de la cara frontal del detector y 7 cm para el LaCl₃ cuando colocamos la fuente en el lateral de los cristales justo en el punto de unión de ambos cristales.

5.3.1. Posición de la transición en el espectro

Los resultados sobre la variación de la posición en el espectro del centroide del pico de la transición de ¹³⁷Cs se puede observar en la Tabla 8 y gráficamente en la

Figura 31.

La variación de la posición del centroide del fotopico en el espectro se produce en sentido creciente, es decir, cuanto más cerca se encuentra la fuente del fotomultiplicador, mayor es la “energía aparente” a la que aparece la línea en el espectro. Para el caso del phoswich 3 observamos una mayor variación en ambos cristales. Para la cara A, correspondiente a la cara oblicua del cristal, se observa una variación ligeramente mayor que para la cara B.

Posición de la fuente (cm)	Phoswich 3		Phoswich 4		
	ΔP_A (%)	ΔP_B (%)	ΔP_A (%)	ΔP_B (%)	
LaBr ₃	0	0.0 (2)	0.0 (2)	0.00 (4)	0.00 (4)
	1	-0.26 (13)	0.37 (20)	0.06 (4)	-0.11 (3)
	2	0.63 (12)	1.05 (19)	0.36 (4)	0.18 (3)
	3	1.48 (13)	1.94 (16)	0.81 (3)	0.73 (3)
	4	2.79 (13)	3.09 (14)	1.41 (3)	1.27 (4)
	5	4.29 (16)	4.45 (14)	1.94 (4)	1.88 (4)
	6	5.44 (18)	5.68 (22)	2.28 (4)	2.42 (3)
	7	6.08 (16)	6.26 (21)	2.42 (4)	2.62 (4)
LaCl ₃	7	0.0 (3)	0.0 (2)	0.00 (14)	0.00 (5)
	8	0.8 (3)	0.2 (3)	0.48 (13)	0.28 (14)
	9	2.7 (3)	2.45 (21)	2.27 (9)	1.56 (11)
	10	5.82 (15)	5.03 (24)	4.80 (9)	4.19 (16)
	11	9.95 (25)	8.40 (19)	8.53 (8)	8.23 (20)
	12	14.78 (15)	13.15 (19)	12.03 (5)	11.85 (3)
	13	18.85 (15)	18.82 (18)	15.51 (6)	16.27 (8)
	14	23.80 (17)	23.74 (16)	18.57 (5)	18.79 (7)

Tabla 8: Variaciones de la posición del centroide ($\Delta P_{A/B}$) de la transición en el espectro generado con la fuente de ¹³⁷Cs, respecto a las posiciones de referencia de 0 cm en la cara frontal del detector para el LaBr₃ y 7 cm en cada lateral para el LaCl₃.

Comparando ambos cristales, la variación en el LaBr₃ se estabiliza cuando se acerca al punto de acoplamiento de los cristales, sin embargo, en el caso del LaCl₃ la variación presenta una tendencia lineal con una pendiente mucho mas acusada

que para los valores del cristal de LaBr_3 , esto se puede observar en la Figura 31, es decir, para este segundo cristal, la variación es mucho mayor de una posición de la fuente a la siguiente.

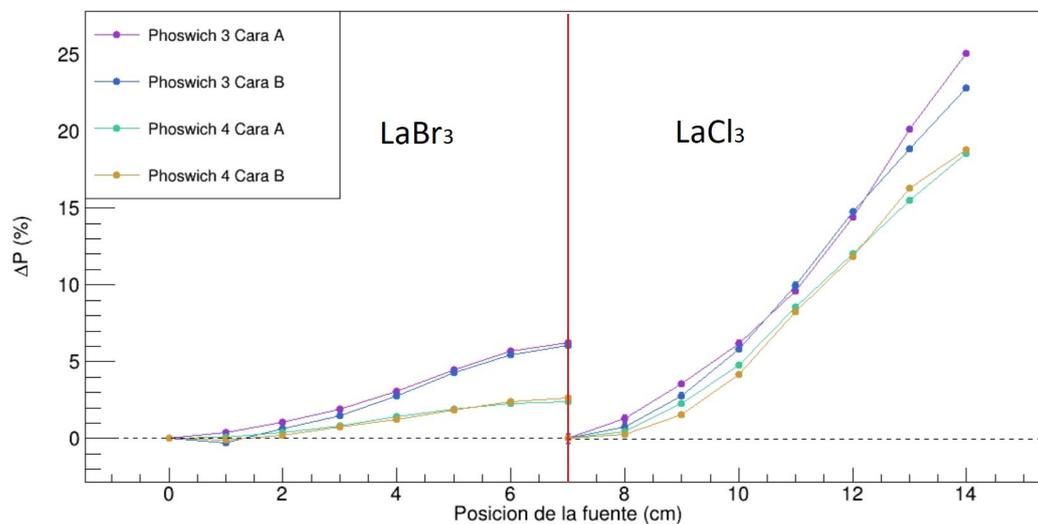


Figura 31: Representación de las variaciones de la posición del centroide de la transición en el espectro generado con la fuente de ^{137}Cs , respecto a las posiciones de referencia de 0 cm para el LaBr_3 y 7 cm para el LaCl_3 .

5.3.2. Resolución en energía

Los resultados sobre la variación de la resolución del fotopico de la transición del ^{137}Cs se recogen en la Tabla 9 y se muestran gráficamente en el Figura 32.

Posición de la fuente (cm)	Phoswich 3		Phoswich 4		
	ΔR_A (%)	ΔR_B (%)	ΔR_A (%)	ΔR_B (%)	
LaBr ₃	0	0.0 (20)	0.0 (20)	0.0 (22)	0.0 (22)
	1	5.2 (23)	4 (4)	1.7 (25)	0 (4)
	2	8.7 (22)	8.1 (19)	2.1 (23)	0.3 (20)
	3	9 (3)	14 (3)	2 (3)	0 (3)
	4	10.5 (15)	14.0 (21)	1.4 (15)	0.7 (21)
	5	9 (3)	11.3 (20)	1 (3)	-0.6 (21)
	6	4 (3)	8 (5)	0 (3)	-3 (5)
LaCl ₃	7	0.2 (14)	5 (5)	-1.3 (15)	-3 (5)
	7	0.0 (15)	0 (5)	0.0 (17)	0 (6)
	8	2 (7)	2 (6)	0 (8)	-1 (7)
	9	7 (6)	9 (3)	16 (7)	6 (4)
	10	16 (8)	11 (7)	23 (9)	12 (9)
	11	26.6 (14)	18 (5)	37.4 (17)	28 (7)
	12	28.9 (15)	22 (5)	34.3 (18)	30 (6)
	13	18.3 (17)	17 (3)	22.7 (20)	14 (4)
14	1.3 (19)	2 (7)	11.6 (23)	10 (9)	

Tabla 9: Variaciones de la resolución ($\Delta R_{A/B}$) del fotopico en el espectro generado con la fuente de ^{137}Cs , respecto a las posiciones de referencia de 0 cm para el LaBr₃ y 7 cm para el LaCl₃.

Analizando la Figura 32 se observa un máximo en la posición central de cada cristal. Frente a una elevada cantidad de fotones gamma incidentes, se produce también una tasa de variación elevada en las interacciones producidas y esto puede explicar el comportamiento de la resolución a lo largo del cristal. La disminución de este parámetro en las distancias más próximas al fotocátodo podría estar generada por el aumento del ángulo sólido que representa el fotocátodo respecto al punto de generación de los fotones de centelleo, es decir, la proporción de fotones que sufren interacciones con los bordes del detector distintos a la entrada del fotomultiplicador es menor cuanto menor sea la distancia entre ésta y el punto de interacción.

Además se observa una gran diferencia de comportamiento entre la configuración phoswich 3 y 4, siendo en este caso la segunda mucho más estable en términos de

resolución energética en el cristal de LaBr_3 observando una ΔR máxima de 2.1 %. En el phoswich 4 no solo la variación es menor, sino que como podemos ver en la Tabla 7 el valor de la resolución es también menor. Se observan variaciones en la resolución que llegan hasta un 15 % para el LaBr_3 y hasta un 35 % en LaCl_3 respecto a sus valores obtenidos en los puntos de referencia.

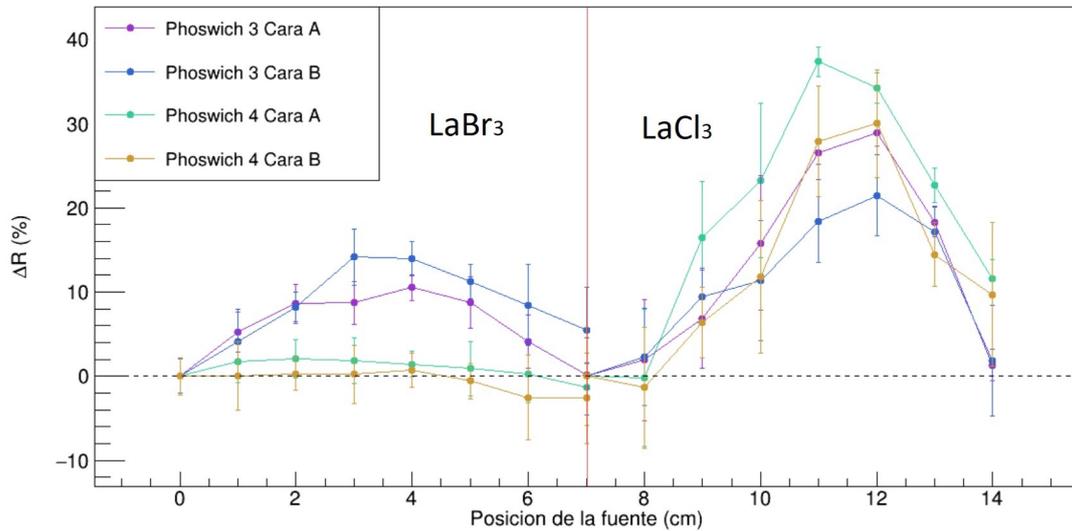


Figura 32: Representación de las variaciones de la resolución del fotopico en el espectro generado con la fuente de ^{137}Cs , respecto a las posiciones de referencia de 0 cm para el LaBr_3 y 7 cm para el LaCl_3 .

5.3.3. Área neta de las líneas del espectro

Para este análisis, la variación de área neta y la variación en la tasa de contaje son sinónimos, ya que todas las medidas se realizaron durante el mismo tiempo de adquisición. El área neta de las transiciones de energía es proporcional a la eficiencia del detector, o en este caso, a una captación mayor de radiación γ directa. Como se explicó anteriormente, la eficiencia geométrica depende directamente del ángulo sólido de detección. En este caso, el punto donde la radiación que le llega al cristal es máxima es en la zona central de cada cristal, donde el ángulo sólido y el volumen de posible interacción es máximo, tal y como muestra la Figura 21 cuando la muestra se sitúa en el punto 2, la irradiación radiactiva es de aproximadamente el doble que en las posiciones 1 y 3, donde una mayor parte de la radiación emitida no llega al detector.

Posición de la fuente (cm)	Phoswich 3		Phoswich 4		
	ΔA_A (%)	ΔA_B (%)	ΔA_A (%)	ΔA_B (%)	
LaBr ₃	0	0.0 (18)	0.0 (18)	0.0 (2)	0.0 (2)
	1	75 (4)	9 (4)	30.0 (6)	45.9 (8)
	2	126 (4)	38.5 (18)	63.1 (7)	96.1 (8)
	3	137 (6)	57 (4)	71.8 (11)	116.6 (11)
	4	157 (3)	44 (3)	82.3 (4)	122 (3)
	5	134 (6)	70 (3)	80.7 (7)	119.3 (13)
	6	114 (7)	54 (7)	53.6 (7)	90 .2 (4)
	7	30 (3)	9 (6)	9.1 (4)	33.2 (5)
LaCl ₃	7	0.0 (7)	0 (5)	0 (10)	0 (3)
	8	74 (15)	68 (13)	73 (15)	98 (13)
	9	88 (12)	151 (7)	140 (23)	164 (11)
	10	130 (12)	163 (17)	161 (21)	182 (17)
	11	134.8 (12)	189 (16)	212 (22)	241 (13)
	12	164.0 (24)	190 (14)	215 (16)	250 (6)
	13	149 (3)	208 (10)	190 (16)	213 (10)
	14	96 (3)	157 (17)	134 (13)	161 (8)

Tabla 10: Variaciones de la tasa de contaje ($\Delta A_{A/B}$) del fotopico en el espectro generado con la fuente de ^{137}Cs , respecto a las posiciones de referencia de 0 cm para el LaBr₃ y 7 cm para el LaCl₃.

Observando la Figura 33 se encuentra un máximo en la zona central de cada cristal, siendo mínima la variación respecto al punto de referencia en los extremos. Dicho de otra forma, al movernos por el lateral del cristal va aumentando la eficiencia hasta un 150 % más en LaBr₃ y 250 % más para LaCl₃ de sus valores de referencia en el centro de cada cristal para luego descender hasta valores próximos al de referencia cuando llegamos al final de cada cristal. Al igual que en el análisis anterior, este fenómeno es consecuencia del ángulo sólido de la radiación incidente en el cristal.

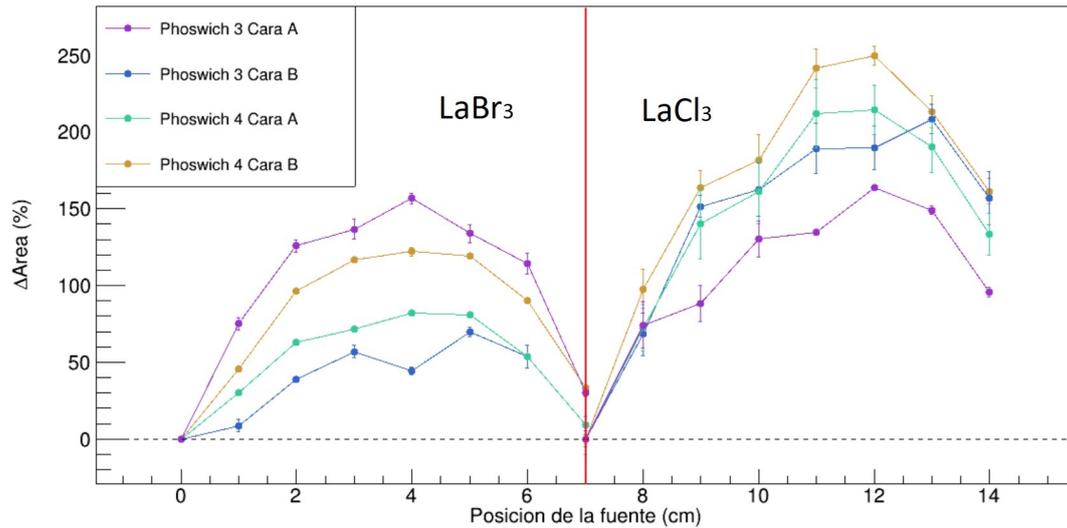


Figura 33: Representación de las variaciones de la tasa de conteo del fotopico en el espectro generado con la fuente de ^{137}Cs , respecto a las posiciones de referencia de 0 cm para el $LaBr_3$ y 7 cm para el $LaCl_3$.

5.4. Análisis de las variaciones en las propiedades de los espectros de un cristal a otro

Sin entrar en análisis cuantitativos se pueden discutir cualitativamente ciertas diferencias entre los cristales de $LaBr_3$ y $LaCl_3$. Como se muestra en la Figura 34, donde se han superpuesto dos histogramas del mismo phoswich, uno de cada cristal, en los que la transición aparece en una posición de energía similar, el cristal de $LaBr_3$ posee una mejor resolución.

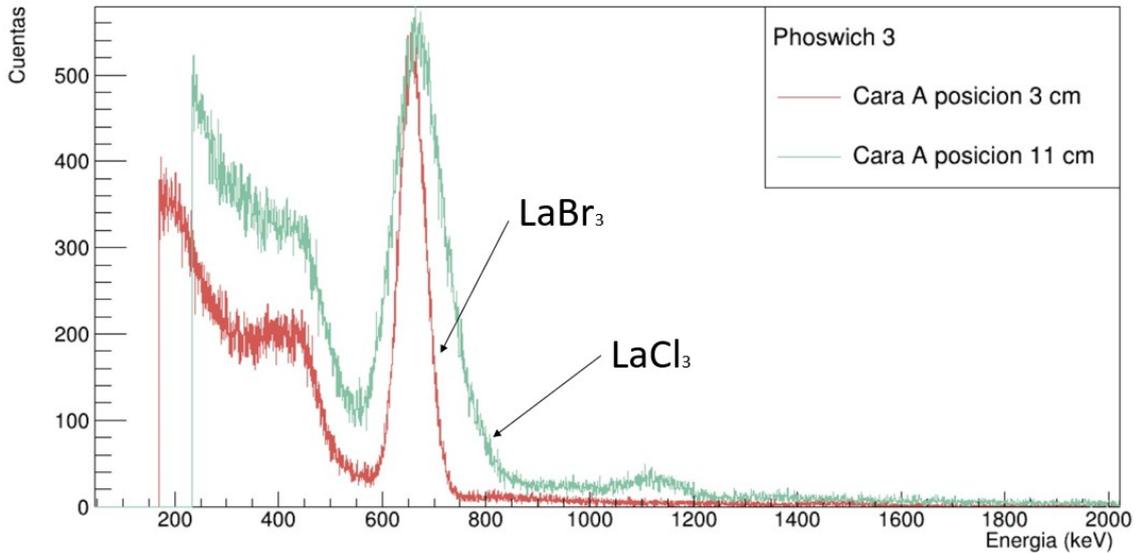


Figura 34: Superposición de dos espectros de la fuente de ^{137}Cs , procedentes del LaBr_3 y del LaCl_3 respectivamente, con una posición del centroide similar en el mismo phoswich 3, con un tiempo de adquisición de 300 s.

5.5. Análisis de las variaciones en las propiedades de los espectros de una cara a otra del mismo cristal

Cualitativamente también se puede discutir la diferencia de detección entre dos laterales del mismo cristal, en este caso donde A es un lateral de corte oblicuo común para ambos phoswich y B son las caras paralelas entre sí. Esta diferencia en la geometría provoca que el ángulo sólido de incidencia sea diferente en ambos casos, además de influir en el ángulo con el que los fotones de centelleo llegan a las paredes del detector, lo que dependiendo de un lado u otro podría generar mayor probabilidad de incidencia con ángulos mayores que el ángulo crítico y facilitar la transmisión. Todo esto a pesar de que los cristales se encuentran envueltos en reflectantes para evitar que la luz de centelleo salga del cristal. En la Figura 35 observamos una pequeña diferencia en la resolución en energía, siendo mejor la resolución del fotopico procedente de la fuente situada en la cara A, además, la tasa de conteo en el caso de la cara A es significativamente mayor. Esto quiere decir que en un mismo cristal, la eficiencia mejora al situar la fuente en la cara más ancha de dicho cristal. En la Figura 35 también se puede observar que la relación P/T (Peak to total) o relación, en cuantas, fotopico/(Compton+fotopico) es mayor en la cara A que en la B, es decir, en la cara A se recogen más cuentas con energía total

(fotopico) respecto a la meseta Compton asociada que en el caso de la cara B.

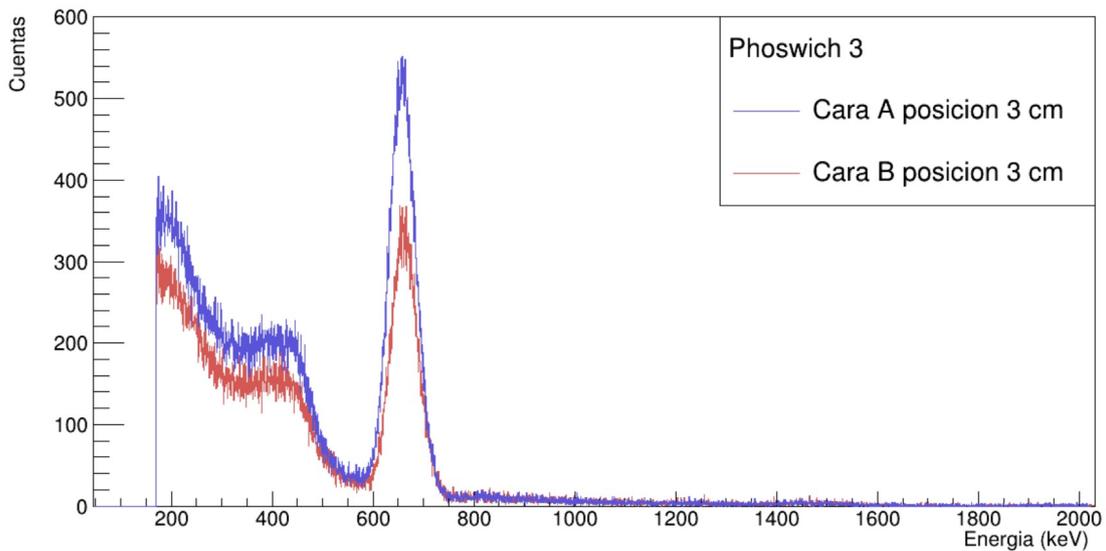


Figura 35: Superposición de dos espectros con la fuente situada a la misma distancia en ambas caras estudiadas del cristal de LaBr_3 del phoswich 3, con un tiempo de adquisición de 300 s.

5.6. Discusión

La posición del centroide varía a energías superiores en el espectro a medida que aumenta la profundidad de interacción en cada cristal, probablemente debido a que hay mayor eficiencia de transporte de fotones ópticos desde el punto de interacción (donde se generan) al fotocátodo. El centroide se desplaza menos en el cristal de LaBr_3 (hasta un 6.3 % respecto a la posición de referencia en la cara frontal del cristal), que en el cristal de LaCl_3 (hasta un 23.8 % respecto a la posición de referencia en el inicio de este cristal) tal y como se muestra en la Figura 31. En el phoswich 3 se observa más variación que en el phoswich 4, siendo de hasta un 18.8 % en este último frente a la variación máxima del phoswich 3 del 23.8 %. Las variaciones en la posición del fotopico para las caras A y B muestran buen acuerdo entre sí. El cristal de LaBr_3 del phoswich 4, que tiene un 20 % más de volumen que el phoswich 3, presenta resultados con una menor variación en la posición del centroide, de un máximo de 2.62 %, es decir, el centroide se mantiene en una posición más estable conforme nos movemos a lo largo del cristal que para el otro phoswich estudiado.

La resolución en energía es en general mejor en el phoswich 4, donde toma valores desde un mínimo de 8 % hasta un máximo de 15.8 %, mientras que en el phoswich

3 donde presenta un mínimo de 8.5 % y llega a alcanzar el 18.1 %, estos datos se encuentran en la tabla 7. La resolución en energía es considerablemente mejor en el cristal de LaBr_3 , con valores de entre 7.7 % y 9.71 %, que en el LaCl_3 donde empeoran hasta un 18.1 %, siendo la mejor resolución de 11.5 %. Para el cristal de LaBr_3 no se aprecia una gran diferencia entre las caras A y B del cristal, sin embargo, en el cristal de LaCl_3 la resolución en la cara B empeora hasta 18.1 %, mientras que la cara A presenta valores de resolución en energía algo más reducidos de hasta un 16 %.

La variación de la resolución en energía (ΔR) presenta un comportamiento similar al de la propia resolución, esto se puede observar comparando las Figuras 30 y 32, la variación es mayor para el cristal de LaCl_3 , de hasta 37.4 %, mientras que para el cristal de LaBr_3 alcanza una variación máxima del 14 %. Para la comparación entre los dos phoswich, es necesario diferenciar adicionalmente entre los cristales. Para el cristal LaBr_3 del phoswich 3 se observa una variación de la resolución mucho mayor, al contrario que para el cristal LaCl_3 donde es el phoswich 4, con un máximo de 37.7 % el cristal con una mayor variación en resolución. La variación de la resolución es máxima en el centro de los cristales, de hasta 37.7 % frente a una variación de hasta el 11.6 % en el extremo final del cristal de LaCl_3 tal y como se muestra en la Figura 32.

La tasa de contaje se toma como el área neta del fotopico dividida por el tiempo de medida, como en nuestro caso todas las medidas se realizaron con el mismo tiempo de adquisición (300 s) se puede hablar en términos de variación de tasa de contaje en vez de área neta, y varía dependiendo de la posición de la fuente de forma que se genera un máximo en el punto en el que la fuente se coloca en el centro del cristal, con una variación máxima respecto al punto de referencia en la cara frontal del cristal del 157 % para el LaBr_3 y del 250 % para el LaCl_3 respecto al punto de referencia del inicio de dicho cristal (7 cm). La variación en la tasa de contaje resulta ser siempre mayor para el LaCl_3 . La tasa de contaje se relaciona con la eficiencia del detector, que resulta mayor cuanto mayor sea el ángulo sólido de detección de la radiación, es decir, cuanta mayor radiación llegue al detector. De forma general observamos un máximo de eficiencia en las posiciones centrales de todos los segmentos estudiados, mostrado en la Figura 33, que se debe a que en este

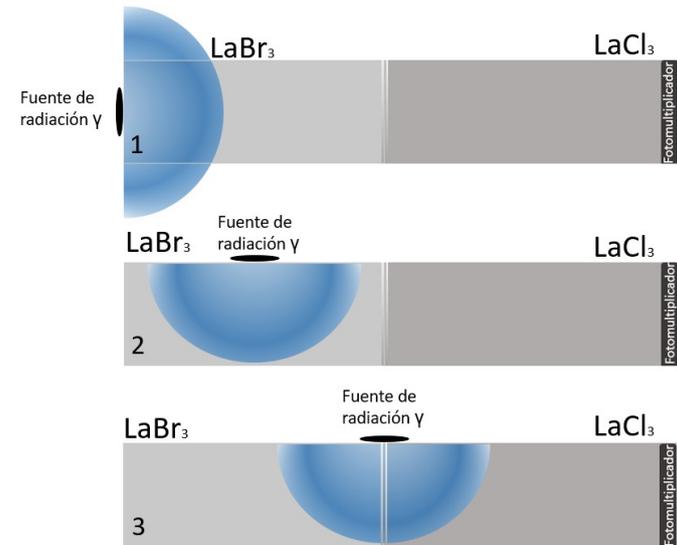


Figura 36: En el dibujo 1 se observa el volumen de interacción para el punto de referencia del cristal de LaBr_3 , que al ser sobre la base frontal tiene un área de irradiación menor, y por lo tanto un volumen accesible de interacción mínimo. El dibujo 2 muestra un máximo en el volumen accesible de interacción, ya que la radiación se expande cubriendo mayor rango lateral del cristal. En el dibujo 3 se observa la misma expansión, pero en este caso, solo la mitad de la radiación entra en cada uno de los cristales.

punto el ángulo sólido de detección es mayor que cuando la fuente se sitúa en los extremos del cristal. En la Figura 36 podemos observar 3 puntos extremos en cuanto a volumen de interacción aparente se refiere, que explican las curvas de la variación del área que vemos, siendo mínimas en los extremos y máxima en el centro de cada cristal.

6. Conclusiones

En este trabajo hemos estudiado la respuesta de los cristales CEPA del calorímetro CALIFA del experimento R^3B de FAIR en Darmstadt (Alemania) a la detección de radiación γ mediante una fuente de ^{137}Cs en función de su posición. La fuente de ^{137}Cs tiene en su desintegración esencialmente una sola transición gamma de 661.657 (3) keV. En nuestros espectros hemos observado el fotopico correspondiente a esta transición que permite fijar la energía y la distribución Compton correspondiente. En concreto, hemos estudiado 2 sistemas (phoswich 3 y phoswich 4) compuestos por dos cristales de LaBr_3 y LaCl_3 de 7 cm y 8 cm de longitud respectivamente y se ha comparado la respuesta de los cristales a la posición frontal del cristal de LaBr_3 y

el inicio del cristal LaCl_3 con las demás posiciones a lo largo de cada cristal. Las conclusiones obtenidas en este trabajo pueden resumirse en los siguientes puntos:

- La posición del centroide del fotopico se desplaza hacia posiciones mayores en el espectro a medida que aumenta la profundidad a la que se produce la interacción de la radiación γ en cada cristal. La posición del centroide ha variado hasta un 6.3 % para el cristal de LaBr_3 y hasta un 23.8 % para el cristal de LaCl_3 .
- La resolución en energía es mejor en phoswich 4, siendo mínima en el cristal de LaBr_3 con un valor de 7.7 %, cuyos cristales tienen un 20 % más de volumen que los del phoswich 3.
- La resolución en energía empeora en las zonas centrales de cada cristal, es decir, cuando el volumen accesible de interacción es mayor. Siendo la variación máxima del 30 % en el cristal de LaCl_3 del phoswich 4 respecto a la resolución de la medida del inicio del cristal.
- La tasa de contaje del detector es máxima cuando la fuente se sitúa en el centro de cada cristal, es decir, cuando el volumen accesible de interacción es mayor llegando a proporcionar hasta un 150 % de incremento de cuentas en el centro del cristal de LaBr_3 y hasta un 250 % adicional en el centro del LaCl_3 respecto a sus posiciones de referencia.
- En general se ha observado que los cristales de LaBr_3 se comportan de forma suficientemente estable. Sin embargo, este no es el caso para los cristales de LaCl_3 . Actualmente se está colaborando con el fabricante para encontrar una solución.

Referencias

1. Aumann, T., *Technical report for the Design, Construction and Commissioning of the CALIFA Endcap*, 2011.
2. Tengblad, O. *NUSTAR and the status of the R3B project at FAIR*. *Pramana* **2010**, *75*, 355-361.
3. Kleinknecht, K., *Detectors for particle radiation*. Cambridge University Press: 1998.
4. Brillance 350, <https://www.gamdata.se/assets/Uploads/LaBr3-BrillanCe-350-data-sheet.pdf>.
5. Brillance 380, <http://www.gamdata.se/assets/Uploads/LaBr3-BrillanCe-380-Data-Sheet.pdf>.
6. Scintillation Products Technical Note, <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/brillance-scintillators-performance-summary.pdf>.
7. High voltage supply NHQ 203M, https://iseg-hv.com/files/media/iseg_datasheet_NHQ_en_20210329082518.pdf.
8. MPR-1, <https://www.mesytec.com/products/datasheets/MPR-1.pdf>.
9. MDS-8, <https://www.mesytec.com/products/nuclear-physics/MDS-8.html>.
10. 32 Channel Multievent Peak Sensing ADC, <https://www.caen.it/products/v785/>.
11. mvme - mesytec VME data acquisition, <https://www.mesytec.com/downloads/mvme.html>.
12. 584 Constant-Fraction Discriminator, <https://www.ortec-online.com/products/electronics/fast-timing-discriminators/584>.
13. 794 Quad Gate/Delay Generator, https://www.star.bnl.gov/public/tof/operations/modules/PS_794.htm.
14. Leo, W. R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg: 1994.

15. ROOT CERN, <https://root.cern/>.
16. Table of Radioactive Isotopes, inglés, <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/radSearch.asp>, Accedido en abril de 2021.
17. F., K. G., *Radiation detection and measurement*, 4th; John Wiley & Sons: River Street, Hoboken, 2010.