



UNIVERSIDAD DE SALAMANCA

Instituto de Física Fundamental y Matemáticas
Laboratorio de Radiaciones Ionizantes

**SALSA: UN SISTEMA DE
CARACTERIZACIÓN DE LA RESPUESTA
ELÉCTRICA DE DETECTORES DE
GERMANIO HIPERPURO CON CONTACTOS
SEGMENTADOS BASADO EN UNA CÁMARA
 γ DE ALTA RESOLUCIÓN**

TESIS DOCTORAL

Resumen en castellano

ÁLVARO HERNÁNDEZ PRIETO

Directora: Dra. Begoña Quintana Arnés

Salamanca, 2016

DÑA. BEGOÑA QUINTANA ARNÉS, PROFESORA TITULAR DE UNIVERSIDAD DEL DEPARTAMENTO DE FÍSICA FUNDAMENTAL DE LA UNIVERSIDAD DE SALAMANCA.

Autoriza la presentación de la Tesis Doctoral titulada "Salsa: A characterization system of the electrical response of HPGe detectors based on a high-resolution γ camera".

En Salamanca, a 21 de julio de 2016

Fd. Begoña Quintana Arnés

Agradecimientos

Es de recibo cuando uno alcanza un logro como el que nos ocupa el citar a las personas que, de una manera u otra, han estado presentes durante el mismo.

El primer lugar mi agradecimiento a la Dr. Begoña Quintana por la oportunidad que me brindó, allá por el año 2008, de comenzar mi carrera investigadora. Las conversaciones, siempre constructivas, han hecho que este trabajo haya llegado a buen puerto.

En segundo lugar a mi esposa, Clara, porque hace buena la expresión "media naranja", porque me complementa, porque siempre ha estado ahí. Porque siempre me ha inspirado y me ha motivado a no dejar nada sin acabar, a no conformarme y a luchar por mis sueños y porque, con su amor, me hace sentir cada día la persona más especial que hay en este mundo. Juntos hemos comenzado el que espero que sea el proyecto más bonito de nuestras vidas.

En tercer lugar a mi padres, Carmina y Domingo. A ellos les debo todo lo que soy, mi educación, mi saber estar, mis valores y mi forma de ser. No sabría cómo expresar la gratitud que siento por la vida tan feliz que me habéis dado. Espero que con este trabajo pueda recompensar de alguna manera todo el cariño y amor que he sentido y, aun en la lejanía, sigo sintiendo, durante toda mi vida a vuestro lado.

A mis hermanos, Pablo y Nazaret, sus parejas Carine y Carlos y a mis cuatro sobrinos, Mateo, Esteban, Melisa y Leia, porque juntos, somos la mejor familia que podría imaginar.

A mis suegros, Ubaldo y Concha, porque se han convertido en parte de mi familia y, como tal, me han apoyado también en este largo proceso.

A mis amigos, César, Pablo, David, Charles, Juani, Diego, Pepo y Koala, porque la seguridad de una persona también viene del hecho de saber que siempre habrá un grupo de buena gente dispuestos a ayudar cuando las cosas se tuercen y a celebrar cuando las cosas van bien.

Y por último, un recuerdo a Suiza. Este país nos acogió a la que entonces era mi novia y hoy mi esposa y a mi hace ya cuatro años. En este bonito país hemos crecido como pareja, como personas y nos ha dado la oportunidad de formar una familia y desarrollarnos tanto personal como profesionalmente.

A todos vosotros, ¡muchas gracias!

Álvaro

Resumen

Uno de los principales objetivos de la Física Nuclear en la actualidad es la comprensión de la estructura del núcleo en base a que son sistemas cuánticos de varios y, en algunos casos, muchos cuerpos. El estudio de la estructura de un núcleo requiere la medida de la radiación γ emitida durante la desexcitación de sus estados excitados y, en esta tarea, la espectroscopía γ juega un papel fundamental, ya que de su sensibilidad depende la detección de las transiciones nucleares menos probables. Estos sistemas de medida han evolucionado a lo largo de los años en paralelo con las instalaciones de aceleradores donde se generan, mediante reacciones nucleares, los núcleos a estudiar. En la actualidad, estas instalaciones utilizan haces radiactivos con el objetivo de explorar nuevas zonas de la tabla de nucleidos, hasta ahora inalcanzables con haces estables. Ejemplos del interés científico que suscitan estos estudios son los proyectos FAIR (Darmstadt, Germany) [1], HIE-ISOLDE (CERN, Switzerland) [2], SPIRAL2 (Caen, France) [3] y SPES (Legnaro, Italy) [4]. Son los requisitos derivados de las nuevas instalaciones los que van motivando el desarrollo de sistemas de medida cada vez más complejos, no solo de los dispositivos de medida en sí mismos, sino también de todas las herramientas necesarias para su correcto funcionamiento. En el campo de la espectroscopía γ , se ha alcanzado un nuevo hito con la reconstrucción de las trayectorias de los fotones dentro del material activo del detector, con el objetivo de reducir el fondo de detección sin sacrificar ángulo sólido. El proyecto bandera de la Física Nuclear europea en este sentido lo podemos encontrar en AGATA (acrónimo inglés de *Advanced GAMMA Tracking Array*), que constituye la colaboración dentro de la cual se ha desarrollado este trabajo de tesis. En los sistemas de espectroscopía γ basados en este concepto, es especialmente crítica la manera en la que se obtiene la base de datos de pulsos que relaciona la respuesta eléctrica del cristal de germanio con la posición de interacción del rayo γ . Para la obtención de estas bases de datos existen dos opciones en la actualidad: la primera son las simulaciones Monte Carlo en las que la forma de los pulsos eléctricos se obtiene mediante la resolución de la ecuación de Poisson en el volumen del cristal de Ge simulado. En este método se hace una aproximación, dividiéndose el cristal en pequeños vóxeles para agilizar el cálculo de la simulación. El nivel escaso de detalle de estas simulaciones permite que las mismas bases de datos se utilicen para detectores distintos, obviando el hecho de que la técnica de crecimiento de los cristales de Ge hiperpuro (HPGe, en adelante) no produce cristales iguales [5]. La segunda opción es experimental y utiliza sistemas de caracterización 3D en los que de cada cristal de Ge se obtiene la posición de interacción asociada a su correspondiente respuesta eléctrica. Si se aplica el método experimental, cada cristal es caracterizado de manera individual. Esta opción presenta ventajas, principalmente debido a que las bases de datos generadas reproducirán fielmente la respuesta eléctrica de cada

cristal, teniendo en cuenta sus particularidades.

El trabajo de tesis presentado en este documento se centra precisamente en el desarrollo de un sistema experimental de caracterización de la respuesta eléctrica para detectores HPGe con los contactos eléctricos altamente segmentados, el cual ha sido específicamente diseñado para los detectores de AGATA. El objetivo final es obtener la respuesta eléctrica o pulsos que se forman en los contactos (segmentados o no) de un detector HPGe en función de la posición en la que un rayo γ ha interactuado dentro de su volumen activo. Para la obtención de la posición de interacción del fotón dentro del cristal utilizamos una cámara γ de alta resolución espacial. A lo largo del trabajo de tesis aquí presentado hacemos un estudio de cada uno de los componentes que forman nuestro sistema de caracterización con el objetivo de optimizar su efecto de manera individual y de forma colectiva en nuestro sistema. Una vez optimizado el sistema de caracterización, que hemos denominado SALSA, acrónimo inglés de *SAlamanca Lyso-based Scanning Array*, realizamos un primer estudio de la respuesta eléctrica de un detector HPGe convencional y validamos el método usado para la determinación de la posición que realiza SALSA. Por lo tanto, los resultados finales de la posición correspondiente a cada pulso son verificados con éxito, lo cual deja SALSA listo para llevar a cabo la primera caracterización de un detector de AGATA.

Lista de publicaciones:

- **Título:** Study of accuracy in the position determination with SALSA, a γ -scanning system for the characterization of segmented HPGe detectors.
Revista: NIM A issue 823 (2016), pp. 98 - 106
Autores: A. Hernandez-Prieto, et al.
Índice SCR: 2901.
Nuclear Instruments and Methods In Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors And Associated Equipment Biweekly ISSN: 0168-9002
ELSEVIER SCIENCE BV, PO BOX 211, AMSTERDAM, NETHERLANDS, 1000 AE
- **Título:** Characterization of a High Spatial Resolution γ Camera for Scanning HPGe Segmented Detectors.
Revista: IEEE Transactions on Nuclear Science, Issue 6, Dec. 2013.
Autores: A. Hernandez-Prieto, B. Quintana
Índice SCR: 117.
Ieee Transactions On Nuclear Science Bimonthly ISSN: 0018-9499
IEEE-INST ELECTRICAL ELECTRONICS ENGINEERS INC, 445 HOES LANE, PISCATAWAY, USA, NJ, 08855-4141.

Lista de proceedings:

- **Título:** High Spatial Resolution Gamma Camera Devoted to Characterization of Electrical Response in HPGe Segmented Detectors
Congreso: 2011 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference
Autores: A. Hernandez-Prieto, B. Quintana, D. Barrientos
Índice SCR: 117.
Ieee Transactions On Nuclear Science
IEEE-INST ELECTRICAL ELECTRONICS ENGINEERS INC, 445 HOES LANE, PISCATAWAY, USA, NJ, 08855-4141.
- **Título:** Towards a deep characterization of a 64-fold pixelated Position Sensitive Detector for a new Gamma-Scanning System of HPGe segmented detectors
Congreso: Second International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications. ANIMMA 2011
Autores: A. Hernandez-Prieto, B. Quintana
Índice SCR: 117.
Ieee Transactions On Nuclear Science
IEEE-INST ELECTRICAL ELECTRONICS ENGINEERS INC, 445 HOES LANE, PISCATAWAY, USA, NJ, 08855-4141.

Índice general

Índice de tablas	XI
Índice de figuras	XIII
1. Introducción	1
1.1. Sistemas de espectroscopía γ por reconstrucción de trayectorias o <i>tracking</i>	1
1.1.1. Requisitos para la nueva generación de detectores γ	1
1.1.2. El concepto de <i>tracking</i> de rayos γ	1
1.1.3. Características de los sistemas de detectores por <i>tracking</i>	3
1.1.4. Formación de la señal en detectores de Ge	4
1.1.5. Análisis de la forma de pulso para la determinación de la posición.	9
1.2. Sistemas de caracterización experimentales de la respuesta eléctrica: estado del arte	14
1.2.1. Sistemas mecánicos	14
1.2.2. Sistemas de colimación activa	16
2. SALSA, fundamento físico y metodología	21
2.1. Descripción técnica de SALSA	21
2.1.1. Cámara γ	21
2.1.2. Fuente de ^{22}Na	31
2.1.3. Mecánica de SALSA	34
2.2. Principio de funcionamiento	36
2.3. Algoritmo de reconstrucción de posiciones	39
3. Caracterización de la cámara γ de alta resolución en posición	43
3.1. Ajuste de la ganancia de los pixeles del PSPMT	44
3.2. Algoritmo de reconstrucción de posiciones en la cámara γ	46
3.2.1. Estudios previos	46
3.2.2. Propuesta de un nuevo algoritmo para la cámara γ de SALSA	49

3.3. Caracterización de la cámara γ : resolución espacial	50
3.4. Resultados	55
4. Estudio de la precisión en la determinación de la posición con SALSA y validación	61
4.1. Fuentes de incertidumbre en SALSA	62
4.1.1. Incertidumbre mecánica	62
4.1.2. Incertidumbre en la fuente de ^{22}Na	63
4.1.3. Incertidumbre en la cámara γ	63
4.1.4. Incertidumbre total en SALSA	64
4.2. Validación de SALSA	65
5. Conclusiones	75
Bibliografía	77

Índice de tablas

1.1. Especificaciones técnicas de AGATA.	8
2.1. Comparación entre distintos cristales centelleadores usados en aplicaciones PET. L corresponde a la luminosidad. λ a la longitud de onda de la emisión de centelleo, τ al tiempo característico de respuesta, n al índice de refracción, ρ a la densidad y H indica si el material es hidrocópico o no.	23
2.2. Comparación de las eficiencias total (ϵ_T) y de pico (ϵ_P) obtenidas para distintos espesores (x) del cristal LYSO.	23
2.3. Identificación de picos en el espectro del cristal LYSO	26
2.4. Características del PSPMT H10966A-100 de Hamamatsu.	26
2.5. Detalle con todas las emisiones características del ^{22}Na	33
3.1. Valores de σ_x para un valor fijo de X de (22.0 ± 0.1) mm	53
3.2. Valores de σ_y para un valor fijo de Y de 22.0 ± 0.1 mm	53
3.3. Anchura de la distribución de luz para cada uno de los PSPMTs.	56
3.4. Valores medios de la incertidumbre en la determinación del centroide de la distribución Gaussiana en cada uno de los PSMPT.	56
3.5. Valores promedio para σ_{x_0} y σ_{y_0} en la parte central y en los bordes de cada uno de los cuatro cristales que forman la cámara γ	59
4.1. Incertidumbres medidas en SALSA en la determinación de los centros del sistema de referencia propio de la cámara γ (X_{C0}, Y_{C0}, Z_{C0}) y de la fuente de ^{22}Na (X_{S0}, Y_{S0}, Z_{S0}). El valor de Z dependerá del tamaño del cristal de HPGe.	62
4.2. Desviación estándar o típica (σ) en los puntos de aniquilación del positrón en la fuente de ^{22}Na referidos al centro de su sistema de referencia (X''_S, Y''_S, Z''_S).	63
4.3. Incertidumbres en la determinación de la posición de la cámara γ para puntos referidos al centro de sus sistema de referencia (X''_L, Y''_L, Z''_L).	64

4.4. Valores de resolución espacial en SALSA para distintos cristales de HPGe.	65
4.5. Especificaciones para el detector BE5030 de Canberra.	67

Índice de figuras

1.1. Sección eficaz de la interacción de un rayo γ en germanio (Fuente: <i>Nist-XCOM: Photon Cross Sections Database</i>).	2
1.2. Configuración plano-paralela (izquierda) y coaxial (derecha) en detectores de HPGe segmentados.	5
1.3. Esquema de un detector de HPGe (izquierda) y su circuito equivalente (derecha).	5
1.4. Disposición de AGATA en su configuración 4π (izquierda) y concepto de uno de los cristales con un total de 36 segmentos más el <i>core</i> (derecha).	9
1.5. Diagrama que muestra la salida de los preamplificadores de un cristal de AGATA cuando un fotón interacciona en un segmento (señalado en rojo). Las cargas inducidas en los segmentos adyacentes se indican en verde en el diagrama.	10
1.6. Diagrama de flujo de datos en MGS.	12
1.7. Recreación de las superficies de potencial y líneas de campo en un plano Z-X de un cristal de AGATA por MGS. Los resultados muestran, como es de esperar, como el campo eléctrico decrece con el radio desde el ánodo central.	13
1.8. Representación de velocidades de deriva de electrones y huecos en el plano Z-X de un cristal de AGATA.	14
1.9. Representación de un cristal de AGATA montado en el sistema de escaneado de la Universidad de Liverpool. La estrella roja muestra un ejemplo de un evento válido: El rayo γ sufre una dispersión Compton de 90° en el cristal de AGATA y es detectado por uno de los detectores auxiliares que rodean el cristal.	15
1.10. Imagen de un cristal de AGATA montado en el sistema de escaneado del GSI.	17
1.11. Imagen de un cristal de AGATA montado en el sistema de escaneado de la IPHC de Estrasburgo.	18

2.1. Espectro simulado para fotones de 511 keV en un cristal LYSO de 5 mm de espesor	24
2.2. Espectro de emisión γ para uno de nuestros cristales LYSO	25
2.3. Esquema del fototubo H10966A-100 de Hamamatsu. Se especifican las dimensiones de cada pixel, así como las de su área activa ($49 \times 49 \text{mm}^2$), la superficie total ($52 \times 52 \text{mm}^2$) y la profundidad del mismo. Todas las magnitudes se dan en mm.	27
2.4. Esquema lógico de las señales para lanzar la electrónica de adquisición	28
2.5. Capturas de osciloscopio para un evento en coincidencia entre ambos detectores (arriba a la izquierda), generación de la puerta en coincidencia (arriba a la derecha) y generación de la señal de <i>Fast Clear</i> (parte inferior de la figura)	30
2.6. Caja contenedora de la cámara γ y sus dimensiones.	31
2.7. Fuente de ^{22}Na utilizada para el sistema de caracterización	32
2.8. Esquema de desintegración para el ^{22}Na , con una semi-vida de 2.6 años. El 90.3 % decae como β^+ a un estado intermedio asociado a una emisión doble de fotones de 511 keV, seguido de una emisión de 1274.54 keV para llegar al estado estable ^{22}Ne . Por su parte, el 8.8 % decae por captura electrónica al estado intermedio el cual, tras la emisión de 1274.54 keV decae al estado estable ^{22}Ne	33
2.9. Fotografía de SALS con un detector BEGe situado. La cámara γ y la fuente de ^{22}Na se encuentran en la posición de escaneado S_1 . La segunda etapa S_2 se señala con una flecha verde en la fotografía, así como el resto de elementos que forma el sistema SALS.	34
2.10. Diseño de la mecánica de SALS. Las cotas mostradas son las obtenidas tanto para S_1 como para S_2 . En verde se representa la cámara γ . En rojo, el soporte de la fuente de ^{22}Na . El círculo de color morado representa el cristal de HPGe.	35
2.11. Esquema de la disposición de la fuente de ^{22}Na , en rojo, y de la cámara γ , en verde, con respecto al detector de HPGe, en morado. La cámara γ se representa, en ambas posiciones de escaneado. Los rayos γ que iluminan el cristal de HPGe se dibujan con líneas negras que forman dos pares de conos, uno por cada posición de escaneado.	37
2.12. Representación de la relación angular en una aniquilación e^-e^+	38
2.13. Espectro β^+ obtenido a partir de una simulación Monte Carlo de la fuente de ^{22}Na utilizada en SALS.	40
3.1. Arriba, el espectro obtenido para cinco pixeles en presencia de una fuente de ^{22}Na . Abajo, el espectro una vez aplicados los factores de calibración en ganancia.	45

3.2.	Manchas reconstruidas para cuatro posiciones colimadas en el centro de la cámara γ . Arriba a la izquierda utilizando la lógica de Anger, arriba a la derecha usando la lógica de Anger modificada para pequeñas cámaras γ y abajo utilizando el algoritmo MPCA.	48
3.3.	Patrón de posiciones de interacción para la caracterización de la distribución de luz en cada cristal LYSO.	51
3.4.	Distribución de luz obtenida en el centro del PSPMT ZK0021. La función Gaussiana que ajusta a estos datos se presenta en la curva superimpuesta.	52
3.5.	Diagramas de frecuencia correspondientes a la anchura de la distribución de luz en cada uno de los PSPMT (línea continua) junto con resultado del ajuste por mínimos cuadrados a una función gaussiana. Los histogramas de la columna izquierda corresponden a la componente σ_x y los de la derecha a la componente σ_y . En cada una de las figuras se presenta asimismo el valor de χ^2 y el de ndf , donde ndf representa los grados de libertad.	54
3.6.	Imágenes de un detector de NaI obtenidas con nuestra cámara γ aplicando distintos algoritmos de reconstrucción de imagen. En (a) los eventos son tratados usando la lógica de Anger. En (b) aplicamos nuestro algoritmo de ajuste Gaussiano sin la anchura fijada. En (c) se puede ver como mejora cuando fijamos los valores de la anchura de la distribución de luz. En negro se aprecia el tamaño original del detector de NaI.	55
3.7.	Valores obtenidos para la incertidumbre en la determinación del centroide de la Gaussiana. Se presentan cuatro situaciones: σ_{x_0} (morado) y σ_{y_0} (azul) para distintas posiciones colimadas cuando varía la coordenada X y se mantiene la coordenada Y constante. Lo mismo pero manteniendo la coordenada X constante se presentan para σ_{x_0} (verde) y para σ_{y_0} marrón.	57
3.8.	(a) Evento correspondiente a una colección de luz incompleta en la coordenada X y (b) evento en el que la colección de luz es incompleta en la dirección del eje Y.	58
4.1.	Diseño de un detector tipo BEGe. Se puede observar la posición de la ventana, los dos contactos encargados de recolectar la carga generada por la incidencia de radiación γ	66
4.2.	Tiempos de subida (RS) del cristal BEGe obtenidos en la cámara γ para la configuración S_1 (plano XY). El contacto colector está situado en la posición $X = 0$ mm, $Y = -15$ mm. El contacto frontal del BEGe está situado en la línea $Y = 15$ mm.	68

4.3. Pulsos procedentes del BEGe en los que el fotón ha sufrido una sola interacción (rojo) y dos interacciones (azul).	69
4.4. Pulso interpolado para mejorar la resolución temporal de la respuesta eléctrica del Ge, pasando de 10ns a 1 ns.	70
4.5. Esquema de SALSA en su configuración Compton. El colimador de 1 mm permite obtener un haz colimado que es detectado en primer lugar en el detector BEGe y, posteriormente, en la cámara γ después de un <i>scattering Compton</i> de 90°	71
4.6. Configuración de SALSA trabajando en modo Compton. Los diferentes elementos se señalan en la fotografía. A modo orientativo se muestra superimpuesto en rojo un evento que, tras sufrir un <i>scattering Compton</i> en el detector BEGe, es detectado por la cámara γ	72
4.7. Respuesta eléctrica del BEGe en la región central cuando SALSA trabaja en su configuración original.	73
4.8. Comparación entre posiciones verticales cuando SALSA trabaja en su configuración original y en su configuración Compton. La coordenada Y obtenida con SALSA en modo original se representa en el eje X, mientras que la coordenada Y obtenida con SALSA trabajando en configuración Compton se presenta en el eje Y.	74

Capítulo 1

Introducción

1.1. Sistemas de espectroscopía γ por reconstrucción de trayectorias o *tracking*

1.1.1. Requisitos para la nueva generación de detectores γ

Los nuevos detectores altamente segmentados tienen como objetivo la detección de emisiones γ provenientes de desexcitaciones en núcleos muy inestables. Es por ello que cabe esperar que se obtengan estadísticas de contaje muy bajas para las energías de interés. Por ello los nuevos detectores γ deben optimizarse para tener una alta eficiencia de foto pico, manteniendo al mismo tiempo una buena resolución en energía y obteniendo una relación pico/fondo al menos equivalente a la de los sistemas previos, los cuales están basados en el uso de detectores anti-Compton para la reducción del fondo continuo.

1.1.2. El concepto de *tracking* de rayos γ

Tracking se puede traducir al castellano como *seguimiento* o *rastreo*. En el caso que nos ocupa, el concepto de *tracking* se refiere al seguimiento del un rayo γ dentro del volumen activo del HPGe gracias a la segmentación de sus contactos, los cuales son los encargados de recolectar la carga eléctrica generada por la deposición de energía del fotón en el cristal. El seguimiento de un fotón en el volumen activo del cristal de germanio se basa en la reconstrucción de trayectorias de los fotones en la materia, la cual utiliza el conocimiento del *scattering* Compton, predominante en el rango de energías de interés de la espectroscopía, excepto por debajo de los 100 keV, como puede observarse en la Figura 1.1, donde se muestran los diferentes tipos de interacción radiación-materia y su probabilidad según la energía del fotón.

En el *scattering* Compton, la energía del fotón, antes (E_γ) y después (E'_γ) de la interacción, junto con el ángulo de *scattering* θ definido respecto a la dirección del fotón incidente, están relacionados por la fórmula Compton:

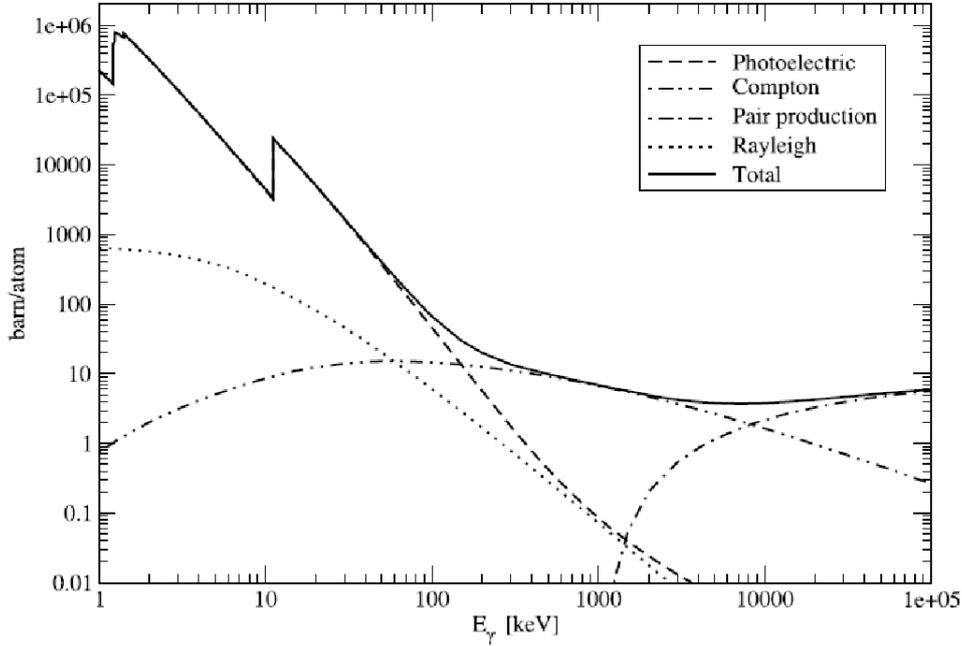


Figura 1.1: Sección eficaz de la interacción de un rayo γ en germanio (Fuente: *Nist-XCOM: Photon Cross Sections Database*).

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}. \quad (1.1)$$

Conocidas las energías y las posiciones de interacción es posible reconstruir la secuencia de dispersiones Compton y, por tanto, la trayectoria del fotón desde el punto final hasta el principio. Esta trayectoria terminará con una absorción fotoeléctrica cuando la energía restante sea baja. En conclusión, una de las claves del éxito del *tracking* será la precisión con la que se determina la posición de interacción del fotón dentro del volumen activo. Existen en la actualidad varios algoritmos, los cuales, asumiendo una determinada resolución en posición y en energía, son capaces de rastrear los rayos γ dentro del volumen activo del detector. Estos algoritmos se pueden dividir en dos clases: algoritmos basados en *back tracking* [6] y algoritmos basados en *forward tracking* [7].

1.1.3. Características de los sistemas de detectores por *tracking*

El concepto de *tracking* ha permitido la introducción de sistemas de detectores de geometría 4π basados exclusivamente en cristales HPGe altamente segmentados. Esta geometría posibilita no solo determinar la energía total depositada en el sistema por un rayo γ , sino también su trayectoria completa, incrementando de este modo la relación pico/fondo sin necesidad de detectores anti-Compton. De esta manera se mejora la eficiencia, aumentando el ángulo sólido correspondiente a los cristales de Ge, puesto que se elimina el material anti-Compton, sustituyendo el veto activo por el tracking para obtener valores equivalentes de P/T (*peak-to-total*). Para la mejora de la eficiencia y el P/T a través del *tracking* un elemento clave es la calidad del algoritmo de reconstrucción usado, el cual dependerá a su vez de la resolución en posición que podamos alcanzar con nuestro detector.

Otra característica de los detectores de *tracking* en combinación con los algoritmos de análisis de pulsos es la posibilidad de determinar de manera certera la trayectoria de los fotones. De esta forma podremos corregir el desplazamiento Doppler que comienza a afectar cuando se trabaja con haces de partículas de alta energía. En estos casos la resolución en energía (ΔE_γ) no está afectada únicamente por la resolución intrínseca del Ge sino también por efecto Doppler producido en la reacción. En consecuencia, reduciendo los efectos producidos por el corrimiento y ensanchamiento Doppler, mejoraremos la resolución en energía de nuestro sistema.

En cuanto a los requisitos, dado que un detector por *tracking* utiliza la fórmula del *scattering* Compton como principio básico, el objetivo será optimizar las magnitudes involucradas en dicha expresión. Serán, pues, objetivo de mejora tanto la resolución en energía como en la posición de interacción, que determinará la incertidumbre con la que obtengamos el ángulo θ .

Resolución en energía. La determinación de la energía depositada en cada una de las interacciones sufridas por un fotón en el interior de un detector de *tracking* es crítica. A la hora de optimizar la elección del material de detección en nuestro sistema debemos encontrar un balance entre eficiencia y resolución energética. Para mejorar la eficiencia podemos buscar materiales con alta densidad pero eso penalizará la resolución. El mejor compromiso se ha encontrado con detectores fabricados con Ge de alta pureza (HPGe) refrigerados con nitrógeno líquido. Este material ofrece una densidad moderada ($Z=32$), mientras que su alta pureza permite obtener zonas de carga espacial en casi todo el volumen del detector aplicando una diferencia de potencial razonable, permitiendo así obtener una alta resolución en energía. La zona de carga espacial se define como la zona en la que los portadores de carga pueden circular dentro del material semiconductor, siendo en nuestro caso los electrones que circulan hacia los contactos, colectándose así la carga generada por el fotón. El

proceso de generación de portadores de carga será explicado en la próxima sección de manera detallada.

Resolución en posición. Mientras que el punto anterior, la optimización de la resolución energética, era y es un aspecto fundamental en cualquier espectrómetro γ , la optimización de la resolución en posición es una necesidad surgida con los detectores de *tracking*. La manera de mejorar la resolución en posición en un detector es la alta segmentación de los contactos encargados de recolectar la carga eléctrica generada por el fotón cuando interacciona en el volumen activo. De esta forma nuestro cristal quedará dividido en celdas que generarán carga eléctrica únicamente cuando el fotón ya ha interactuado en su interior o, de manera inducida, en sus proximidades.

1.1.4. Formación de la señal en detectores de Ge

Producción de portadores de carga en materiales semiconductores. La interacción de la radiación γ con el Ge mediante efecto fotoeléctrico, Compton o producción de pares genera electrones, también llamados foto-electrones, con energías del mismo orden de magnitud, que en su camino por el cristal van depositando su energía en múltiples interacciones.

Los portadores de carga generados por la interacción primigenia de un fotón, en ausencia de un campo eléctrico se recombinarán en el mismo material. Es la presencia de un campo eléctrico, provocado por la aplicación de una diferencia de potencial entre los contactos del detector, la que provoca que los portadores de carga se muevan y puedan ser recolectados. A la hora de evaluar las prestaciones de un detector de semiconductor, un parámetro importante es el número de portadores de carga generados por unidad de energía del fotón incidente. Cuanto mayor sea este número, mejor será el comportamiento del detector y mayor será la resolución en energía. El parámetro que representa la energía necesaria para generar un par electrón-hueco se conoce como permisividad eléctrica ε . Para el germanio, a una temperatura de 77 K, $\varepsilon = 2.96$ eV.

Movimiento de los portadores de carga. Para explicar cómo se desplazan los portadores generados por la interacción de un fotón comenzamos por explicar las propiedades del material semiconductor que nos ocupa: el germanio hiperpuro (HP-Ge). Los cristales de HPGe se producen normalmente con una concentración de impurezas de $\sim 10^{10}$ átomos \cdot cm $^{-3}$, formando cristales tipo p o tipo n. Los contactos eléctricos, encargados de recolectar la carga eléctrica, se consiguen implantando boro en uno de los lados del cristal y litio en el otro. Existen dos geometrías para los detectores de HPGe, plano-paralela y coaxial. La Figura 1.2 muestra ambos tipos.

Dentro del HPGe, los portadores de carga generados se mueven hacia los contac-

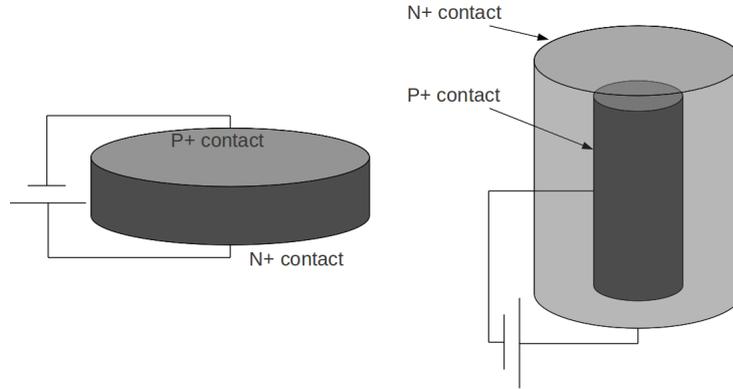


Figura 1.2: Configuración plano-paralela (izquierda) y coaxial (derecha) en detectores de HPGe segmentados.

tos eléctricos gracias a la aplicación del alto voltaje, generando una carga inducida en los electrodos del detector [8]. Por ello, podemos representar el comportamiento eléctrico de un detector de HPGe con un circuito equivalente consistente en fuente de corriente $i_s(t)$ en paralelo con la capacidad característica del detector, como se muestra en la Figura 1.3. La capacidad característica del detector C_d es la del material dieléctrico que se encuentra entre los dos electrodos del detector. La señal i_s será, lógicamente, proporcional a la energía depositada por el fotón en el cristal de HPGe.

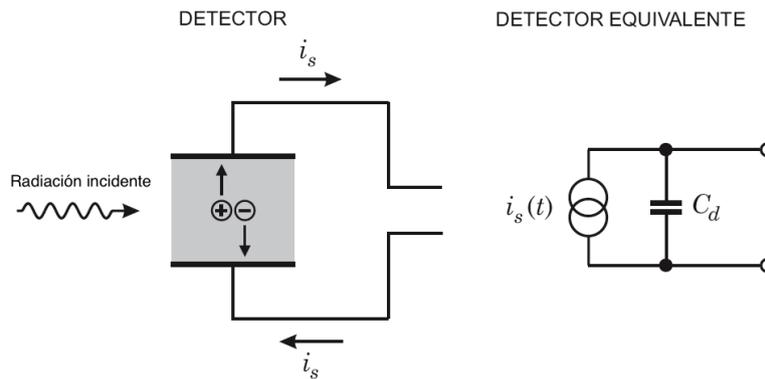


Figura 1.3: Esquema de un detector de HPGe (izquierda) y su circuito equivalente (derecha).

El problema que debemos resolver en el caso de utilizar el detector para obtener la posición de interacción de radiación γ dentro de su volumen activo consiste en la

detección de la pequeña carga q generada en dicha posición de interacción $\vec{x}_0(t)$ que se mueve bajo la influencia de un campo eléctrico E entre dos electrodos de superficie S_j y a potenciales fijos V_j . El voltaje aplicado entre los electrodos es necesario para crear la zona de carga espacial. Para calcular el voltaje necesario para crear la zona de carga espacial en el área activa del cristal se utiliza la ecuación de Poisson,

$$\Delta\phi = -\frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (1.2)$$

donde ϕ representa el potencial en cualquier punto, ρ es la densidad de carga por unidad de volumen, dependiente de la concentración de impurezas, y ε_0 es la permisividad dieléctrica del Ge (16). La presencia del potencial eléctrico lleva asociada la presencia de un campo eléctrico \vec{E} que se puede calcular a partir del gradiente del potencial:

$$\vec{E}(\vec{x}) = -\nabla\phi(\vec{x}). \quad (1.3)$$

Este campo eléctrico se va a extender sobre la zona de carga espacial, en la cual el potencial presenta el gradiente. Para una configuración plano-paralela de los contactos de un detector de HPGe, con una separación d entre sus electrodos y un voltaje V entre los mismos, el campo eléctrico a una distancia x del electrodo y una concentración N de impurezas, viene dado por la expresión [9]:

$$\vec{E}(x) = \frac{V}{d} + \frac{qN}{\varepsilon}\left(\frac{d}{2} - x\right), \quad (1.4)$$

mientras que para una configuración coaxial con radio interno r_1 y externo r_2 , la componente radial viene dada por:

$$\vec{E}(r) = -\frac{qN}{2\varepsilon}r - \frac{V - (qN/4\varepsilon)(r_2^2 - r_1^2)}{r \ln(r_2/r_1)}. \quad (1.5)$$

Inducción de señales en los contactos del detector. La carga total Q_i inducida en un electrodo i con área S_i puede ser calculada integrando la componente normal del campo eléctrico \vec{E} fuera de la superficie (ley de Gauss)

$$Q_i = \oint_{S_i} \varepsilon \vec{E} d\vec{S}_i. \quad (1.6)$$

Por otra parte, mediante el teorema de Shockley–Ramo [8], la carga inducida en un electrodo i por una carga puntual q , localizada en \vec{x}_0 es

$$Q_{q_i} = -q\psi_i(\vec{x}_0), \quad (1.7)$$

donde ψ_i es definida por $\nabla^2\psi_i(\vec{x}) = 0$. Por otra parte, la corriente momentánea I_{q_i} que induce el movimiento de la carga q está definida por:

$$I_{q_i}(t) = q\vec{E}_{\psi_i}(\vec{x}_0 \cdot \vec{v}(t)) \quad (1.8)$$

donde $\vec{v}(t)$ es la velocidad momentánea de deriva de la carga q , ψ_i son los potenciales *pesados* y $\vec{E}_{\psi_i} = \nabla\psi_i$ es el correspondiente campo *pesado*. La ventaja de trabajar bajo el teorema de Shockley–Ramo frente a hacerlo utilizando la ecuación 1.6 es que los potenciales ψ_i solo deben calcularse una vez. Llegados a este punto, se observa una dependencia en la movilidad de los portadores ($\mu_{e,h}$) a través de la velocidad de deriva de los mismos $v_{e,h}$:

$$v_{e,h}(r) = \mu_{e,h}\xi(r) \quad (1.9)$$

Por tanto, hemos demostrado que la carga inducida en el tiempo depende de la posición en la que los portadores de carga fueron generados y, en consecuencia, de la posición de interacción del rayo γ , dado que es este rayo γ el que genera los portadores de carga, como hemos visto anteriormente. Por tanto, estudiando la forma del pulso generado por cada interacción dentro de un cristal de HPGe, podremos obtener la información tanto de la energía depositada, como en qué posición se produjo dicha deposición.

Formación de la señal eléctrica o pulso. Por cada evento γ , dependiendo de la energía incidente, tendremos más de una interacción dentro de nuestro detector. Los eventos válidos son, la mayor parte de las veces, superposiciones lineales de eventos de una sola interacción. Estas superposiciones crean señales de carga con una dependencia temporal compleja. Por otra parte, la dependencia temporal de las señales de carga correspondientes a una sola interacción viene determinada por la posición en un instante determinado \vec{x}_e de la nube de electrones de carga $-q$ y por la posición \vec{x}_h de la nube de huecos de carga $+q$. Por lo tanto, la señal de carga dependiente de t e inducida en un contacto i es:

$$Q_{q_i}(t) = q[\psi_i(\vec{x}_e(t)) - \psi_i(\vec{x}_h(t))] \quad (1.10)$$

En el instante t_0 , cuando la interacción tuvo lugar, $\vec{x}_e(t_0) = \vec{x}_h(t_0)$, y por tanto, $Q_{q_i}(t_0) = 0$. En los siguientes cientos de nanosegundos estas cargas se separan y viajan en sentidos opuestos hacia sus correspondientes electrodos. En el caso de un detector de contactos segmentados, los electrones viajan hacia el contacto central (*core*) y los huecos son recolectados en unos de los segmentos del contacto externo, ya que el cristal es de tipo n .

Cuando las nubes de carga alcanzan sus correspondientes electrodos, estas cargas se recombinan con sus cargas espejo. En ese momento, se produce una discontinuidad

Tabla 1.1: Especificaciones técnicas de AGATA.

Número de clústers	60
Número de cristales por clúster	3
Número de segmentos por cristal	37
Ángulo sólido (%)	82
Número de canales	6660

en la señal de corriente. Sin embargo las señales de carga no se ven afectadas por dicha discontinuidad, ya que corresponden a la integral de la corriente que fluye a los electrodos. En un detector tipo n, los segmentos generan señales negativas ya que colectan los huecos mientras que el *core* genera señales positivas. Los segmentos donde no ocurra ninguna interacción únicamente mostrarán una señal de carga inducida que es distinta de cero mientras el proceso de colección de carga tiene lugar.

Descripción de un detector HPGe segmentado tipo AGATA. La colaboración AGATA utiliza detectores de tipo coaxial altamente segmentado. AGATA consta de un total de 180 cristales coaxiales, cada uno de ellos dividido en 36 segmentos externos más el *core*. Un resumen de sus especificaciones se presenta en la Tabla 1.1.

Estas especificaciones permiten a AGATA alcanzar una eficiencia de pico de un 40%, y un P/T de alrededor del 60% para eventos con multiplicidad 1, es decir, aquellos no emitidos en cascada. Su geometría se puede observar a la izquierda de la Figura 1.4. Esta disposición permite una resolución angular de $\Delta\theta = 1,25^\circ$.

Cada cristal de AGATA tiene una longitud de 90 mm, un diámetro de 80 mm en su parte posterior y un acabado hexagonal en su parte frontal, tal y como se puede observar a la derecha de la Figura 1.4. La resolución espacial actual es de 5 mm gracias a los 36 segmentos en los que se divide cada uno de los cristales. Cada uno de los 36 segmentos está conectado a un canal de digitalización individual que se encarga de procesar y digitalizar la señal producida por una interacción γ dentro del cristal. La señal producida por cada segmento es adaptada por un preamplificador y posteriormente digitalizada por un convertidor analógico-digital que trabaja a 100 MHz con una resolución de 14 bits. Las señales digitalizadas son enviadas por fibra óptica a la unidad de pre-procesado de datos que obtiene, mediante técnica de análisis de pulsos (PSA), la energía y el tiempo de interacción. Una vez pre-procesados, los datos son almacenados para su posterior reconstrucción con los algoritmos de tracking que reconstruirán la secuencia de cada rayo γ dentro del detector.

Cuando un rayo γ interacciona en el volumen activo de AGATA, genera una

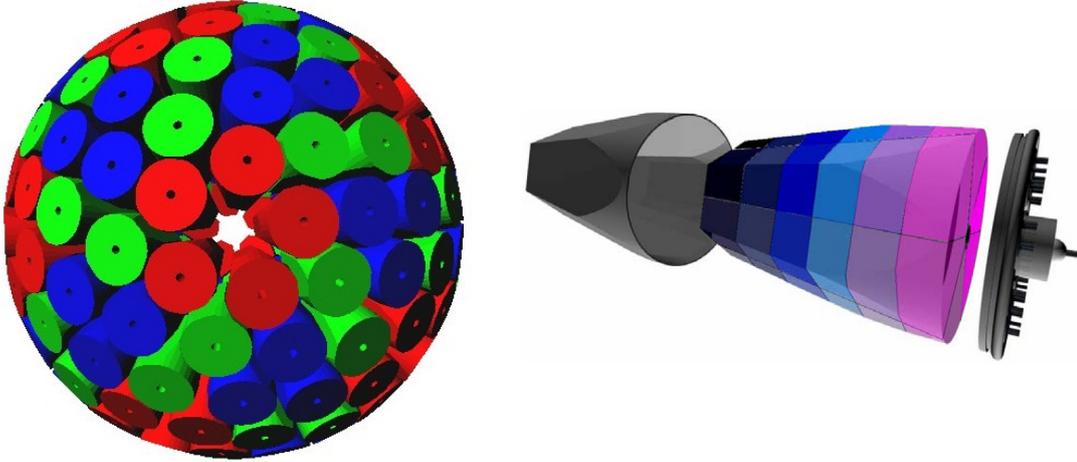


Figura 1.4: Disposición de AGATA en su configuración 4π (izquierda) y concepto de uno de los cristales con un total de 36 segmentos más el *core* (derecha).

carga en el segmento en el que ha interactuado, tal y como acabamos de deducir. Pero esta interacción no solo produce una señal de carga en el segmento donde ha interactuado sino que también produce señales inducidas en los segmentos adyacentes. Estas cargas inducidas son proporcionales a la distancia entre el segmento en el que se han inducido y la posición de interacción del rayo γ . Este efecto se analiza con las técnicas de análisis de pulsos (PSA) y, observando la carga en cada segmento, se calcula no solo en qué segmento ha interactuado el rayo γ sino también en qué posición dentro de ese segmento se ha producido la interacción. La Figura 1.5 muestra lo que acabamos de explicar. Un fotón interactúa en el segmento A2 (rojo) y genera una señal de carga. Las señales inducidas en los segmentos adyacentes A1, A3, B1, B2, B3, F1, F2 y F3 (verde) se utilizan para precisar la posición acimutal de la interacción dentro de A2. La posición radial se obtiene a través del tiempo de colección de carga, conocido como tiempo de deriva, que depende de la distancia de la posición de interacción al contacto central del cristal. Finalmente la integración de todas las señales de carga permite calcular la energía depositada en el cristal de HPGe por el rayo γ .

1.1.5. Análisis de la forma de pulso para la determinación de la posición.

Como se ha demostrado en los apartados anteriores, la forma de la señal generada en un detector HPGe depende de la posición de interacción del fotón incidente

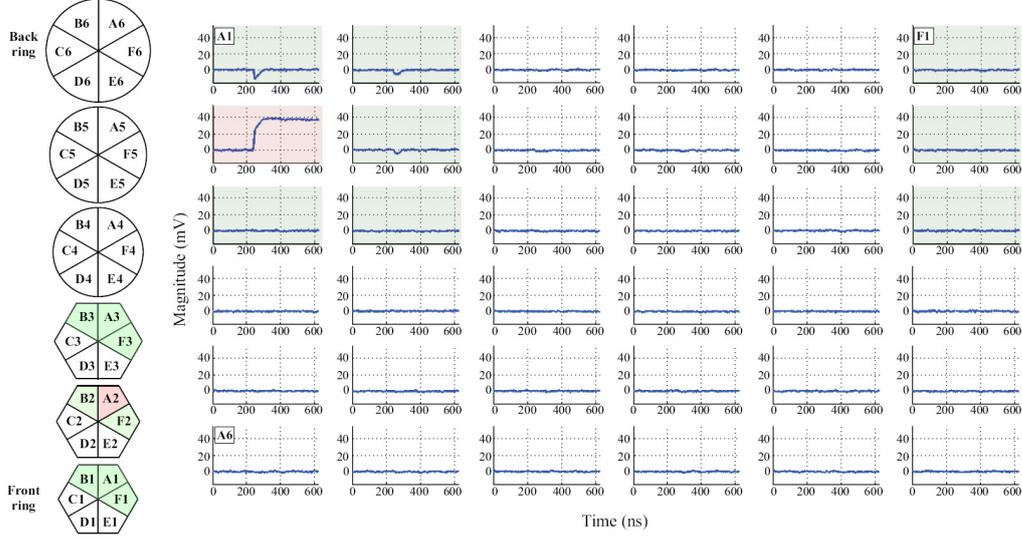


Figura 1.5: Diagrama que muestra la salida de los preamplificadores de un cristal de AGATA cuando un fotón interactúa en un segmento (señalado en rojo). Las cargas inducidas en los segmentos adyacentes se indican en verde en el diagrama.

dentro de su volumen activo. Por lo tanto, *a priori*, sería posible, mediante el análisis de la señal, conocer la posición de interacción. ¿Esto cómo se hace? Mediante algoritmos que realizan la comparación entre los pulsos obtenidos durante una medida y los almacenados en una base de datos. Este procedimiento tiene principalmente dos puntos débiles: primero, utiliza bases de datos simuladas y segundo, compara pulsos calculados con pulsos que poseen un cierto ruido estadístico. Actualmente los algoritmos más usados son AGS (acrónimo inglés de *Adaptive Grid Search*) [10, 11], algoritmos genéticos [12] o métodos matriciales [13, 14]. El método usado en AGATA es el primero de ellos, en el que la comparación de señales se hace basándose en una figura de mérito dada por la expresión:

$$FOM = \sum_{j \in N} \sum_{i=T_0}^{T_{end}} (S_{ij}^m - S_{ij}^c)^p, \quad (1.11)$$

donde S_{ij}^m y S_{ij}^c son las señales medidas y pertenecientes a la base de datos respectivamente. Los índices j e i representan los distintos segmentos. Como alternativa a este método, en nuestro grupo hemos desarrollado un algoritmo de comparación de señales que tiene en cuenta las distintas fuentes de ruido estadístico en las señales, incluida la principal que proviene del ruido electrónico, a la hora de hacer la com-

paración entre pulsos [15]. Llegamos, pues, al final de la explicación de cómo operan los espectrómetros γ basados en detectores de HPGe altamente segmentados y nos encontramos con un elemento crítico en su funcionamiento: la calidad de la base de datos de pulsos utilizada en la figura de mérito. La calidad de esta base de datos, que nos da la respuesta eléctrica del detector para cada posición de interacción del fotón en su interior, condicionará en gran medida la determinación de la posición de interacción y, por tanto, su resolución, la cual es, como hemos explicado, esencial en la reconstrucción de trayectorias. En este punto es importante señalar el carácter único de cada cristal. El proceso de fabricación de un detector de HPGe, en el que se hace crecer el germanio por deposición, hace que cada detector sea único y, por tanto, única será la respuesta eléctrica para cada posición de interacción. Este hecho no puede ser tenido en cuenta en una simulación y es por ello que la utilización de sistemas de caracterización de alta resolución es necesaria cuando queramos elaborar una base de datos fidedigna para cada cristal. El objetivo de este trabajo de tesis, tal y se ha explicado al principio, es el desarrollo y validación de un sistema experimental de caracterización de la respuesta eléctrica para detectores de HPGe altamente segmentados.

En la actualidad, el procesamiento de datos encaminado a la determinación de la posición de interacción del fotón en el interior del cristal de HPGe utiliza bases de datos simuladas, dado el elevado número de detectores a caracterizar y el tedioso proceso de caracterización en los sistemas actuales que se basan en la determinación mecánica de la posición. Los algoritmos de simulación utilizados ofrecen la posibilidad, mediante la utilización de modelos matemáticos del campo eléctrico dentro del cristal de Ge, de generar la base de datos de la respuesta eléctrica del cristal para distintas posiciones de interacción de un fotón incidente. Los más utilizados en la actualidad son MGS (acrónimo inglés de *Multi Geometry Simulation*) [16] desarrollado por el *Institut de Recherche Subatomique* (IRES) de Estrasburgo y usado actualmente en la colaboración AGATA. Este método utiliza un algoritmo de que se lleva a cabo en varios pasos, tal y como se presenta en la Figura 1.6.

MGS genera la base de datos de pulsos usando una red de puntos pertenecientes a una red cúbica con 1 mm de paso y almacena los datos en matrices. Los valores de cada punto en las matrices son usados al final del proceso para generar las formas de pulsos eléctricos, que vienen determinadas por las trayectorias de los portadores de carga a través del campo eléctrico promedio. Por lo tanto, la respuesta eléctrica del detector se calcula, para cada posición de interacción, haciendo un seguimiento de los portadores de carga a través del campo eléctrico y evaluando en cada instante su velocidad de deriva a partir de las matrices del campo eléctrico.

A efectos prácticos, y siguiendo el diagrama de flujo presentado en la Figura 1.6, MGS necesita una serie de parámetros que el usuario debe suministrar, tales como el tamaño del cristal, el voltaje aplicado, la concentración de impurezas, la temperatura de operación, la geometría del detector, etc. Con estos datos, MGS

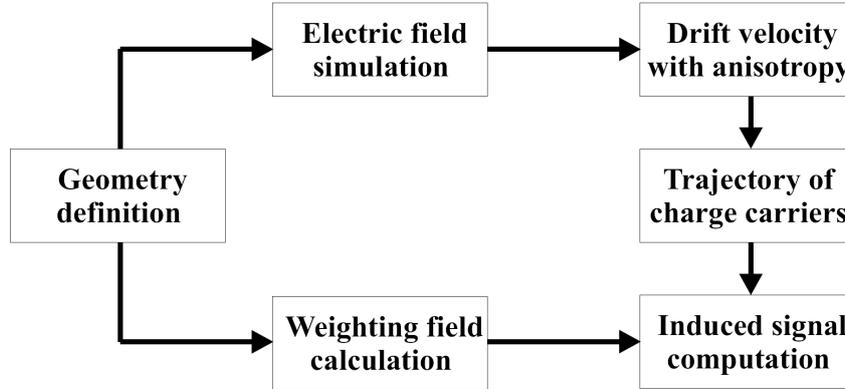


Figura 1.6: Diagrama de flujo de datos en MGS.

calcula las superficies de potencial y las líneas de campo eléctrico en todo el volumen activo, utilizando para ello la ecuación de Poisson (1.2). Debido a la complejidad de la geometría de cristales como AGATA, MGS utiliza algunas simplificaciones para resolver la ecuación de Poisson. Una vez solucionadas las ecuaciones a lo largo de todo el volumen, se calculan las líneas de campo y las superficies de potencial, que pueden ser observadas por el usuario. El resultado de la implementación de un detector coaxial tipo AGATA se muestra en la Figura 1.7.

Una vez resuelto el potencial, un algoritmo que reproduce el transporte de los portadores de carga en un medio semiconductor, teniendo en cuenta la anisotropía en la movilidad tanto de electrones como de huecos en el Ge, permite evaluar las trayectorias de dichos portadores de carga para puntos arbitrarios dentro del volumen activo. Un ejemplo de las velocidades de deriva de electrones y huecos en AGATA se pueden observar en la Figura 1.8.

La combinación de estas trayectorias permite calcular la carga inducida en los contactos del detector aplicando el teorema de Shockley–Ramo [17, 8], esto es, el pulso de carga observado en el contacto depende de la trayectoria de los portadores de carga al moverse dentro del campo eléctrico generado en el área activa del detector:

$$Q = -q \int_{x_2}^{x_1} \xi_Q dl = q[V_Q(x_1) - V_Q(x_2)] \quad (1.12)$$

donde x_1 y x_2 son las posiciones antes y después de la carga q , V_Q es el potencial entre contactos y ξ_Q es el campo eléctrico.

La principal desventaja de los códigos de simulación para obtener las bases de datos de pulsos en detectores de HPGe es que no tienen en cuenta, de una manera realista, las inhomogeneidades en la concentración de impurezas y de movilidad de

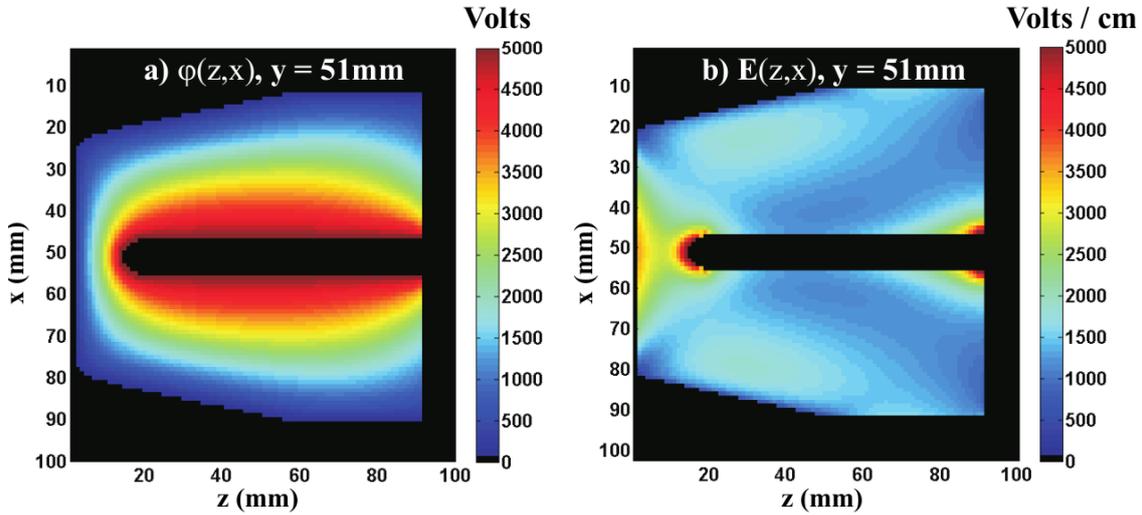


Figura 1.7: Recreación de las superficies de potencial y líneas de campo en un plano Z-X de un cristal de AGATA por MGS. Los resultados muestran, como es de esperar, como el campo eléctrico decrece con el radio desde el ánodo central.

los portadores de carga en todo el volumen del cristal. Otra fuente de error en este tipo de códigos viene del hecho de que el tamaño del cristal no suele ser múltiplo entero del tamaño de la red usada por el código. Esto provoca que en los extremos del cristal se tengan que aplicar interpolaciones que introducen errores en la generación de la repuesta eléctrica en estos puntos en concreto. Finalmente, el código MGS no implementa la función de transferencia de los preamplificadores. El ancho de banda del preamplificador limita y hace más lenta la respuesta eléctrica del detector, hecho éste que no es tenido en cuenta por el código a la hora de generar el pulso respuesta para cada posición de interacción en el cristal.

Dada la imprecisión con que las simulaciones generan los pulsos (ideales al fin y al cabo), se hace necesario revisar el método y con ese objetivo nos proponemos la implementación de un sistema de caracterización de alta resolución, que proporcione la base de datos real en tiempos de medida inferiores a treinta días. Esto permite por una parte avanzar hacia simulaciones más realistas y por otra, si la electrónica es la misma, utilizar directamente estas bases de datos en el algoritmo de análisis de pulsos.

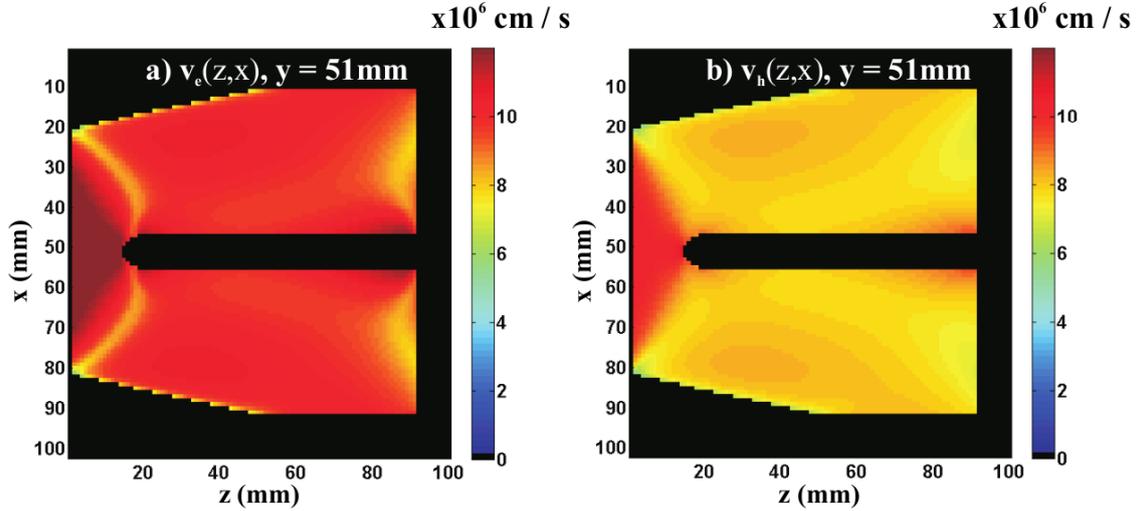


Figura 1.8: Representación de velocidades de deriva de electrones y huecos en el plano Z-X de un cristal de AGATA.

1.2. Sistemas de caracterización experimentales de la respuesta eléctrica: estado del arte

1.2.1. Sistemas mecánicos

La caracterización experimental de los detectores de HPGe constituye un método mucho más preciso con respecto a la simulación, ya que cada cristal es caracterizado de manera individual, obteniendo una base de datos de pulsos frente a posiciones de interacción que contiene todos los efectos debidos a las características propias de cada cristal de Ge. Estos sistemas utilizan digitalizadores de la señal analógica para digitalizar y analizar, posteriormente, las señales de carga generadas por cada interacción γ . Por tanto, la determinación de la posición de interacción de cada rayo γ de manera precisa, independientemente al procesos de análisis posterior, es el punto mas crítico a la hora de diseñar este tipo de sistemas de caracterización. En los sistemas mecánicos, que son los que nos ocupan en esta sección, se utiliza una fuente radiactiva colimada que se mueve mediante mecánica de precisión a lo largo de una de las caras del cristal objeto de estudio, hasta que todo su volumen es cubierto. Ejemplo de este tipo de sistemas mecánicos se encuentra instalado en el grupo de Física Nuclear de la Universidad de Liverpool, en Inglaterra [18, 19].

En estos sistemas, los únicos eventos γ de interés son aquellos que sufren un *scattering* Compton de 90° en el cristal de HPGe para, posteriormente, ser detectados

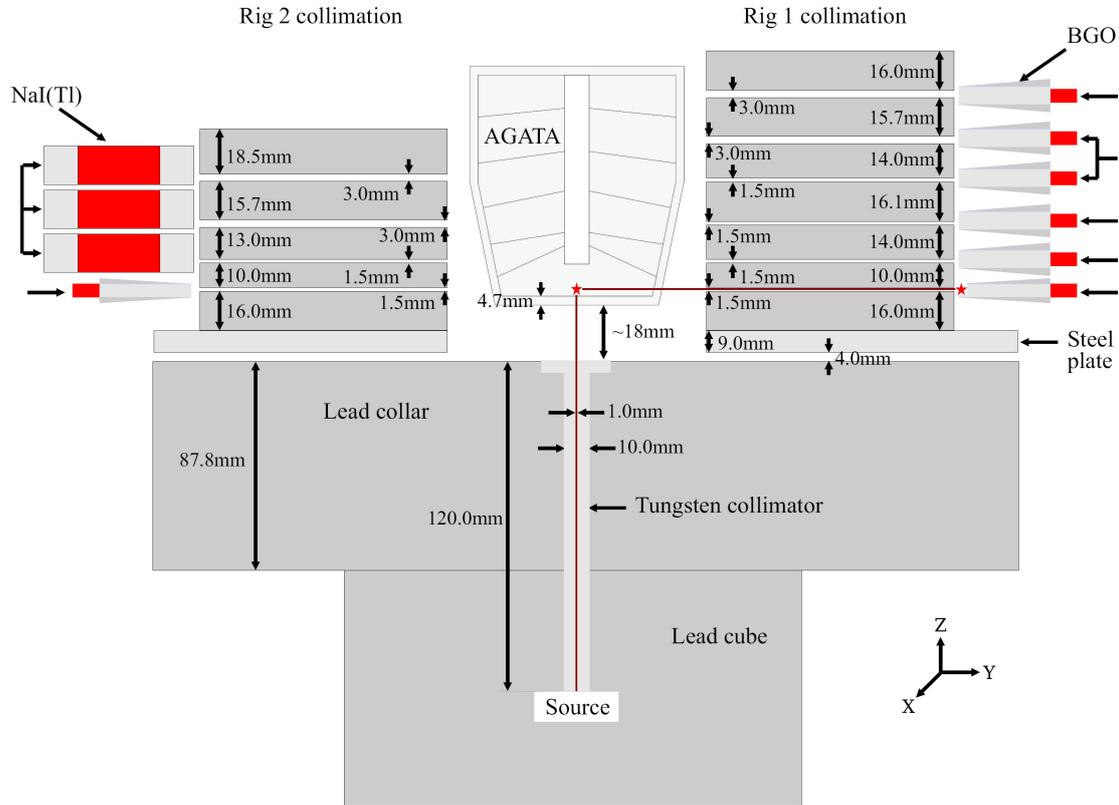


Figura 1.9: Representación de un cristal de AGATA montado en el sistema de escaneado de la Universidad de Liverpool. La estrella roja muestra un ejemplo de un evento válido: El rayo γ sufre una dispersión Compton de 90° en el cristal de AGATA y es detectado por uno de los detectores auxiliares que rodean el cristal.

en coincidencia en uno de los detectores centelleadores que rodean el cristal. Como se puede observar en la Figura 1.9, en el caso del sistema desarrollado en la Universidad de Liverpool, la fuente colimada se mueve a lo largo del plano XY paralelo a la cara frontal del cristal de HPGe. Este movimiento se produce gracias a los motores paso a paso con los que cuenta, de una precisión de 0.5 mm. Para algunos de los rayos γ , cuyo origen (x,y) es conocido ya que se corresponde con la posición del orificio del colimador, se producirá un efecto Compton en el cristal de HPGe que será detectado por los detectores auxiliares. Gracias a los anillos colimadores que rodean al cristal, cuya posición z es conocida mecánicamente, podremos determinar la posición z del evento. La respuesta eléctrica para cada evento que cumpla estos requisitos será registrada junto con la posición mecánica, obteniendo de esta forma la base de datos deseada. Un elemento extra que asegura que los eventos seleccionados

son válidos es que la electrónica de adquisición solo adquiere datos para aquellos eventos en coincidencia temporal entre el cristal de HPGe y el detector auxiliar, asegurando de esta forma que el evento corresponde con una dispersión Compton en el HPGe que después ha sido registrado en un detector auxiliar.

El principal inconveniente de este tipo de sistema es la fuerte dependencia de la posición mecánica respecto a los elementos que forman el sistema (colimadores, anillos Compton y detectores auxiliares). Por ejemplo, los anillos colimadores evitan tener señales en todas las posiciones z posibles, tal y como puede apreciarse en la Figura 1.9. También la divergencia en el haz colimado supone una fuente extra de incertidumbre a la hora de determinar la posición de interacción del rayo γ dentro del cristal de HPGe. Con estos ingredientes, la resolución espacial esperada en este tipo de sistemas mecánicos es, en el caso ilustrado, de 4 mm en cada coordenada. Por último, el tiempo necesario para hacer una caracterización completa de un cristal es de aproximadamente seis meses, dado que, al usar únicamente eventos Compton, se pierde mucha de la estadística de la fuente radiactiva. Es por todas estas razones que muchos grupos de investigación, como es nuestro caso, se han lanzado a tratar de encontrar un método alternativo que optimice los problemas que este método de caracterización presenta, como veremos en la siguiente sección.

1.2.2. Sistemas de colimación activa

Como alternativa a los sistemas de caracterización experimentales puramente mecánicos, han surgido sistemas de caracterización basados en la combinación de dos conceptos novedosos: el primero es la comparación y agrupación de pulsos [20]. Esta comparación de pulsos se puede combinar tanto con el posicionamiento preciso del cristal de HPGe enfrentado a una fuente colimada que se desplaza a lo largo de todas las caras del mismo [21] como con la aniquilación e^-e^+ que se produce en una fuente de positrones para obtener la dirección del rayo γ que interacciona dentro del cristal HPGe objeto de caracterización [22]. Existen en la actualidad dos grupos que trabajan en sistemas de caracterización basados en técnicas de colimación activa.

GSI - Darmstadt. Alemania. El sistema de escaneado del *Gesellschaft für Schwerionenforschung* (GSI) en Darmstadt, Alemania, se basa en una fuente emisora de positrones que proporciona fotones de 511 keV en direcciones opuestas y en la comparación y agrupación de pulsos generados en el detector HPGe por los fotones que llegan al detector procedentes de la fuente. Esta fuente se sitúa entre el detector de Ge a escanear y un detector sensible las posiciones (PSD), tal y como se observa en la Figura 1.10. El PSD permite determinar las trayectorias de los rayos γ que inciden en el detector de Ge. Cada trayectoria se almacena junto con su correspondiente respuesta eléctrica en el detector de Ge. El conjunto PSD+fuentes rota 90° respecto al centro del detector de Ge para determinar otro conjunto de trayectorias γ en

el Ge desde otra perspectiva. Posteriormente los dos conjuntos de trayectorias se comparan y, en caso de que las respuestas eléctricas sean compatibles, se determina la posición de interacción en el Ge como el corte (si existe) de las dos trayectorias asociadas.

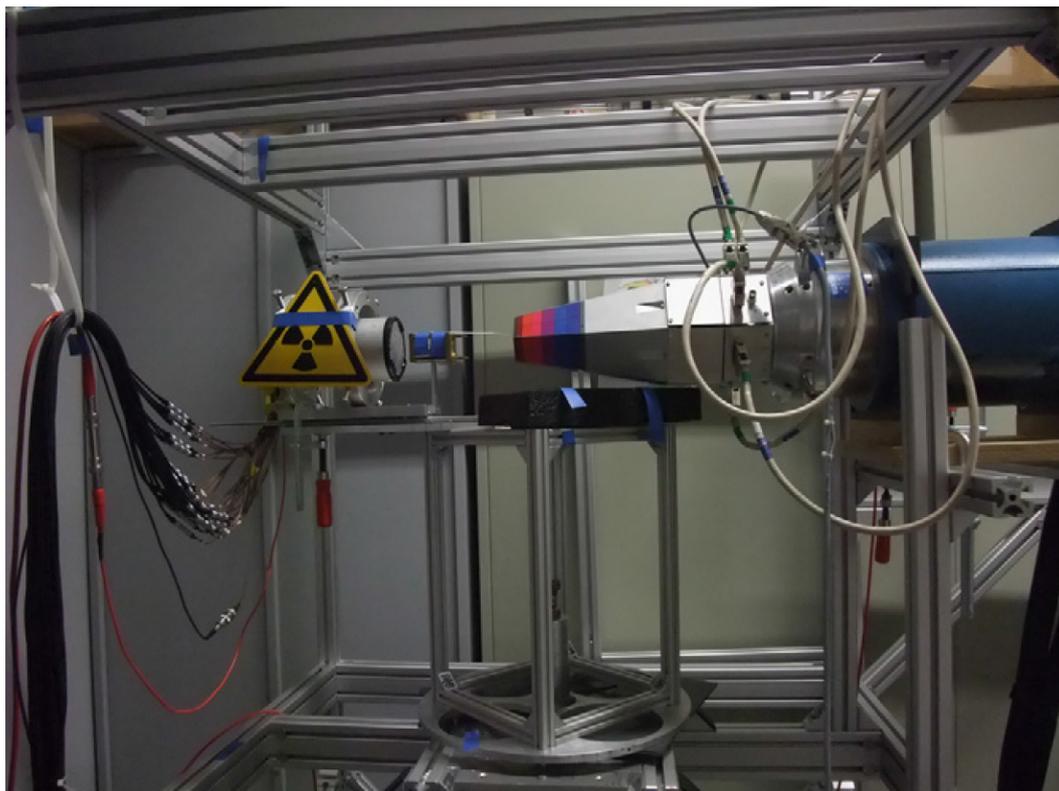


Figura 1.10: Imagen de un cristal de AGATA montado en el sistema de escaneado del GSI.

IPHC - Estrasburgo. Francia. El sistema de caracterización desarrollado en el *Institut Pluridisciplinaire Hubert CURIE* (IPHC) de Estrasburgo, Francia, se basa en el posicionamiento de precisión del cristal de Ge enfrentado a una fuente colimada de ^{137}Cs . El posicionamiento del detector se realiza mediante Láser y el movimiento de la fuente para cada paso de escaneado es de entre 50 y 100 μm . Desde una primera perspectiva se realiza un barrido del detector mediante el movimiento de la fuente colimada y se registra cada posición del colimador respecto al cristal junto con la respuesta eléctrica del detector para cada evento. A continuación se gira el detector a escanear 90° y se repite el proceso. En este caso el problema geométrico no existe ya que se sabe qué trayectorias γ se van a cortar. De esta forma se comparan mediante un test de χ^2 las respuestas eléctricas de las posiciones geométricamente

compatibles y se registran en la base de datos aquellas que pasen la comparación estadística de χ^2 . El esquema de este sistema de caracterización se presenta en la Figura 1.11. En la actualidad no existen publicaciones de la resolución obtenida con este sistema de caracterización.



Figura 1.11: Imagen de un cristal de AGATA montado en el sistema de escaneado de la IPHC de Estrasburgo.

Llegados a este punto es importante destacar que, hasta el momento, las caracterizaciones experimentales de cristales de AGATA son muy escasas y en ningún caso se han aplicado los resultados obtenidos en una medida real. Existe, por tanto, un gran campo de trabajo por delante en este sentido.

El documento de tesis que nos ocupa se presenta como un compendio de artículos publicados durante el trabajo de tesis y, lógicamente, relacionados con la misma. De acuerdo con la normativa de la Universidad de Salamanca, la organización de este documento de tesis es la siguiente: Por un lado se adjunta el presente documento como resumen en castellano del trabajo de tesis. La organización del mismo consiste, aparte de este capítulo introductorio, en un segundo capítulo en el que presentaremos los fundamentos físicos de nuestro sistema SALSA. Posteriormente presentaremos la metodología seguida en SALSA para finalizar con un capítulo de validación en el

que se darán los resultados experimentales de un escaneado completo de un detector de HPGe.

Por su parte, el documento con el compendio de artículos, escrito enteramente inglés, incluye un capítulo introductorio, similar a este, seguido de los artículos, cada uno de ellos acompañado de una pequeña introducción que servirá para darle continuidad y coherencia al documento.

Capítulo 2

SALSA, fundamento físico y metodología

El sistema de caracterización desarrollado en este trabajo de tesis, SALSA (acrónimo inglés de: "SAlamanca Lyso-based Scanning Array"), es un sistema de caracterización de la respuesta eléctrica en detectores de HPGe en función de la posición de interacción de la radiación γ y, como tal, el punto más crítico es la precisión de nuestro sistema para determinar dicha posición de interacción. Esta precisión estará limitada por las fuentes de incertidumbre que afectan a dicha determinación. SALSA está diseñado para reducir estas fuentes de incertidumbre. Para ello utilizamos técnicas de colimación virtual [23], basadas en la utilización de los dos fotones colineales provenientes de la aniquilación de un positrón emitido por una fuente de ^{22}Na . Para hacer la caracterización completa en 3D del cristal de HPGe, nuestro método requiere además de un algoritmo de comparación de señales (PSAC) que ha sido desarrollado en nuestro laboratorio [15]. A continuación presentaremos los distintos elementos de SALSA de manera detallada, para, a continuación, explicar el principio de funcionamiento de SALSA para obtener la caracterización de un cristal de HPGe.

2.1. Descripción técnica de SALSA

2.1.1. Cámara γ

La cámara γ con la que cuenta SALSA está formada por la unión de cuatro detectores centelleadores sensibles a la posición (PSD) que, unidos, forman una cámara γ con un gran campo de visión. Esto nos permitirá, como demostraremos más adelante, mejorar significativamente nuestra resolución a lo hora de determinar la posición de interacción del rayo γ dentro del detector de Ge a caracterizar. Cada detector está formado por un cristal centelleador y su correspondiente fotomultiplicador.

Características del cristal centelleador

El cristal centelleador usado en cada uno de los cuatro detectores sensibles a la posición que forman la cámara γ está formado por ortosilicato de lutecio dopado con itrio, de ahí el acrónimo LYSO, que viene de las siglas en inglés *lutetium yttrium oxyorthosilicate* [24]. Cada uno de los cristales LYSO tiene unas dimensiones de $52 \times 52 \times 5 \text{ mm}^3$. Los cuatro cristales están unidos usando una grasa óptica que posee el mismo índice de refracción que el cristal, formando un único bloque de $104 \times 104 \times 5 \text{ mm}^3$. La lectura de la luz de centelleo emitida en cada cristal LYSO por interacción γ se realiza mediante cuatro fotomultiplicadores pixelados, modelo H10966A-100 de Hamamatsu que serán presentados en la siguiente sección. A la hora de hacer la elección del material centelleador que conforma nuestro PSD, se han tenido en cuenta los siguientes aspectos:

- ✓ Luminosidad (L): número de fotones generados por energía depositada en el cristal. Buscamos un cristal que genere una señal lo más grande posible para los fotones de 511 keV con los que trabaja nuestro sistema.
- ✓ Densidad (ρ). El cristal ha de tener la mayor densidad posible, de manera que su coeficiente de atenuación sea alto, de manera se frenen el mayor número de fotones de $E_\gamma = 511 \text{ keV}$.
- ✓ Tiempo característico del pulso respuesta (τ). Nos interesa un cristal relativamente rápido en la señal generada, ya que vamos a sincronizar la respuesta con la del detector de Ge.

En la Tabla 2.1 se pueden observar las características de los principales cristales centelleadores utilizados en la actualidad con un propósito similar al nuestro, probablemente las mejores características las tenga el cristal de bromuro de lantano, pero el hecho de que sea hidrocópico nos ha hecho decantarnos por los cristales tipo LYSO, que cuentan con unas prestaciones óptimas para un sistema como el que queremos diseñar. Por su parte, el cristal LSO es equivalente al LYSO, pero patentado por una marca comercial, lo que encarece sustancialmente su precio.

Una vez seleccionado el cristal, el siguiente paso que se dio, fue decidir el tamaño de la cámara γ . Puesto que nuestro propósito es tener la mayor resolución espacial posible en dicho detector, se ha optado por unir cuatro cristales LYSO, cada uno de los cuales con una superficie de $52 \times 52 \text{ mm}^2$, de manera que, unidos, tienen una superficie total de $104 \times 104 \text{ mm}^2$, aumentando así el ángulo sólido cubierto y, por tanto, la resolución espacial. Para la elección del espesor del cristal se han hecho simulaciones Monte Carlo, usando el código Geant4 [25], en las que hemos simulado el cristal LYSO con las dimensiones explicadas hasta ahora, y con distintos espesores. Hemos obtenido los espectros para una fuente de fotones de 511 keV y hemos comparado las eficiencias totales y de fotopico. Tal y como se puede ver en la Figura 2.1 el espectro para un fuente de rayos de 511 keV será como cabe esperar: se observa el fotopico correspondiente a la emisión de 511 keV y el espectro Compton correspondiente a

Tabla 2.1: Comparación entre distintos cristales centelleadores usados en aplicaciones PET. L corresponde a la luminosidad. λ a la longitud de onda de la emisión de centelleo, τ al tiempo característico de respuesta, n al índice de refracción, ρ a la densidad y H indica si el material es hidrocópico o no.

	NaI	LYSO	LSO	BGO	GSO:Ce,Zr	$LaCl_3$	$LaBr_3$	CWO
L (ph/MeV)	19400	32000	31000	8500	9100	49000	65000	27300
λ (nm)	415	420	420	480	1430	335	360	475
τ (ns)	230	40	40	300	50	25	15	14500
n	1.85	1.81	1.82	2.15	1.81	1.9	1.9	2.2
ρ (g/cm^3)	3.67	7.1	7.4	7.13	6.7	3.86	5.29	7.9
H	Sí	No	No	No	No	Sí	Sí	Sí

todos los sucesos en los que no se produce la absorción completa de la energía. En la Tabla 2.2 se comparan las eficiencias que hemos obtenido a diferentes espesores del cristal LYSO. Finalmente hemos elegido un espesor de 5 mm, que es el valor óptimo en el que la relación ϵ_P/ϵ_T es máxima. De esta forma se minimiza la posibilidad de que haya más de una interacción por evento, lo cual es negativo a la hora de determinar la posición de interacción en el plano de la cámara γ .

Tabla 2.2: Comparación de las eficiencias total (ϵ_T) y de pico (ϵ_P) obtenidas para distintos espesores (x) del cristal LYSO.

x (mm)	ϵ_T (%)	ϵ_P (%)
3	14.69	8.79
4	19.98	11.48
5	24.79	13.54
6	29.23	15.43
7	33.79	17.23
8	37.86	19.13
9	41.83	20.63
10	45.84	22.18

Frente a todas las ventajas que presenta el cristal centelleador tipo LYSO usado en la cámara γ , existe una desventaja que viene de la actividad intrínseca de dicho material y que genera emisiones γ en el rango de energías entre 88 keV hasta 508 keV. Estas emisiones provienen de un isótopo inestable del Lu: el ^{176}Lu . El espectro de energías de emisión del ^{176}Lu , mostrado en la Tabla 2.3, interfiere con el fotopico

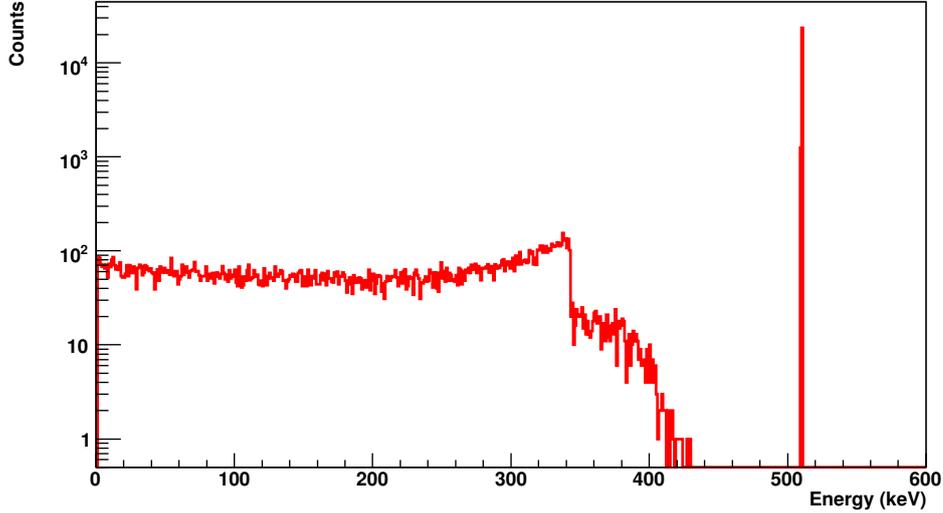


Figura 2.1: Espectro simulado para fotones de 511 keV en un cristal LYSO de 5 mm de espesor

de 511 keV en el que se basa la caracterización que realiza SALSA. Sin embargo, la medida en coincidencia temporal con otro detector, en nuestro caso, el detector a caracterizar, reduce considerablemente su efecto.

En la Figura 2.2 se puede ver el espectro emisión de uno de los cristales LYSO con los que contamos, obtenido con uno de los detectores de HPGe de nuestro laboratorio. En él se pueden identificar claramente los picos de emisión del ^{176}Lu y los picos suma. Como podemos observar, tenemos un pico suma prácticamente a la misma energía que los fotones de 511 keV con los que trabaja nuestro sistema, de ahí la importancia que tiene el lograr una buena sincronización entre la cámara γ y el detector de Ge, que eliminará de la cámara γ cualquier emisión que no venga de la fuente de ^{22}Na .

Podemos hacer el cálculo de la actividad que presentará el cristal LYSO, teniendo en cuenta que la composición de este tipo de cristales es



La ecuación para la masa en términos del número de átomos tiene la siguiente forma:

$$m = N \cdot \frac{P_A}{N_A} \quad (2.2)$$

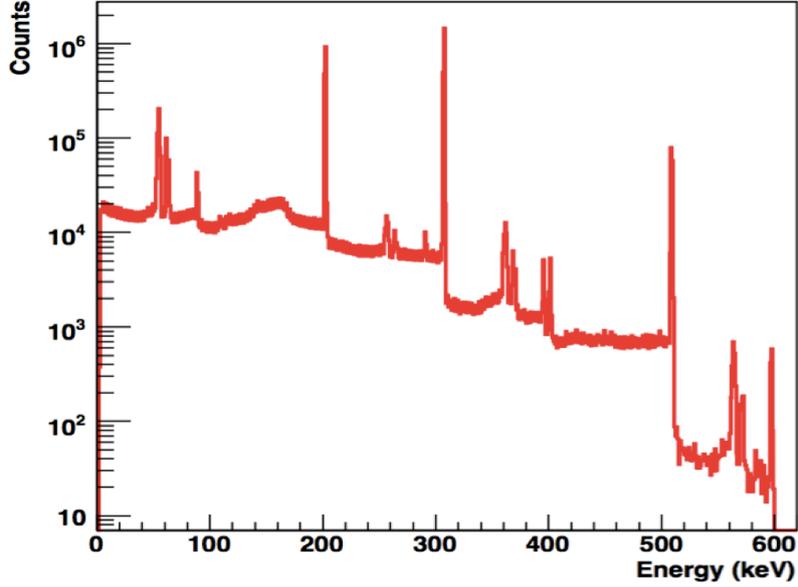


Figura 2.2: Espectro de emisión γ para uno de nuestros cristales LYSO

donde P_A es el peso atómico del nucleido y N_A el número de Avogadro. De esta forma podremos conocer la actividad de una porción de cualquier material con solo aplicar la siguiente igualdad:

$$A = \lambda \cdot N = \lambda \cdot m \cdot \frac{N_A}{P_A} \quad (2.3)$$

De todos los elementos mostrados en la Eq. 2.1, el único radiactivo es el ^{176}Lu . Entonces, para el cálculo de la actividad intrínseca, suponemos que nuestro cristal está formado por un porcentaje del 95% de Lu y que la abundancia isotópica del ^{176}Lu en la naturaleza es de un 2.59%. Si este isótopo tiene una constante de decaimiento de $\lambda = 5,796 \times 10^{-19} \text{s}^{-1}$, llegamos a un valor para la actividad intrínseca del cristal de **$A = 4.57 \text{ kBq}$** . La masa se ha obtenido a partir del volumen del cristal, que en nuestro caso será, $V = 5.2 \text{ cm} \times 5.2 \text{ cm} \times 0.5 \text{ cm} = 13.52 \text{ cm}^3$, y de la densidad del cristal LYSO que es $\rho = 7.2 \text{ g/cm}^3$, con lo que llegamos al valor de 97.34 g de material para el caso de nuestros cristales.

Características de la electrónica de lectura de la cámara γ

Para leer la señales provenientes de los centelladores, éstos se han acoplado a cuatro fotomultiplicadores pixelados (PSPMT), tipo *Flat Panel Multianode Photomultiplier Tube Assembly*. Para el acoplamiento se usa grasa óptica con un índice

Tabla 2.3: Identificación de picos en el espectro del cristal LYSO

Pico	E (keV)	Intensidad (%)	Isotopo
1	88.45	14.5 (2)	^{176}Lu
2	201.70	78.0 (4)	^{176}Lu
3	256	-	Suma 2 + ^{176}Lu X-ray
4	289	-	Suma 1 + 2
5	306.75	93.0 (3)	^{176}Lu
6	395.18	-	Suma 1 + 5
7	400.96	0.4 (1)	^{176}Lu
8	508.66	-	Suma 2 + 5

Tabla 2.4: Características del PSPMT H10966A-100 de Hamamatsu.

PSPMT	Número píxeles: 64 (Matriz 8x8)
	Tamaño de píxel: 6.08/6.08 - 6.26/6.26 mm ²
	Área activa: 49x49 mm ²
	Voltaje operacional: 700-1100V
	Eficiencia Cuántica a 420 nm: 35 %
	Corriente parásita(por píxel): 0.06 nA

de refracción similar al del LYSO y al de la ventana del PSPMT para minimizar los efectos que el cambio de medio puede provocar en la señal. Los fotomultiplicadores están formados por una matriz de 8x8 píxeles, teniendo los centrales un tamaño de 6.08x6.08 mm², mientras que los exteriores cuentan con 6.26x6.26 mm². En total, tendremos una parte activa de 49x49 mm², siendo el tamaño total de cada dispositivo de 52x52 mm². Este tipo de PSPMT es el más comunes cuando hablamos de aplicaciones PET (acrónimo inglés de *Positron Emission Tomography*). El PSPMT usado en SALSA es el modelo H10966A-100 de Hamamatsu [26], evolución del H8500, el cual es mucho mas conocido pero con una eficiencia cuántica menor. En total nuestra cámara γ tiene 256 canales de lectura. Las principales características de nuestro fotomultiplicador pixelado se muestran en la Tabla 2.4, mientras que su esquema y diseño se pueden ver en la Figura 2.3.

Para el tratamiento de estas 256 señales que provienen de la cámara γ , y para las labores de sincronización entre la cámara γ y el detector de Ge, se ha usado tecnología NIM y VME. Las señales de carga de cada PSD son integradas y posteriormente digitalizadas por ocho módulos *Charge to Digital Converter* QDC, modelo

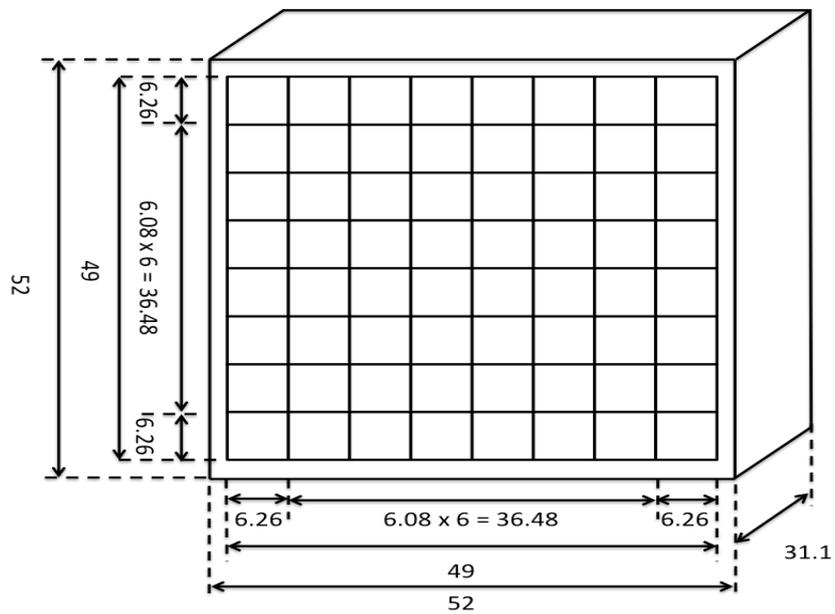


Figura 2.3: Esquema del fototubo H10966A-100 de Hamamatsu. Se especifican las dimensiones de cada pixel, así como las de su área activa ($49 \times 49 \text{ mm}^2$), la superficie total ($52 \times 52 \text{ mm}^2$) y la profundidad del mismo. Todas las magnitudes se dan en mm.

V792, diseñados y fabricados por la compañía CAEN [27]. Estos módulos necesitan una puerta, en forma de señal lógica con formato ECL, que les marque cuándo tienen que empezar la etapa de integración y posterior digitalización. Por ello, tal y como se observa en la Figura 2.4, utilizamos un módulo *Fan In/Fan Out* modelo N454 de CAEN que duplica la señal del dínodo del PSPMT. En este punto es pertinente explicar que la señal del dínodo del PSPMT es una señal que contiene la información temporal del inicio de un evento (t_0) ya que comienza a generarse tan pronto como el primer píxel con carga comienza a generar señal. También contiene la carga total recolectada por todos los 64 píxeles del PSPMT para cada evento. En SALSALSA, el dínodo es usado tanto para elaborar los espectros de energía de cada PSPMT como para realizar la lógica temporal de nuestro sistema de escaneado. Una de las salidas del *Fan In/Fan Out* es enviada a un discriminador, señalado en la Figura 2.4 con un ①, modelo N841 de CAEN, módulo que genera señales lógicas (digitales) a partir de señales analógicas (en nuestro caso las que provienen del dínodo) que sobrepasen un determinado umbral de amplitud en voltaje. Las señales digitales son enviadas a los módulos QDC para comenzar la secuencia de adquisición, que consiste en la etapa de integración y posterior digitalización de las señales de cada uno de los píxeles de la cámara γ .

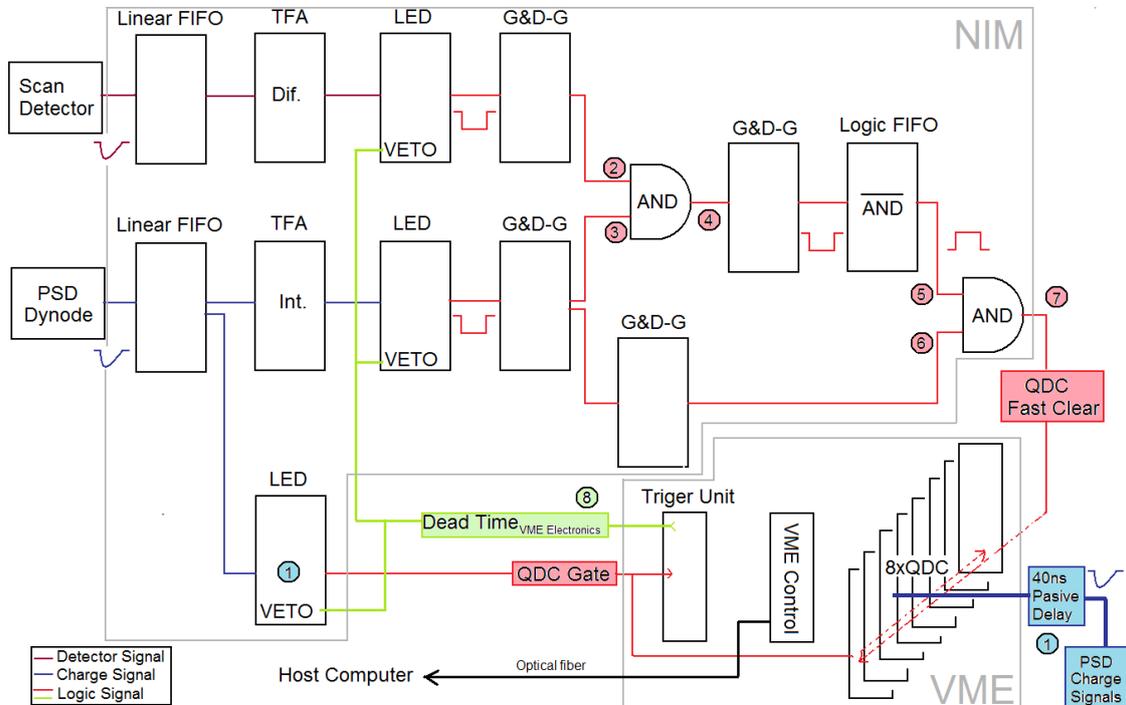


Figura 2.4: Esquema lógico de las señales para lanzar la electrónica de adquisición

Lo que nos queda ahora es discernir cuáles de los eventos que han disparado nuestra adquisición son válidos, es decir, cuáles han impactado en coincidencia temporal, ④ en la Figura 2.4, entre la cámara γ , ③, y el detector de Ge, ②. En nuestra configuración esto se decide después de que se haya lanzado la adquisición gracias a una función con la que cuenta el QDC y que recibe el nombre de *Fast Clear*. Cuando la puerta llega a los módulos QDC, además de comenzar la etapa de integración, comienza una fase denominada *Fast Clear Window*, que dura un tiempo predefinido mediante registro, dentro del cual, si a los módulos QDC les llega una señal lógica a una entrada denominada *Fast Clear Input*, se aborta la etapa de integración y los ocho módulos QDC se ponen en estado de espera hasta que llega el siguiente evento. Siguiendo esta lógica, el objetivo será conseguir una señal que solo aparezca cuando el evento que ha disparado la adquisición sea un evento que **NO** ha impactado a la vez en nuestra cámara γ y en nuestro detector de Ge, ⑦. La razón de trabajar en esta configuración es que necesitamos una puerta para empezar a integrar cuanto antes, ya que todo lo que tardamos es retardo pasivo que tenemos que introducir a las 256 señales, con la consiguiente pérdida de calidad en las señales. De esta forma solamente tenemos que retrasar las señales ~ 40 ns, que es el tiempo que le lleva a nuestro discriminador generar la puerta a partir de la señal del dínodo, ①. Una vez que hemos empezado el proceso, la señal de *Fast Clear* puede llegar hasta 600 ns después de que haya llegado la puerta inicial, que se corresponde con la longitud temporal de la *Fast Clear Window*, con lo que tenemos un intervalo de tiempo suficientemente amplio para generar una señal en caso de que el evento disparado por la puerta del dínodo no esté en coincidencia con el detector de Ge.

En la Figura 2.5, arriba a la izquierda, podemos ver la captura de una coincidencia de un evento en un detector de NaI(Tl) con el que se realizaron las pruebas para la puesta a punto de la electrónica de SALSA (amarillo en la figura), y con un evento en la cámara γ (en verde). También se observan las dos puertas generadas (azul y rosa, respectivamente). En la parte derecha de la figura se observa la puerta generada por la coincidencia (en azul) de ambos detectores (en amarillo y verde). Esta puerta es la utilizada por los módulos QDC para realizar el proceso de adquisición. En la parte inferior de la figura se puede observar la lógica de generación de la señal de *Fast Clear*. Se puede ver cómo cada vez que llega una puerta del dínodo de la cámara γ (en verde) que no está en coincidencia con el detector a escanear (en azul), salta la señal de *Fast Clear* (representada en amarillo). Vemos que cuando hay coincidencia la señal de *Fast Clear* no aparece y el evento es guardado para su posterior análisis.

Finalmente cabría añadir que todos los puntos de discriminación que implican generación de puertas lógicas a partir de los pulsos, tanto el que genera la puerta para los QDCs, como los que generan las señales lógicas para hacer la coincidencia cámara γ -Ge, están vetadas siempre que la electrónica de adquisición esté en tiempo muerto, ⑧ en la Figura 2.4. Esto ocurre cuando la electrónica está procesando un

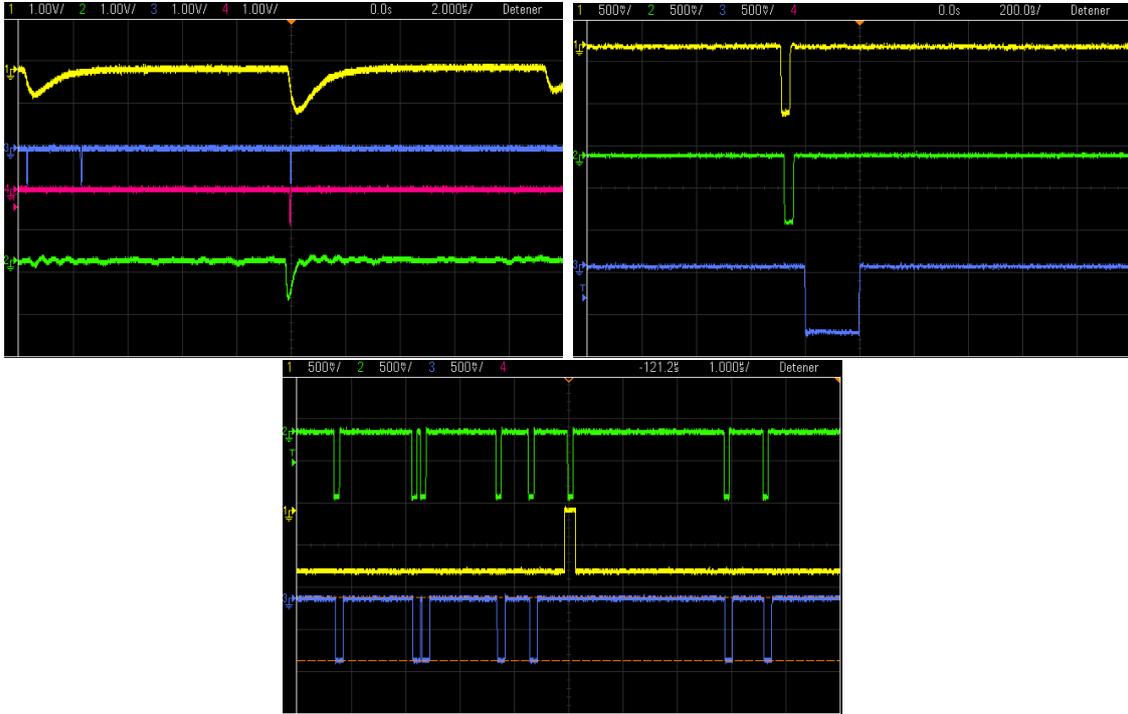


Figura 2.5: Capturas de osciloscopio para un evento en coincidencia entre ambos detectores (arriba a la izquierda), generación de la puerta en coincidencia (arriba a la derecha) y generación de la señal de *Fast Clear* (parte inferior de la figura)

evento y no puede aceptar otro nuevo. En nuestro caso este periodo dura $\sim 6\mu\text{s}$.

Para la comunicación de control entre todos los módulos QDC y el controlador VME se ha desarrollado un paquete propio basado en el sistema MBS (*Multi Branch System*) de GSI [28]. El controlador VME [29] es, básicamente, un ordenador en el que corre el sistema operativo LinXOS, en tiempo real, y que está encargado de controlar todos los módulos presentes en el bus VME, es decir, los módulos QDC y los convertidores analógico-digitales que adquieren las señales del detector de Ge y que serán presentados en detalle en el capítulo correspondiente. Este módulo es también responsable de empaquetar los datos adquiridos, darles el formato y enviarlos al sistema de almacenamiento de nuestro laboratorio. Finalmente, para el análisis de los datos se ha usado otra biblioteca dinámica de desarrollo propio bajo Go4 [30], paquete de análisis también de GSI basado en bibliotecas de ROOT [31] desarrolladas en el CERN.

Encapsulado de la cámara γ

La caja metálica que contiene los cuatro cristales y fotomultiplicadores ha sido fabricada en aluminio con una precisión de 0.2 mm en su mecanizado. Todas las caras de la caja se han fabricado con un espesor de 10 mm, menos las cara enfrentada a los cristales LYSO que ha sido mecanizada con un espesor de solo 5 mm con el objetivo de minimizar los eventos de dispersión que pueden repercutir en la resolución espacial de nuestro sistema. En la Figura 2.6, se presenta el diseño de la caja contenedora de nuestra cámara γ .

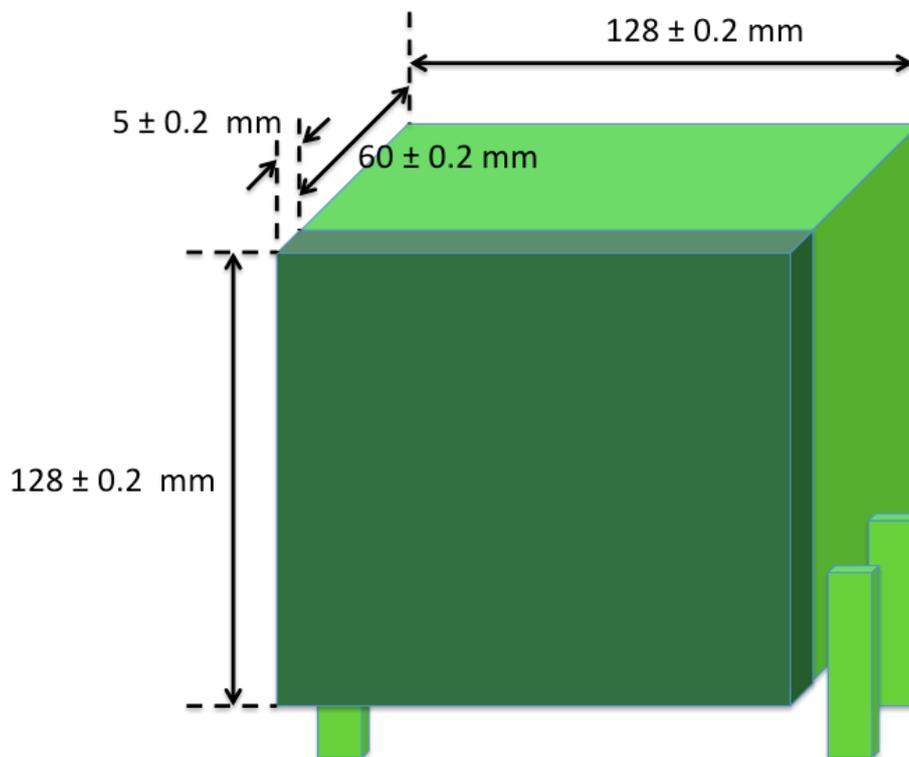


Figura 2.6: Caja contenedora de la cámara γ y sus dimensiones.

2.1.2. Fuente de ^{22}Na

Se trata de una fuente cuasi-puntual formada por una parte activa de 0.25 mm de diámetro de ^{22}Na con una actividad nominal de 1 MBq. Dicha parte activa se encuentra encapsulada en un disco de 25.4 mm de diámetro por 5.7 mm de alto de fibra epoxy [32]. Las especificaciones se pueden ver en la Figura 2.7. Con el

objetivo de caracterizar la fuente y saber cuál es la distribución de posiciones de aniquilación e^-e^+ hemos desarrollado diferentes simulaciones Monte Carlo tal y como presentaremos en el siguiente capítulo.

Las emisiones propias del ^{22}Na se listan en la Tabla 2.5 y los canales principales se presentan en la Figura 2.8. La emisión más probable es la $\beta_{0,1}^+$ que generará, después de aniquilarse con un electrón del medio, dos rayos γ en direcciones opuestas. En el sistema centro de masas estos rayos se corresponden con γ^\pm en la Tabla 2.5 y son los que usa SALSALSA para caracterizar el detector de HPGe.

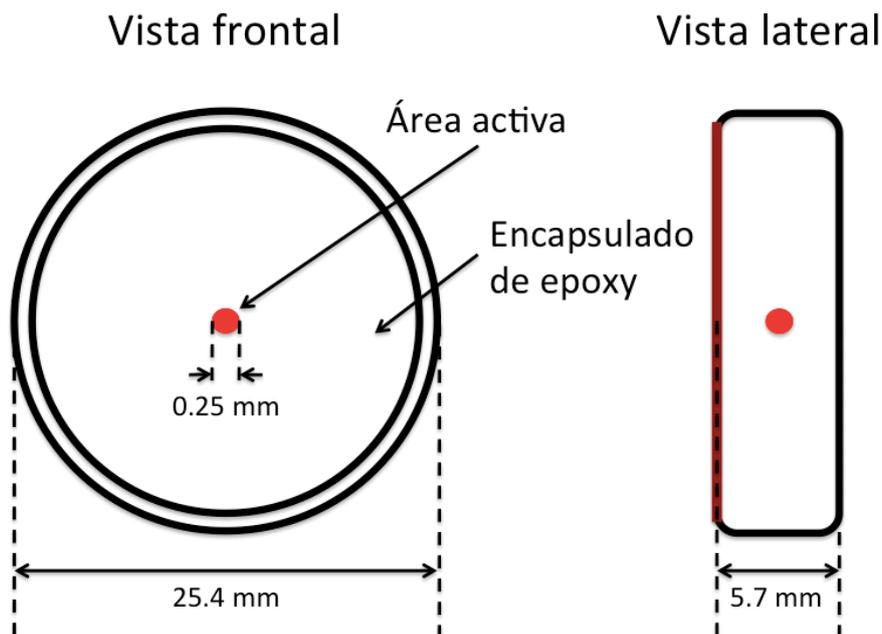


Figura 2.7: Fuente de ^{22}Na utilizada para el sistema de caracterización

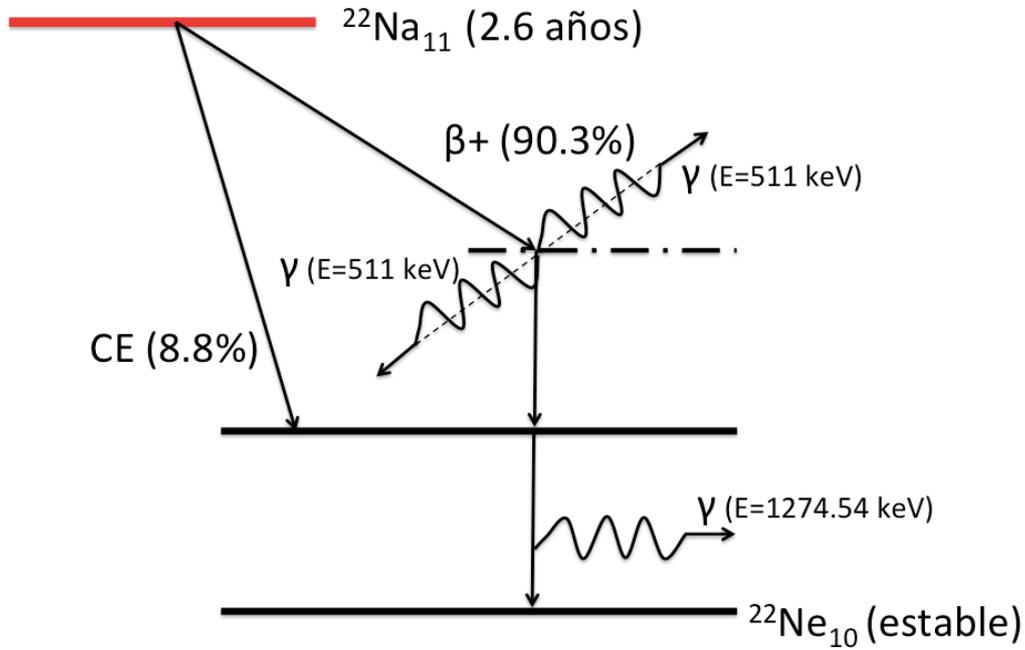


Figura 2.8: Esquema de desintegración para el ^{22}Na , con una semi-vida de 2.6 años. El 90.3% decae como β^+ a un estado intermedio asociado a una emisión doble de fotones de 511 keV, seguido de una emisión de 1274.54 keV para llegar al estado estable ^{22}Ne . Por su parte, el 8.8% decae por captura electrónica al estado intermedio el cual, tras la emisión de 1274.54 keV decae al estado estable ^{22}Ne .

Tabla 2.5: Detalle con todas las emisiones características del ^{22}Na .

Emisión	Energía (keV)	Intensidad (%)
e_{AK}	0.75 - 0.81	8.8
$ec_{1,0}$	252	0.002339
$\beta_{0,0}^+$	1821.02 (end-point)	0.055
$\beta_{0,0}^+$	835.04 (medio)	
$\beta_{0,1}^+$	546.44 (end-point)	90.30
$\beta_{0,1}^+$	215.62 (medio)	
$XK_{\alpha_2}(\text{Ne})$	0.8486	0.0453
$XK_{\alpha_1}(\text{Ne})$	0.8486	0.09
γ^\pm	511	180.7
$\gamma_{1,0}(\text{Ne})$	1274.54	99.94

2.1.3. Mecánica de SALSALSA

La función de la mecánica de precisión en SALSALSA es mantener todos los elementos sólidamente unidos bajo un mismo sistema de referencia. La estructura permite que el eje sobre el que se asientan la fuente de ^{22}Na y la cámara γ gire en torno al eje central del cristal de HPGe, permitiendo pasar de la primera posición de escaneado, S_1 , a la segunda, S_2 , como se puede observar en la figura 2.11. Los elementos mecánicos de la estructura han sido fabricados con una precisión de 0.1 mm. El circuito circular por el que se desplazan la fuente de ^{22}Na y la cámara γ está fabricado con tecnología MCS de la casa Hepcomotion [33]. En la Figura 2.9 se puede observar la configuración de SALSALSA preparada para escanear un cristal BEGe con todos los elementos identificados.

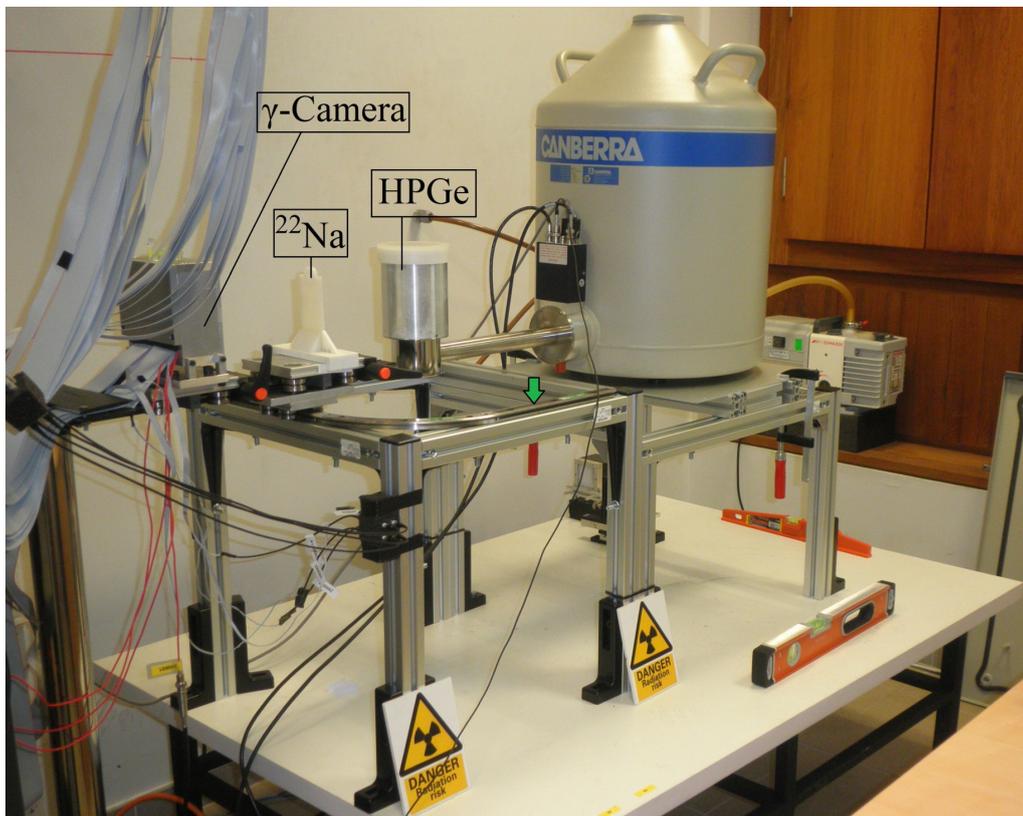


Figura 2.9: Fotografía de SALSALSA con un detector BEGe situado. La cámara γ y la fuente de ^{22}Na se encuentran en la posición de escaneado S_1 . La segunda etapa S_2 se señala con una flecha verde en la fotografía, así como el resto de elementos que forma el sistema SALSALSA.

La Figura 2.10 muestra el diseño del circuito lineal por donde se desplazan la

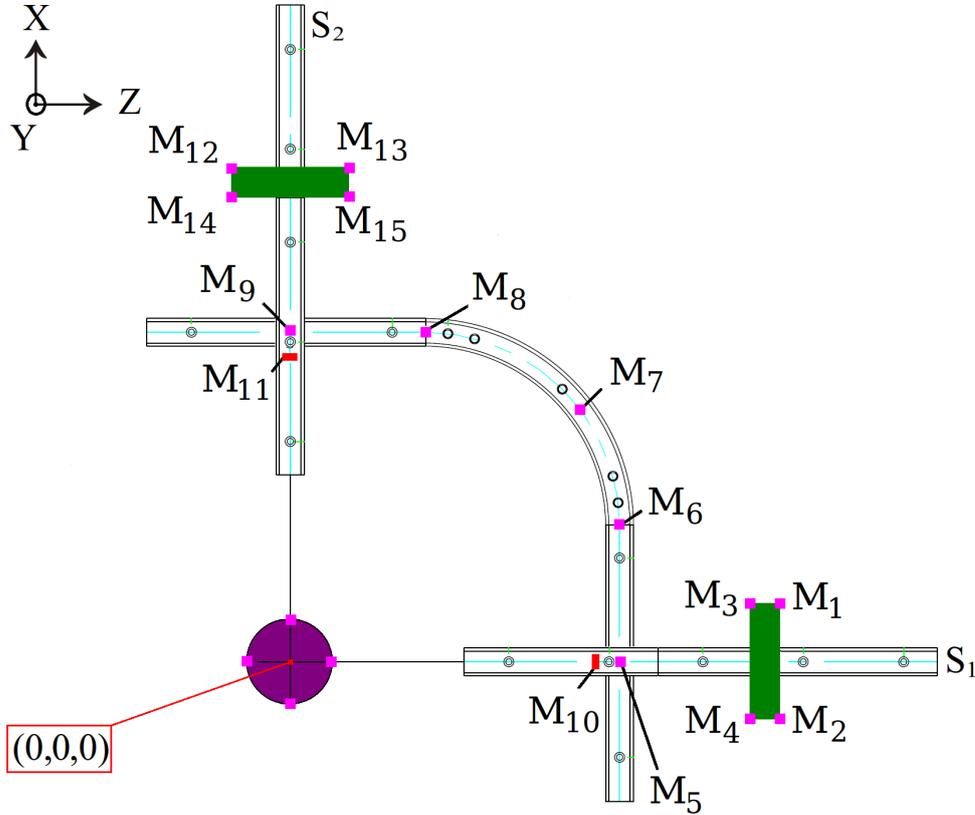


Figura 2.10: Diseño de la mecánica de SALSA. Las cotas mostradas son las obtenidas tanto para S_1 como para S_2 . En verde se representa la cámara γ . En rojo, el soporte de la fuente de ^{22}Na . El círculo de color morado representa el cristal de HPGe.

fente de ^{22}Na y la cámara γ . El circuito mostrado permite ajustar la distancia entre la fuente y la cámara γ , pero también entre la fuente y el detector. El circuito circular permite además desplazar el conjunto desde S_1 a S_2 con una precisión de $(90 \pm 0,03)^\circ$.

En SALSA tanto la fuente de ^{22}Na como la cámara γ tienen su propio sistema de referencia. En el caso de la fuente, está centrado en su volumen activo y sus coordenadas, en el sistema de referencia global definido por la mecánica, son (X_{S0}, Y_{S0}, Z_{S0}) , siendo (X''_S, Y''_S, Z''_S) cualquier punto referido a dicho sistema. Para la cámara γ , el centro de su sistema de referencia propio corresponde al centro de su plano de detección, siendo sus coordenadas en el sistema de referencia global (X_{C0}, Y_{C0}, Z_{C0}) y (X''_L, Y''_L, Z''_L) cualquier punto referido a dicho sistema. Sin embargo, las posiciones de interés, es decir, el punto de aniquilación del e^+ y la posición de interacción en la cámara, tienen que estar expresados respecto al sistema de referen-

cia común. Para ello es necesario hacer una traslación y, por lo tanto, será necesario determinar la posición del origen del sistema de referencia tanto de la fuente como de la cámara con respecto al sistema de referencia global definido por la estructura. Este posicionamiento será una de las fuentes de incertidumbre en nuestro sistema de caracterización y será analizado en detalle más adelante en este documento junto con el resto de contribuciones a la incertidumbre en la determinación de la posición de interacción del rayo γ dentro del cristal de HPGe. Pero antes, vamos a explicar cómo se calcula dicha posición de interacción en SALSA.

2.2. Principio de funcionamiento

SALSA tiene tres elementos principales que hemos presentado en la sección anterior: una fuente puntual de ^{22}Na , emisora de partículas β^+ , una cámara γ de alta resolución espacial y la mecánica de precisión que une ambas. La labor de la cámara γ es determinar la posición de interacción de uno de los dos rayos γ generados en la fuente, (X_L, Y_L, Z_L) . Este punto, junto con el punto en el que se generó el rayo γ en la fuente de ^{22}Na , (X_S, Y_S, Z_S) , ambos referidos al sistema de referencia global centrado en el cristal de HPGe, permite obtener la dirección del rayo γ que incide en el cristal de HPGe, dada por la recta que une ambos puntos (Figura 2.11), cuya ecuación es:

$$\frac{X - X_S}{X_L - X_S} = \frac{Y - Y_S}{Y_L - Y_S} = \frac{Z - Z_S}{Z_L - Z_S}. \quad (2.4)$$

De cara a la determinación de la posición de aniquilación e^-e^+ en la fuente de ^{22}Na , se asume, como se hace en general cuando se usan fotones procedentes de la aniquilación e^-e^+ , que el positrón proveniente de la fuente se aniquila en reposo y que, por tanto, los dos fotones emitidos, cada uno con 511 keV, son perfectamente colineales en el sistema de referencia del laboratorio. Para demostrar la bondad de esta suposición, en el intervalo de energía en el que trabajamos, vamos a abordar el problema desde un punto relativista. Desde esta óptica, la aniquilación del e^+ se representa en la Figura 2.12.

En esta figura el positrón emitido por la fuente de ^{22}Na interacciona con una electrón de los que le rodean y genera dos rayos γ que saldrán con un ángulo α y β respecto a la dirección de incidencia de la partícula β^+ (en el eje X). Las condiciones iniciales son:

$$E_{e^-} = mc^2 \quad (2.5)$$

$$T_{e^+} = [KT, 546,44keV] \quad (2.6)$$

$$p_{e_y^+} = 0 \quad (2.7)$$

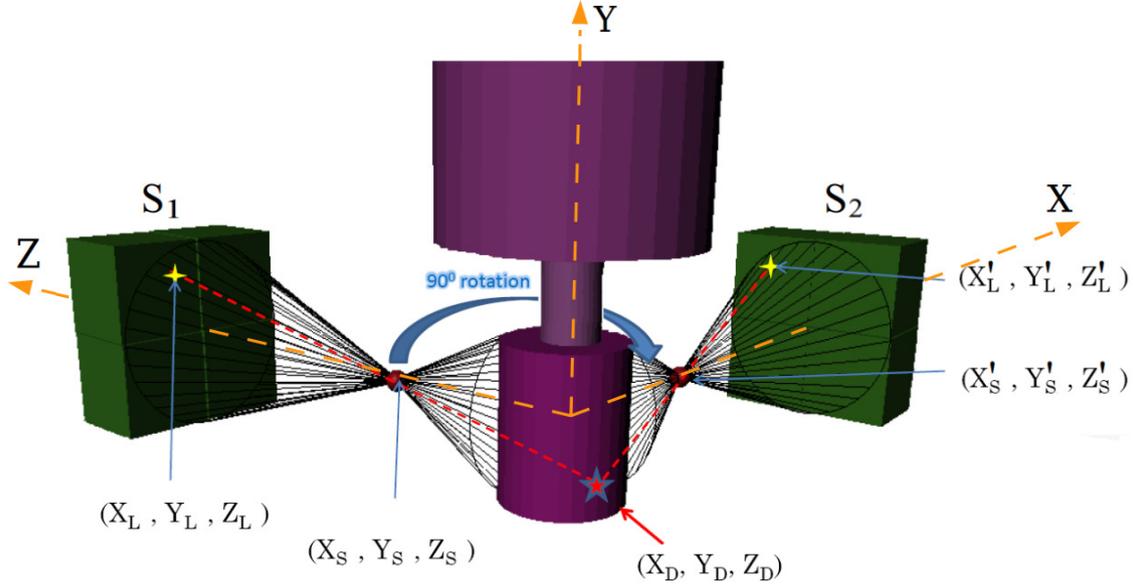


Figura 2.11: Esquema de la disposición de la fuente de ^{22}Na , en rojo, y de la cámara γ , en verde, con respecto al detector de HPGe, en morado. La cámara γ se representa, en ambas posiciones de escaneo. Los rayos γ que iluminan el cristal de HPGe se dibujan con líneas negras que forman dos pares de conos, uno por cada posición de escaneo.

La ecuación 2.5 representa la energía del electrón en reposo, sin tener en cuenta su energía de ligadura en su órbita, la ecuación 2.6 representa el intervalo de energías posibles del positrón incidente, con una energía cinética máxima igual al máximo de la emisión β^+ en la fuente de ^{22}Na , cuya gráfica puede verse en la Figura 2.13. Finalmente, la ecuación 2.7 representa la componente Y del momento lineal de positrón que asumimos como cero. De esta forma, si analizamos la ecuaciones de conservación de energía y de momento:

$$p_{e^+} = p_{\gamma_1} \cos\alpha + p_{\gamma_2} \cos\beta \quad (2.8)$$

$$p_{e^+} = 0 = p_{\gamma_1} \sin\alpha + p_{\gamma_2} \sin\beta \quad (2.9)$$

$$E_{e^+} + E_{e^-} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \geq 2mc^2 \quad (2.10)$$

La energía de cada partícula viene dada por la relación de dispersión como:

$$E_{e^+}^2 = (mc^2)^2 + (p_{e^+}c)^2 \quad (2.11)$$

$$E_{\gamma_1} = cp_{\gamma_1} \quad (2.12)$$

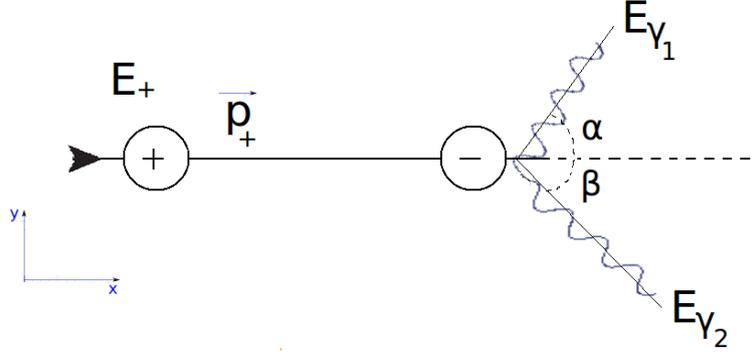


Figura 2.12: Representación de la relación angular en una aniquilación e^-e^+ .

$$E_{\gamma_2} = cp_{\gamma_2} \quad (2.13)$$

Con el objetivo de estudiar únicamente la dirección de los dos fotones generados, mediante la manipulación de las ecuaciones anteriores, obtenemos:

$$\frac{1}{c}\sqrt{E_{e^+}^2 - (mc^2)^2} = p_{\gamma_1}\cos\alpha + p_{\gamma_2}\cos\beta \quad (2.14)$$

$$p_{\gamma_1}\operatorname{sen}\alpha = -p_{\gamma_2}\operatorname{sen}\beta \quad (2.15)$$

$$E_{e^+} + mc^2 = c(p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2}) \quad (2.16)$$

Como podemos observar, hemos llegado a un sistema de tres ecuaciones con cuatro incógnitas, $(p_{\gamma_1}, p_{\gamma_2}, \alpha, \beta)$. Si dejamos el momento del fotón 2, en función del momento del fotón 1, la ecuación 2.16 pasa a:

$$p_{\gamma_2} = \frac{1}{c}(E_{e^+} + mc^2) - p_{\gamma_1}, \quad (2.17)$$

A partir de aquí, tres situaciones pueden suceder:

1. $p_{\gamma_1} \neq p_{\gamma_2}$. La ecuación 2.15 nos indica que $\beta - \alpha \neq 180^\circ$ y, por lo tanto, no hay colinealidad.
2. $p_{\gamma_1} = p_{\gamma_2}$. De la ecuación 2.15 se demuestra que $\operatorname{sen}\alpha = -\operatorname{sen}\beta$ y, por lo tanto, se nos plantean dos situaciones:
 - a) El positrón no se aniquila en reposo. $E_{e^+} > mc^2$. Aplicando la ecuación 2.14, $\cos\alpha + \cos\beta > 0$ y volvemos a tener una situación de no colinealidad.
 - b) El positrón se aniquila en reposo, $(E_{e^+} = mc^2)$ y la ecuación 2.14 nos indica que $\cos\alpha + \cos\beta = 0$ y, por tanto, se sigue que hay colinealidad entre los dos rayos γ generados.

Los casos detallados en los puntos 1. y 2.(a) son los que implican una no colinealidad en los fotones generados y, por tanto, vamos a estudiar el impacto que puede tener en un sistema como el que nos ocupa:

1. $p_{\gamma_1} \neq p_{\gamma_2}$. En este caso los dos fotones generados no tendrán exactamente una energía de 511 keV. La excelente resolución en energía de nuestro detector de HPGe nos ayuda a distinguir y rechazar este tipo de eventos, cuando la diferencia de energía es superior a 1 keV.
2. $p_{\gamma_1} = p_{\gamma_2}$
 - a) $E_{e^+} > mc^2$. Existen muchas referencias que analizan el problema de la aniquilación cuando $p_{e^+} \neq 0$ [34, 35], concluyendo que positrones con una energía inicial de 1 MeV pierden su energía cuando viajan por un sólido mediante procesos de ionización. Tan solo un 2 o 3 % de los positrones se aniquilan en movimiento. Tal y como se puede ver en [34, 35], el ángulo de desviación en diferentes materiales con la misma densidad que el encapsulado de nuestra fuente es menor a 1° . Dada la corta distancia que hay en SALSA entre la fuente ^{22}Na y el detector de HPGe, podemos despreciar este efecto ya que esta desviación no tendrá influencia alguna. Para ejemplificar, un ángulo de desviación de 1° implica una desviación de $\sim \pm 1.4$ mm en el plano de detección de la cámara *gamma* para una configuración habitual de SALSA
 - b) $E_{e^+} = mc^2$. Lo que implica que $\cos\alpha = \cos\beta$, por tanto $\alpha + 180 = \beta$ y tenemos colinealidad. Ésta será la situación mas común.

2.3. Algoritmo de reconstrucción de posiciones

El primer paso a la hora de determinar la posición de interacción en SALSA es el cálculo de la posición de interacción del rayo γ en la cámara γ , (X_L, Y_L, Z_L) , y, junto con la posición de aniquilación del positrón en la fuente, (X_S, Y_S, Z_S) , la obtención de la dirección del rayo γ incidente en el cristal de HPGe, mediante la aplicación de la ecuación 2.18 en la posición de escaneado S_1 . En la configuración S_1 obtendremos un conjunto de trayectorias incidentes en el cristal de HPGe y la respuesta eléctrica que será la correspondiente a uno de los puntos en esa trayectoria. El siguiente paso consiste en rotar 90° el eje en el que se sitúan la cámara γ y la fuente de ^{22}Na respecto al eje de rotación formado por el eje vertical del cristal de HPGe. A esta segunda configuración la hemos denominado S_2 y los datos obtenidos son los mismos que en la primera etapa: un conjunto de trayectorias de interacción en el cristal de HPGe y la respuesta eléctrica asociada a uno de sus puntos. En

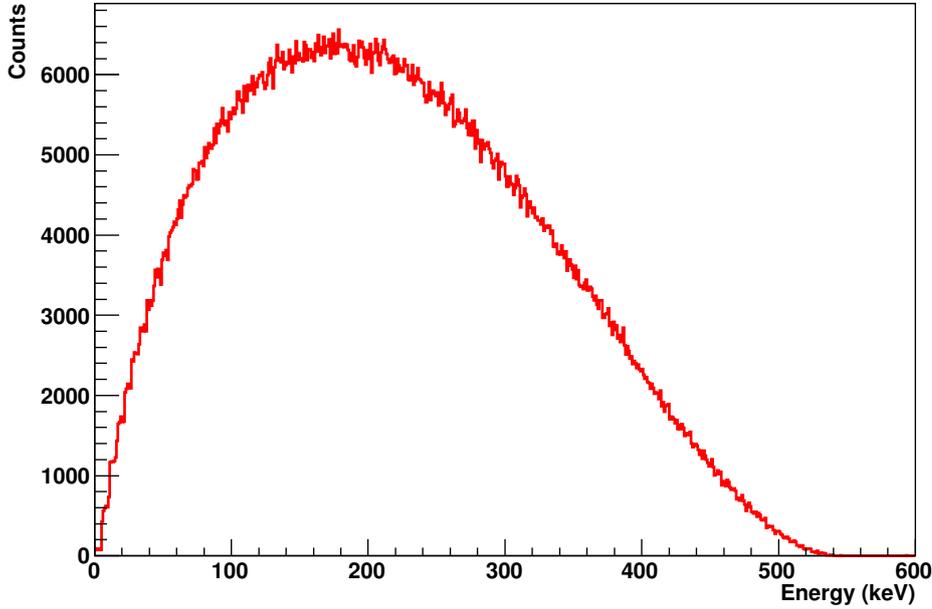


Figura 2.13: Espectro β^+ obtenido a partir de una simulación Monte Carlo de la fuente de ^{22}Na utilizada en SALSA.

S_2 la posición de interacción de los rayos γ en la cámara γ se denota (X'_L, Y'_L, Z'_L) , mientras que la posición de aniquilación del positrón en la fuente de ^{22}Na se denota (X'_S, Y'_S, Z'_S) , como se muestra en la Figura 2.11. Por lo tanto la dirección de los rayos incidentes en el cristal de HPGe en la configuración S_2 vendrá dada por la ecuación 2.18 reemplazando los puntos de la configuración S_1 por sus correspondientes en la configuración S_2 .

La respuesta eléctrica de cada uno de los eventos registrados lleva asociada una trayectoria γ en el cristal de HPGe. Para saber a qué punto corresponde dentro de esta trayectoria se realiza una comparación de pulsos entre la posición S_1 y S_2 . Aquellos puntos que tengan la misma respuesta eléctrica y que se encuentren situados sobre trayectorias geoméricamente compatibles determinarán la posición de interacción exacta del rayo γ dentro del cristal de HPGe. El diseño de los cristales segmentados hace que cada posición de interacción tenga una respuesta eléctrica característica si tenemos en cuenta no solo el segmento donde ha interactuado el rayo γ sino también la respuesta eléctrica inducida en los segmentos adyacentes.

La comparación estadística de los pulsos generados por el cristal de HPGe se hace por un algoritmo desarrollado en nuestro laboratorio basado en el test de Wilcoxon [15]. Una vez que hemos obtenido dos pulsos que no se diferencian estadísticamente,

la posición de interacción del rayo γ dentro del cristal de HPGe, (X_D, Y_D, Z_D) , se determina como se explica a continuación.

Como ya hemos explicado, una posición de interacción en la cámara γ viene dada por un punto $(X_L \pm \sigma_{X_L}, Y_L \pm \sigma_{Y_L}, Z_L \pm \sigma_{Z_L})$ y la posición de generación de los dos fotones colineales en la fuente de ^{22}Na se expresa como $(X_S \pm \sigma_{X_S}, Y_S \pm \sigma_{Y_S}, Z_S \pm \sigma_{Z_S})$. Con estos dos puntos podemos construir la ecuación de la recta:

$$\frac{(X - X_S)}{(X_L - X_S)} = \frac{(Y - Y_S)}{(Y_L - Y_S)} = \frac{(Z - Z_S)}{(Z_L - Z_S)}. \quad (2.18)$$

Y de la misma forma para una trayectoria en la configuración S_2 , donde $(X'_L \pm \sigma_{X'_L}, Y'_L \pm \sigma_{Y'_L}, Z'_L \pm \sigma_{Z'_L})$ es la posición de interacción en la cámara γ y $(X'_S \pm \sigma_{X'_S}, Y'_S \pm \sigma_{Y'_S}, Z'_S \pm \sigma_{Z'_S})$ la posición de aniquilación en la fuente de ^{22}Na después de rotar el conjunto cámara γ + fuente de ^{22}Na 90° en torno al eje Y.

$$\frac{(X - X'_S)}{(X'_L - X'_S)} = \frac{(Y - Y'_S)}{(Y'_L - Y'_S)} = \frac{(Z - Z'_S)}{(Z'_L - Z'_S)} \quad (2.19)$$

Dos rectas en tres dimensiones, pueden no cortarse en un punto, pueden ser paralelas, coincidentes o se pueden cruzar. Para resolver nuestro problema geométrico partimos de la hipótesis de que se cruzan y buscamos el punto de corte. Además la solución, (X_D, Y_D, Z_D) , si existe, debe estar contenida en el espacio ocupado por el cristal de Ge.

Para alcanzar la solución, tomando los términos en X y en Z en las ecuaciones 2.18 y 2.19, podemos obtener una ecuación para la componente Z de la posición de interacción dentro del HPGe en función de parámetros conocidos:

$$Z = \begin{cases} \frac{(X - X_S)}{(X_L - X_S)}(Z_L - Z_S) + Z_S & (\text{Recta1}) \\ \frac{(X - X'_S)}{(X'_L - X'_S)}(Z'_L - Z'_S) + Z'_S & (\text{Recta2}) \end{cases} \quad (2.20)$$

Igualando podemos determinar el valor de la coordenada X en un punto de corte entre las dos rectas en S_1 y en S_2 :

$$\frac{(X - X_S)}{(X_L - X_S)}(Z_L - Z_S) + Z_S = \frac{(X - X'_S)}{(X'_L - X'_S)}(Z'_L - Z'_S) + Z'_S \quad (2.21)$$

$$X_D = \frac{\frac{X_S(Z_L - Z_S)}{X_L - X_S} - Z_S + Z'_S - \frac{X'_S(Z'_L - Z'_S)}{X'_L - X'_S}}{\frac{(Z_L - Z_S)}{X_L - X_S} - \frac{(Z'_L - Z'_S)}{X'_L - X'_S}} \quad (2.22)$$

Puesto que la expresión de X_D está calculada igualando las expresiones de Z en la ecuación 2.26, el valor para dicha coordenada Z en el punto de corte se puede determinar como:

$$\begin{aligned}
Z_D &= \frac{(X_D - X_S)}{(X_L - X_S)}(Z_L - Z_S) + Z_S \\
&= \frac{\frac{X_S(Z_L - Z_S)}{X_L - X_S} - Z_S + Z'_S - \frac{X'_S(Z'_L - Z'_S)}{X'_L - X'_S}}{\frac{(Z_L - Z_S)}{X_L - X_S} - \frac{(Z'_L - Z'_S)}{X'_L - X'_S}}(Z_L - Z_S) + Z_S
\end{aligned} \tag{2.23}$$

La expresión obtenida para X_D y Z_D corresponde a los valores de estas coordenadas donde las dos rectas 1 y 2, al menos, se cruzan. Esto significa que si introducimos las expresiones obtenidas en la ecuación de Y para las rectas dadas por las ecuaciones 2.18 y 2.19, el valor será distinto en todos los casos menos en aquel en el que las dos rectas se corten.

$$Y_D = \begin{cases} \frac{(Z_D - Z_S)}{(Z_L - Z_S)}(Y_L - Y_S) + Y_S & \text{(Recta1)} \\ \frac{(Z_D - Z'_S)}{(Z'_L - Z'_S)}(Y'_L - Y'_S) + Y'_S & \text{(Recta2)} \end{cases} \tag{2.24}$$

$$X_D = \frac{\frac{X_S(Z_L - Z_S)}{X_L - X_S} - Z_S + Z'_S - \frac{X'_S(Z'_L - Z'_S)}{X'_L - X'_S}}{\frac{(Z_L - Z_S)}{X_L - X_S} - \frac{(Z'_L - Z'_S)}{X'_L - X'_S}} \tag{2.25}$$

$$Z_D = \frac{(X_D - X_S)}{(X_L - X_S)}(Z_L - Z_S) + Z_S \tag{2.26}$$

$$Y_D = \begin{cases} \frac{(Z_D - Z_S)}{(Z_L - Z_S)}(Y_L - Y_S) + Y_S & \text{(Recta1)} \\ \frac{(Z_D - Z'_S)}{(Z'_L - Z'_S)}(Y'_L - Y'_S) + Y'_S & \text{(Recta2)} \end{cases} \tag{2.27}$$

Por lo tanto hemos obtenido por un lado las expresiones para X_D (ecuación 2.25), para Z_D (ecuación 2.26) y una condición geométrica (ecuación 2.27) para saber si las trayectorias de la configuración S_1 y S_2 se cortan en un punto. Este punto será, lógicamente, el punto buscado (X_D, Y_D, Z_D) . Posteriormente, y antes de dar por válida la posición calculada, se comprueba si pertenece al volumen ocupado por el cristal de Ge.

Capítulo 3

Caracterización de la cámara γ de alta resolución en posición

Uno de los aspectos más críticos en nuestro sistema de caracterización es la cámara γ ya que de su resolución espacial, es decir, de la precisión que tiene a la hora de determinar una posición de interacción γ en su plano de detección, depende, en gran medida, la incertidumbre en SALSA. Es por ello que la elección del tipo de cristal centelleador junto con el fotomultiplicador usado para la transformación de las señales de luz en señales eléctricas es un aspecto muy importante en el desarrollo de SALSA. En el capítulo anterior presentamos el estudio riguroso con el objetivo de optimizar qué tipo y qué espesor de cristal centelleador se adecua más a nuestra aplicación. Una vez determinado el cristal, nuestro objetivo es obtener la máxima información de la señal de luz de centelleo generada en el cristal para cada interacción γ . Es por ello que, tal y como se explicó en el capítulo anterior, hemos seleccionado un fotomultiplicador pixelado (PSPMT) que nos permita explorar en detalle la forma de la distribución de luz generada en el cristal centelleador. Una vez seleccionado el tipo y espesor y optimizada la cadena electrónica que usaremos para leer las señales que provienen del PSPMT, vamos a presentar en este capítulo los distintos algoritmos que hemos probado durante el desarrollo de SALSA con el objetivo de sacar el máximo rendimiento a la cámara γ de altas prestaciones con la que contamos. En una primera parte presentamos el estudio de los algoritmos utilizados inicialmente que nos ayudaron no solo a estabilizar la electrónica de adquisición de nuestro sistema sino también a comprender y afianzar los conocimientos necesarios en un desarrollo como el que nos ocupa. Además constituyen dos contribuciones orales a congresos que se adjuntan en esta tesis. Posteriormente, presentamos el algoritmo que mejor se adecua a nuestro sistema y que finalmente es el que usa SALSA. Cabe destacar que para obtener el máximo rendimiento a nuestro algoritmo, tal y como se verá más adelante, se hace necesaria una caracterización inicial de nuestra cámara γ que será presentada en detalle en este capítulo. Por tanto, después de presentar el algoritmo usado por nuestra cámara γ , se explica el método empleado para caracterizar nuestra cámara. Finalmente, se presentan los resultados

obtenidos para la incertidumbre en la determinación de la posición de interacción aplicando nuestro algoritmo.

3.1. Ajuste de la ganancia de los píxeles del PSPMT

En la Figura 3.1 se presentan, a modo de ejemplo, los espectros que se miden en cinco píxeles distintos en presencia de una fuente de ^{22}Na . Arriba se pueden observar los espectros con el pico generado por la emisión de 511 keV del ^{22}Na tal y como se obtienen del PSPMT y abajo tras la calibración en ganancia explicada a continuación. La calibración en ganancia de cada píxel se hace iluminando la cámara γ con una fuente de ^{22}Na . Como hemos explicado, el cristal LYSO tiene una actividad propia muy alta, por ello usamos un detector de coincidencia con el objetivo de adquirir únicamente aquellos eventos de 511 keV provenientes de la fuente de ^{22}Na haciendo uso de la electrónica presentada en el capítulo anterior.

Una vez obtenidos los espectros de cada uno de los píxeles, procedemos a calcular los factores de corrección de ganancia tomando el pico de 511 keV de cada uno de ellos. Esto se realiza de la siguiente forma: Para cada espectro se hace un ajuste Gaussiano del pico del 511 keV y se determina su centroide. El píxel con un centroide más bajo en canales se toma como referencia y a continuación se multiplica el resto de los espectros por un factor tal que haga que el centroide de todos ellos coincida en el mismo canal con el del espectro de referencia. De esta forma se consigue que el pico de 511 keV esté alineado en el mismo canal para todos los píxeles y, por tanto, la ganancia de los mismos sea la misma.

Una vez hemos corregido la desviación en ganancia de nuestra cámara γ , ésta es operacional y está lista para ser instalada en la mecánica de SALSA y comenzar a trabajar.

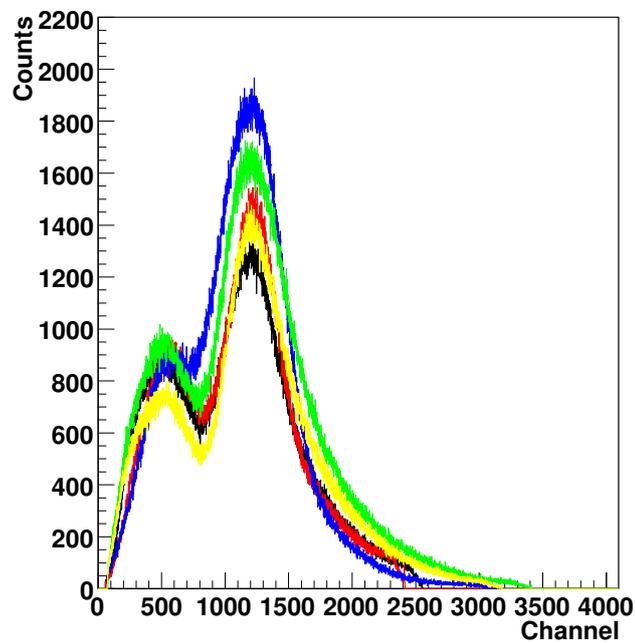
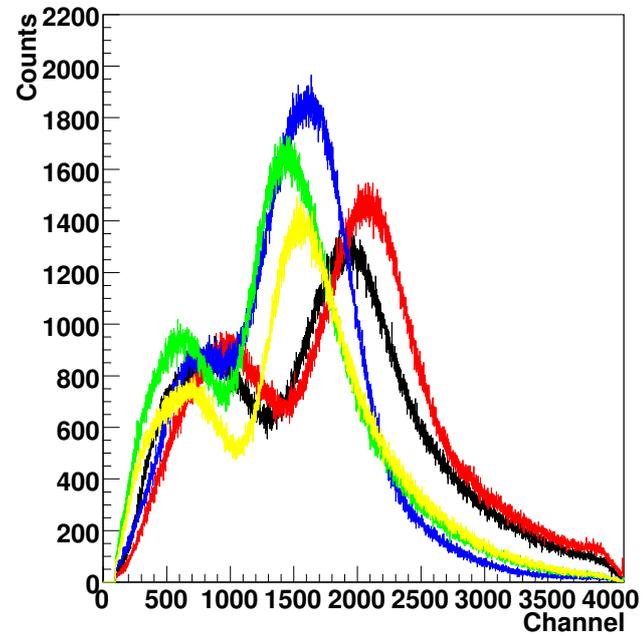


Figura 3.1: Arriba, el espectro obtenido para cinco pixeles en presencia de una fuente de ^{22}Na . Abajo, el espectro una vez aplicados los factores de calibración en ganancia.

3.2. Algoritmo de reconstrucción de posiciones en la cámara γ

3.2.1. Estudios previos

En los primeros pasos del desarrollo del algoritmo de reconstrucción de la posición de interacción en la cámara γ , y una vez que la cámara γ fue operacional, se hicieron varias pruebas con distintos algoritmos encontrados en la bibliografía y extendidos para la determinación de la posición de interacción del fotón en el plano de detección de la misma con el objetivo de probar su comportamiento en nuestro sistema.

Lógica de Anger. En este método de determinación de la posición partimos de la señal de carga de cada uno de los pixeles de la cámara γ , n_{ij} correspondiente con la fila i y la columna j . Con este valor la componente x del centroide de la distribución de luz se puede obtener como:

$$X_C = \frac{\sum_j n_j x_j}{\sum_j n_j} \quad (3.1)$$

donde $n_j = \sum_i n_j^i$ es la proyección de los pixeles correspondientes a la columna j , con coordenada x_j a lo largo del eje X. La misma lógica se aplica para los pixeles correspondientes a la fila i a lo largo del eje Y [37].

Lógica de Anger modificada para pequeñas cámaras γ . Para cámaras γ con un tamaño reducido podemos hacer una modificación de la lógica de Anger, modificando la expresión que nos da el centroide de la distribución de luz, quedándonos de la forma:

$$X_C = \frac{\sum_j n'_j x_j}{\sum_j n'_j} \quad (3.2)$$

donde ahora el cálculo del centroide se hace tomando el cuadrado de la carga en cada pixel, es decir, $n'_j = \sum_i (n_j^i)^2$. De esta forma mejoramos significativamente la resolución espacial de nuestro dispositivo [38].

Maximum Pixel Charge Analysis (MPCA). En este método exploramos el mismo principio que se utiliza en los detectores de Ge segmentados. De esta forma seleccionamos, por cada evento registrado, el pixel que ha tenido la mayor carga. Una vez seleccionado nos situamos en su centro y analizamos la carga de los pixeles de alrededor. En función de la carga en cada uno de los pixeles vecinos nos moveremos a lo largo de X e Y, distancias positivas o negativas, mayores o menores

dependiendo de los pesos obtenidos a partir de la carga normalizada de cada uno de los pixeles vecinos.

$$X_{reconstructed} = X_{mpc} + \frac{L}{2} \frac{1}{n_{i,j}} (n_{i+1,j} - n_{i-1,j} + n_{i+1,j-1} - n_{i-1,j+1} + n_{i+1,j+1} - n_{i-1,j-1}) \quad (3.3)$$

$$Y_{reconstructed} = Y_{mpc} + \frac{L}{2} \frac{1}{n_{i,j}} (n_{i,j+1} - n_{i,j-1} + n_{i-1,j+1} - n_{i+1,j-1} + n_{i+1,j+1} - n_{i-1,j-1}) \quad (3.4)$$

Comparación entre algoritmos.

El método de comparación de los distintos algoritmos se basa en la elaboración de un perfil a partir de la mancha dejada por cuatro posiciones colimadas en el centro del cristal. El colimador utilizado nos permitió colimar la fuente de ^{22}Na y consiste en un cilindro de 50 mm de espesor y 50 mm de diámetro con un orificio de 1 mm. En total se tomaron 16 posiciones, cada una en un pixel, separadas 6.1 mm unas de las otras, tanto en la dirección X como en Y. Los resultados obtenidos se presentan en la Figura 3.2, donde, para facilitar la visualización, solamente se muestran las cuatro posiciones correspondientes a los pixeles centrales. El estudio completo, presentado en una conferencia, se encuentra en uno de las contribuciones a congresos que acompaña esta tesis [39].

En este primer estudio, el valor de la resolución espacial se tomó como la anchura altura mitad (FWHM, por sus siglas en inglés) de la función de dispersión de punto (PSF). Esto se pudo hacer de esta forma ya que nuestro sistema es lineal ($L=1$), es decir, no hay diferencias significativas entre las posiciones reconstruidas y las reales, tal y como se puede ver en [39]. De esta forma la resolución espacial vendrá dada por

$$RS = \frac{PSF_{imagen}}{L} \quad (3.5)$$

Cabe destacar que el mejor resultado se obtuvo con el método de Anger modificado para pequeñas cámaras γ , que nos permitió obtener por primera vez un resultado sub-milimétrico con nuestra cámara γ con una incertidumbre $\sigma_{x_0} = 0.95$ mm y $\sigma_{y_0} = 0.93$ mm [39],[40].

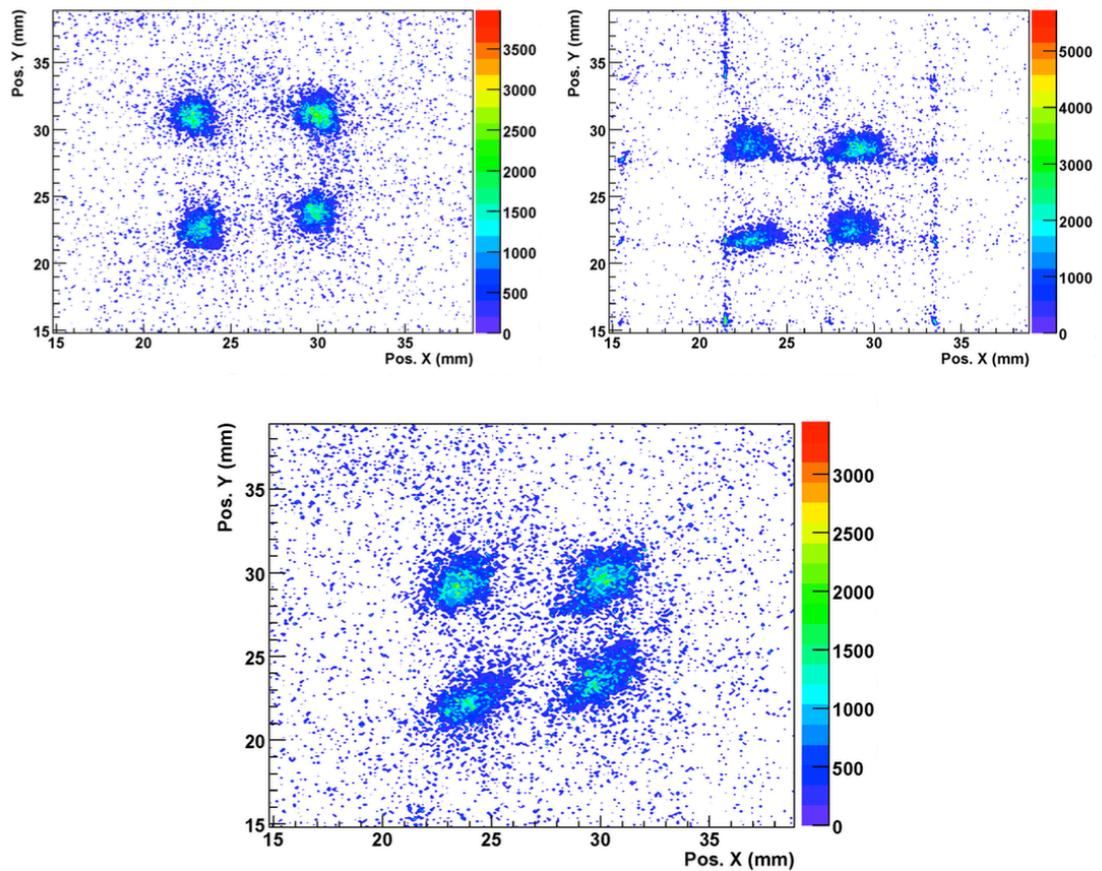


Figura 3.2: Manchas reconstruidas para cuatro posiciones colimadas en el centro de la cámara γ . Arriba a la izquierda utilizando la lógica de Anger, arriba a la derecha usando la lógica de Anger modificada para pequeñas cámaras γ y abajo utilizando el algoritmo MPCA.

3.2.2. Propuesta de un nuevo algoritmo para la cámara γ de SALSA

El algoritmo de determinación de la posición de interacción del fotón en el plano de detección de la cámara γ utilizado en SALSA se explica en detalle en [41]. Está basado en el ajuste por mínimos cuadrados de una función de Gauss a la distribución de luz de centelleo provocada por la interacción de dicho fotón en el cristal centelleador. Para ello hemos de hacer uso de todas las señales del PSPMT. Sin embargo, y aunque apliquemos el mismo voltaje a cada píxel del PSPMT, cada uno de ellos tiene una respuesta en ganancia distinta, tal y como hemos visto anteriormente. Por tanto hemos de alinear los espectros que produce cada píxel antes de aplicar nuestro algoritmo, asegurándonos una respuesta homogénea en términos de ganancia sobre la superficie de nuestra cámara.

El problema que tenemos que resolver es el siguiente: Para cada una de las interacciones γ en la cámara γ necesitamos conocer su posición de interacción. Esta posición de interacción permitirá determinar, como veremos más adelante, la dirección de los dos fotones colineales generados en la fuente de ^{22}Na . Cada interacción γ produce en el cristal centelleador de nuestra cámara γ una distribución de luz de centelleo que vamos a utilizar para obtener la posición buscada.

La cámara γ de SALSA aprovecha las ventajas que le brinda, por una parte, el estar compuesta por cristales continuos y, por otra, la lectura individual de todos y cada uno de los píxeles de sus cuatro fotomultiplicadores. Con estos dos ingredientes podemos observar la forma de la distribución de luz generada por cada interacción de un fotón en el cristal LYSO y, mediante el ajuste por mínimos cuadrados de una función de Gauss en dos dimensiones a la distribución de luz, obtener la posición de interacción. Durante el proceso de caracterización de la cámara γ , la aleatoriedad en la generación de la luz en el cristal centelleador nos permitió estudiar la forma de la distribución de luz a lo largo del cristal mediante métodos estadísticos, comprobando que se mantenía constante en lo que se refiere a su forma. De esta manera, es posible hacer una caracterización de la forma de dicha distribución que nos permita reducir el número de parámetros a determinar cuando hagamos el ajuste evento a evento.

La caracterización de la luz en el cristal se lleva a cabo siguiendo dos etapas:

- En una primera etapa determinamos y ajustamos el fondo para sustraerlo posteriormente. De esta forma eliminamos posibles defectos en la forma de la distribución debidos, principalmente a reflexiones de la luz en el borde del cristal y al ruido electrónico.
- En una segunda etapa se hace un ajuste por mínimos cuadrados de una función de Gauss en dos dimensiones a la distribución de luz. La elección de una distribución de luz gaussiana es puramente empírica aunque, como se mencionaba anteriormente, está basada en la aleatoriedad del proceso de generación

de dicha distribución.

De esta forma, la ecuación que describe nuestra distribución de luz tiene la forma de una función de Gauss en dos dimensiones:

$$f(x, y) = Ae^{-\frac{1}{2}\left(\frac{(x-x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{\sigma_y^2}\right)}. \quad (3.6)$$

que, como vemos, tiene cinco parámetros: A , x_0 , σ_x , y_0 y σ_y . Estos parámetros corresponden, respectivamente, a la amplitud de la gaussiana a la que ajustamos la distribución de luz, la coordenada x del centroide, la coordenada x de la anchura, la coordenada y del centroide y la coordenada y de la anchura de la función de Gauss. Usando la ecuación 3.6 es posible obtener tanto el centroide de la misma (x_0, y_0) y, por tanto, la posición de interacción del fotón en el plano de la cámara γ , como la anchura de la distribución de luz en dos dimensiones (σ_x, σ_y) .

Para cada evento, nuestro algoritmo hace un ajuste por mínimos cuadrados basado en la minimización *TMinuit* de la librería de ROOT [42], obteniendo cada uno de los parámetros junto con sus incertidumbres. Las incertidumbres se obtienen a partir de la matriz de covarianza, $\{c(a_i, a_j), i, j = 1, \dots, n\}$, donde a_i y a_j son, respectivamente, los parámetros de índices i y j y n el número total de parámetros. La matriz de covarianza contiene en su diagonal las varianzas de los parámetros x_0 y y_0 , en los elementos $i=j=1$ e $i=j=2$ respectivamente, y, por tanto, los valores que determinarán la precisión con la que podemos determinar la posición de interacción del rayo γ en el plano de detección de nuestra cámara. La incertidumbre correspondiente, junto con la incertidumbre en la posición de emisión de los dos fotones colineales en la fuente β^+ , determinarán la precisión del cálculo de la posición de interacción en el detector de germanio.

3.3. Caracterización de la cámara γ : resolución espacial

Ahora vamos a estudiar la anchura de la distribución de luz, dado que, su componente x e y son otros de los parámetros que conocemos al hacer el ajuste por mínimos cuadrados de la función gaussiana de la distribución de luz. Si la anchura de la distribución (σ_x, σ_y) se mantiene constante a lo largo del cristal podremos fijar estos valores en el ajuste. Esto hace posible el uso de la función de Gauss en el ajuste de eventos individuales, minimizando el número de grados de libertad y, por lo tanto, mejorando la estimación de los parámetros de posición en la cámara γ , que es, en último término, los que se pretende.

Para la caracterización de la cámara γ utilizamos la fuente de ^{22}Na . Ésta se sitúa frente al cristal LYSO en varios puntos distintos. La fuente se colima gracias a un

colimador de plomo cilíndrico de 50 mm de diámetro por 50 mm de alto atravesado longitudinalmente por un orificio de 1 mm de diámetro. Para cada posición del conjunto colimador+fente de ^{22}Na obtenemos un conjunto de datos que se corresponden con la distribución de luz obtenida en cada uno de los eventos registrados. De nuevo usamos un detector de NaI(Tl) midiendo en coincidencia con la cámara γ para reducir los eventos de fondo del LYSO y otros posibles eventos que enturbien nuestra caracterización. La distancia entre el orificio del colimador y el cristal LYSO es de 12 mm, de modo que tendremos que contar con una distribución de eventos dentro de un cono cuya base tiene un diámetro de 1.48 mm debido a la divergencia del haz de fotones. El patrón de posiciones colimadas se puede ver en la Figura 3.3. Los pixeles se identifican con índices en las columnas y en las filas, como se ve en la Figura. Cabe destacar que en esta etapa cada uno de los cuatro PSPMT acoplados a su cristal LYSO correspondiente se caracteriza de manera independiente. Nos referiremos a cada uno de ellos por su número de serie: ZK0021, ZK0084, ZK0065 and ZK0079.

	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8
R1	*	*	*	* *	*	*	*	*
R2	*	*	*	*	*	*	*	*
R3	*	*	*	*	*	*	*	*
R4	*	*	*	*	*	*	*	*
R5	* *	*	*	* * *	*	*	*	* *
R6	*	*	*	*	*	*	*	*
R7	*	*	*	*	*	*	*	*
R8	*	*	*	* *	*	*	*	* *

Figura 3.3: Patrón de posiciones de interacción para la caracterización de la distribución de luz en cada cristal LYSO.

Una vez que hemos obtenido aproximadamente 10^6 eventos por posición, la altura de las señales de cada uno de ellos se normaliza respecto a la del pixel de máxima amplitud y se guardan. Por cada uno de los pixeles existe una incertidumbre estadística, asociada al ruido en la colección de datos en el PSPMT y al ruido electrónico, que será tenida en cuenta a la hora de determinar la incertidumbre total en los parámetros de nuestra gaussiana.

La función de Gauss propuesta como modelo de la forma de la distribución de luz de cada evento y presentada en la ecuación 3.6 será la que tenga que verificar también la distribución de luz obtenida de la suma de todos los eventos normalizados para cada una de las posiciones elegidas. En la Figura 3.4, a modo de ejemplo, se muestra la distribución de luz promediada sobre todos los eventos correspondientes a una posición colimada en el centro del cristal junto al ajuste obtenido utilizando la ecuación 3.6.

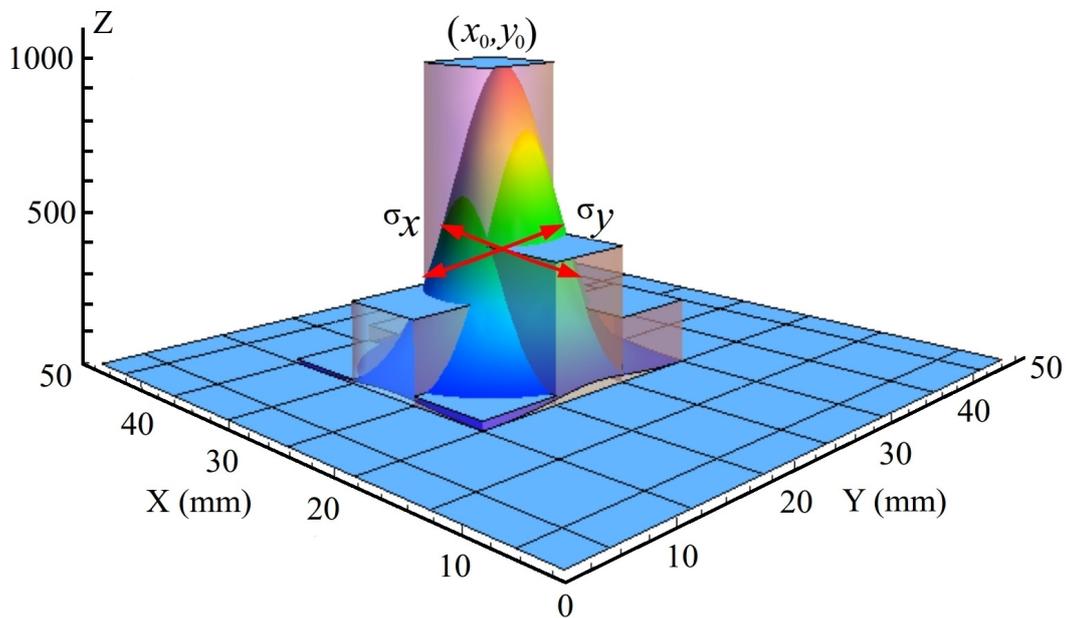


Figura 3.4: Distribución de luz obtenida en el centro del PSPMT ZK0021. La función Gaussiana que ajusta a estos datos se presenta en la curva superimpuesta.

Con los resultados obtenidos en todas las posiciones, podemos estudiar la variación de la anchura de la distribución de luz a lo largo de la superficie del cristal. En la Tabla 3.1 se presentan los valores de σ_x para posiciones con la misma coordenada X (ver Figura 3.3). En la Tabla 3.2 se presentan los valores de σ_y , que corresponde a píxeles con el mismo valor de la coordenada Y (ver Figura 3.3). Los valores presentados en ambas tablas no presentan diferencias significativas desde el punto de vista estadístico y, por lo tanto, podemos asumir que los valores de σ_x y σ_y se mantienen constantes a lo largo de la superficie del cristal.

Habiendo comprobado que la anchura de la distribución de luz, σ_x y σ_y , se mantiene constante en una amplia zona del cristal LYSO, es necesario calcular el valor más probable de σ_x y σ_y . Con este objetivo hemos calculado la distribución de probabilidad tanto para σ_x como para σ_y a partir de cada una de las posiciones

Tabla 3.1: Valores de σ_x para un valor fijo de X de (22.0 ± 0.1) mm

Pixel	Coordenada Y (mm)	σ_x (mm)
R8C4	4	3.71 ± 0.11
R7C4	10	3.62 ± 0.49
R6C4	16	3.25 ± 0.86
R5C4	20	3.35 ± 0.11
R4C4	28	3.55 ± 0.91
R3C4	34	3.23 ± 0.72
R2C4	40	3.85 ± 0.99
R1C4	46	3.27 ± 0.20
$\overline{\sigma_x}$		3.45 ± 0.73

Tabla 3.2: Valores de σ_y para un valor fijo de Y de 22.0 ± 0.1 mm

Pixel	Coordenada X (mm)	σ_y (mm)
R5C1	4	$3,69 \pm 0,10$
R5C2	10	$3,02 \pm 0,81$
R5C3	16	$3,64 \pm 0,13$
R5C4	20	$3,47 \pm 0,06$
R5C5	28	$3,11 \pm 0,76$
R5C6	34	$3,09 \pm 0,86$
R5C7	40	$3,44 \pm 0,71$
R5C8	46	$3,66 \pm 0,38$
$\overline{\sigma_y}$		3.38 ± 0.29

colimadas obtenidas en la caracterización. Los resultados se representan en la Figura 3.5 en histogramas con intervalos de σ_x y σ_y de 0.2 mm, junto con los ajustes de las funciones gaussianas. Hemos calculado el valor mas probable como el valor medio de la distribución a partir del ajuste gaussiano. El valor medio calculado para cada una de las distribuciones de σ_x y σ_y junto con la incertidumbre obtenida en el cálculo, se presenta en la Tabla 3.3. Estos valores serán los utilizados en el ajuste de la distribución de luz de un evento individual cuando SALSa trabaje en una situación real caracterizando un detector de Ge. Veremos en el siguiente apartado que el hecho de fijar la anchura de la distribución de luz nos ayuda a aumentar el campo visual de nuestra cámara γ . De esta forma reducimos las pérdidas en la unión de los cuatro cristales que forman la cámara γ .

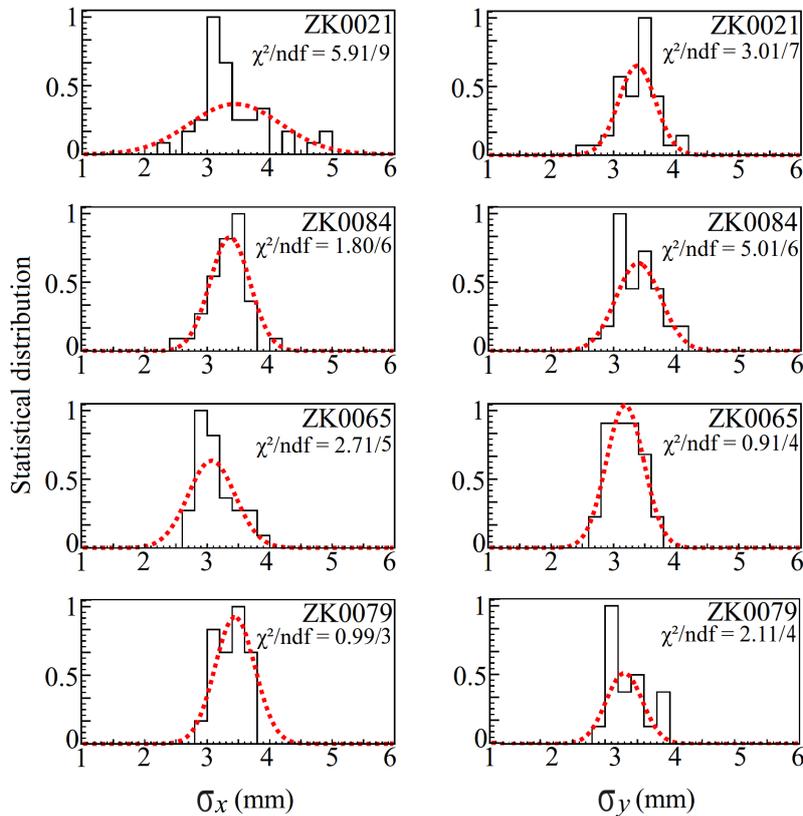


Figura 3.5: Diagramas de frecuencia correspondientes a la anchura de la distribución de luz en cada uno de los PSPMT (línea continua) junto con resultado del ajuste por mínimos cuadrados a una función gaussiana. Los histogramas de la columna izquierda corresponden a la componente σ_x y los de la derecha a la componente σ_y . En cada una de las figuras se presenta asimismo el valor de χ^2 y el de ndf , donde ndf representa los grados de libertad.

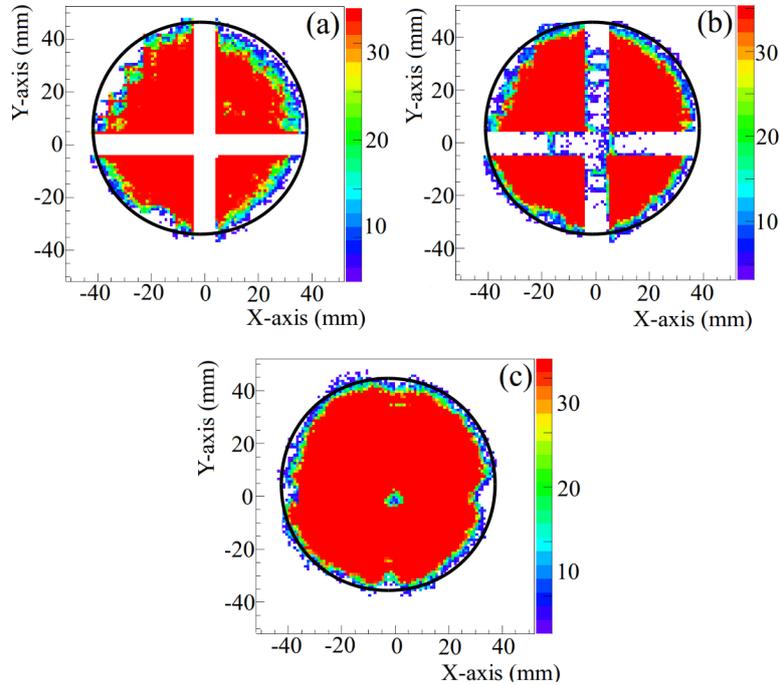


Figura 3.6: Imágenes de un detector de NaI obtenidas con nuestra cámara γ aplicando distintos algoritmos de reconstrucción de imagen. En (a) los eventos son tratados usando la lógica de Anger. En (b) aplicamos nuestro algoritmo de ajuste Gaussiano sin la anchura fijada. En (c) se puede ver como mejora cuando fijamos los valores de la anchura de la distribución de luz. En negro se aprecia el tamaño original del detector de NaI.

3.4. Resultados

La Figura 3.6 nos da una idea de cómo mejora la reconstrucción de un objeto (en este caso el detector de NaI(Tl) cuando se aplican distintos algoritmos de reconstrucción de la posición de interacción. Como se explica en el pie de la figura, la imagen corresponde a un detector de NaI(Tl) obtenida con la cámara γ cuando los cuatro fotomultiplicadores sensibles a la posición (PSPMT) trabajan en su configuración final, acoplados a los cristales LYSO. En la Figura 3.6 (a) los datos correspondientes a eventos individuales son tratados usando la lógica de Anger que se ha presentado con anterioridad. En (b) aplicamos el algoritmo de ajuste por mínimos cuadrados de una función de Gauss de la distribución de luz sin fijar los parámetros de anchura de la misma. Finalmente en (c) se puede observar una mejora sustancial cuando fijamos la anchura de la distribución de luz y aplicamos el algoritmo de ajuste. Con este

Tabla 3.3: Anchura de la distribución de luz para cada uno de los PSPMTs.

Referencia	σ_x (mm)	σ_y (mm)
ZK0021	3.45 ± 0.73	3.38 ± 0.29
ZK0084	3.36 ± 0.32	3.39 ± 0.36
ZK0065	3.07 ± 0.37	3.18 ± 0.30
ZK0079	3.44 ± 0.32	3.30 ± 0.28

Tabla 3.4: Valores medios de la incertidumbre en la determinación del centroide de la distribución Gaussiana en cada uno de los PSMP T.

PSPMT	eje-X		eje-Y	
	σ_{x_0} (mm)	σ_{y_0} (mm)	σ_{x_0} (mm)	σ_{y_0} (mm)
ZK0021	0.65	0.36	0.28	0.73
ZK0084	0.59	0.33	0.27	0.56
ZK0065	0.54	0.32	0.42	0.58
ZK0079	0.95	0.74	0.61	0.87

método se observa que desaparecen las zonas ciegas, que corresponden a la unión de los cuatro cristales y se maximiza el campo de visión de nuestra cámara γ .

Hemos calculado la resolución en posición tras caracterizar la cámara γ a partir del estudio de la incertidumbre del centroide calculado en el ajuste por mínimos cuadrados de la función gaussiana, σ_{x_0} y σ_{y_0} . Estos valores representan la resolución espacial de nuestra cámara γ dado que nos dan la incertidumbre en la determinación del centroide de la gaussiana y, por tanto, en la posición de interacción del fotón en el plano de detección de la cámara γ .

Como se aprecia en la Figura 3.7, se observa que la incertidumbre en la determinación de la componente X del centroide de la gaussiana, σ_{x_0} , empeora cuanto más nos acercamos al borde la cámara variando esta coordenada. Por el contrario la incertidumbre de σ_{y_0} se mantiene constante. Lo mismo sucede, invirtiendo las coordenadas, cuando nos acercamos al borde del cristal variando la coordenada Y. Este hecho se puede entender gráficamente en la Figura 3.8 (a) que muestra un evento en el que la distribución de luz está truncada en la coordenada X. La misma situación, para la coordenada Y, se presenta en la Figura 3.8 (b). Los valores medios calculados para la incertidumbre en la determinación del centroide de la gaussiana cuando se hace el ajuste de la distribución de luz evento a evento y, por tanto, la resolución obtenida con cada uno de los PSPMT se presenta en la Tabla 3.4.

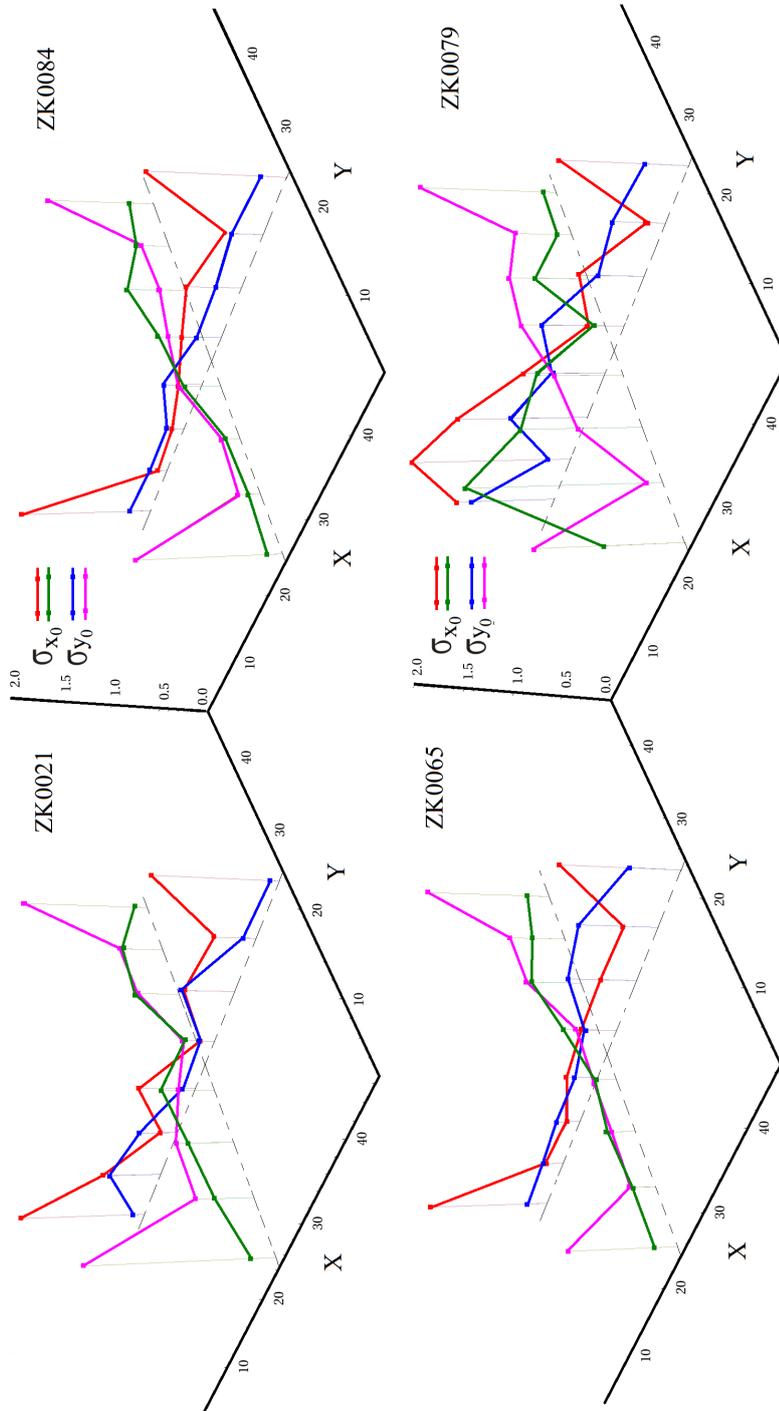


Figura 3.7: Valores obtenidos para la incertidumbre en la determinación del centroide de la Gaussiana. Se presentan cuatro situaciones: σ_{x_0} (morado) y σ_{y_0} (azul) para distintas posiciones colimadas cuando varía la coordenada X y se mantiene la coordenada Y constante. Lo mismo pero manteniendo la coordenada X constante se presentan para σ_{x_0} (verde) y para σ_{y_0} marrón.

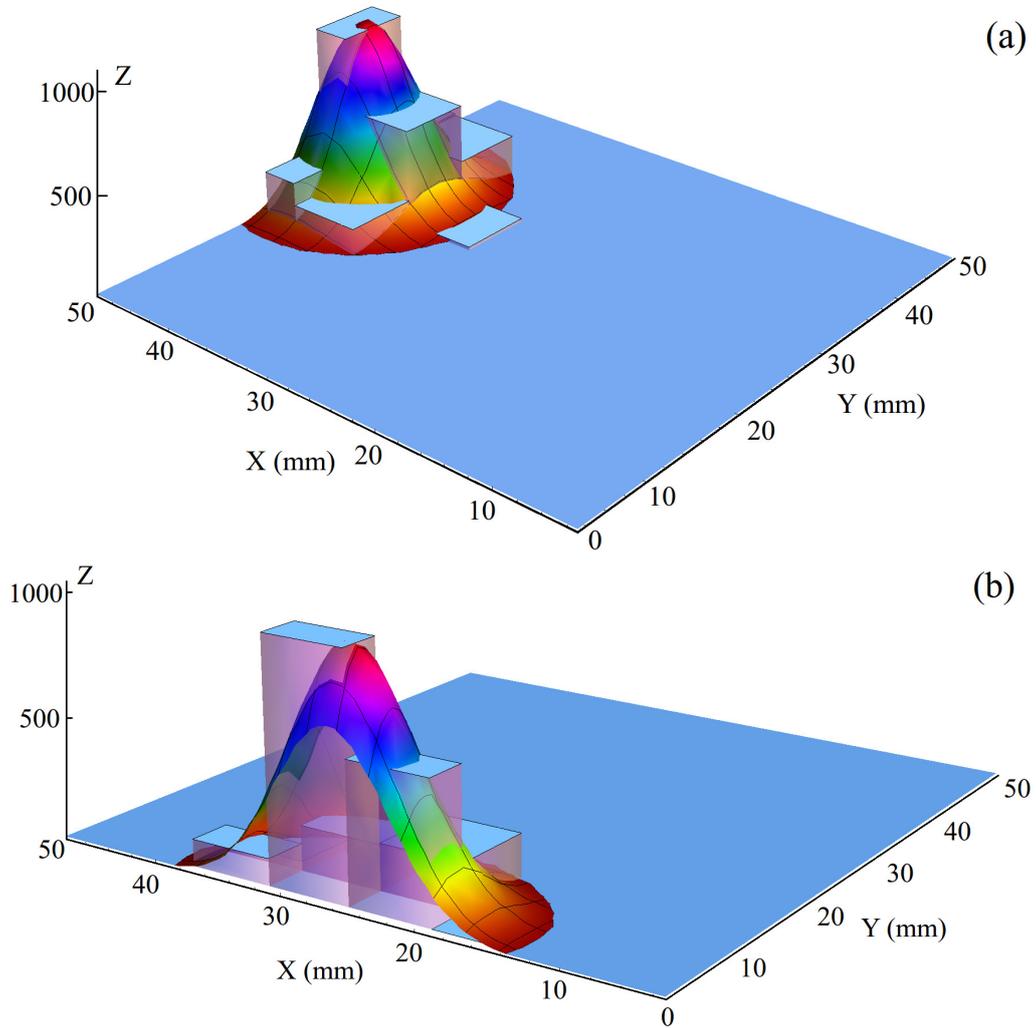


Figura 3.8: (a) Evento correspondiente a una colección de luz incompleta en la coordenada X y (b) evento en el que la colección de luz es incompleta en la dirección del eje Y.

Tabla 3.5: Valores promedio para σ_{x_0} y σ_{y_0} en la parte central y en los bordes de cada uno de los cuatro cristales que forman la cámara γ .

PSPMT	eje-X (Centro)		eje-X (Bordes)		eje-Y (Centro)		eje-Y (Bordes)	
	σ_{x_0} (mm)	σ_{y_0} (mm)						
ZK0021	0.43	0.42	1.32	0.19	0.33	0.44	0.11	1.61
ZK0084	0.31	0.36	1.40	0.22	0.28	0.31	0.25	1.31
ZK0065	0.30	0.34	1.25	0.24	0.43	0.37	0.37	1.22
ZK0079	0.71	0.66	1.18	0.48	0.58	0.67	0.69	1.49

En la Tabla 3.5 los valores promedio para σ_{x_0} y σ_{y_0} se presentan de manera separada para la región central y para los bordes de cada cristal. Como se puede observar los valores permanecen constantes a lo largo de toda la superficie excepto en las regiones periféricas, como ya podíamos ver en la Figura 3.7. De esta forma podemos asumir que para el cálculo estimativo de la incertidumbre total en SALSA que vamos a realizar en el siguiente capítulo, podremos tomar el valor promedio en la parte central de la cámara γ dado que la superficie representada por estos valores cubre el 77% de la superficie total de la cámara. Este valor es $\sigma_{x_0} = \sigma_{y_0} = 0.4$ mm.

Capítulo 4

Estudio de la precisión en la determinación de la posición con SALSA y validación

Una vez optimizada la determinación de la posición de interacción en la cámara γ , el objetivo siguiente es optimizar cada uno de los elementos que componen SALSA y que tienen influencia en la determinación de la posición de interacción del rayo γ en el interior del detector a caracterizar. Una vez optimizado cada elemento, se realiza la estimación de la incertidumbre asociada y su propagación al valor final de posición. De esta forma puede conocerse el impacto de cada uno de los elementos de SALSA que influyen en la determinación de la posición en el detector de germanio. Cuando se habla de incertidumbre de SALSA nos referimos a la incertidumbre a la hora de determinar la posición de interacción (X_D, Y_D, Z_D) del fotón en el cristal de Ge, tal y como explicamos en el capítulo 2. Respecto a la incertidumbre asociada a la determinación de este punto, en este trabajo no consideramos la contribución asociada a nuestro algoritmo de comparación de pulsos (PSAC), aunque podemos asumir que es despreciable frente a otras fuentes de incertidumbre como demostramos en este capítulo. De esta forma la incertidumbre en la determinación del punto (X_D, Y_D, Z_D) vendrá de la incertidumbre de los parámetros necesarios para su cálculo: la posición de interacción del fotón en la cámara γ y la determinación de la posición de aniquilación del positrón en la fuente de ^{22}Na , tanto en la posición S_1 como en la S_2 . Finalmente, habrá que considerar la contribución de la traslación de los sistemas de referencia propios de la cámara γ y de la fuente de ^{22}Na al sistema de referencia global de SALSA definido por su mecánica.

En la primera parte de este capítulo haremos un estudio pormenorizado de cada una de estas tres fuentes de incertidumbre para, finalmente, dar el valor de la incertidumbre total en SALSA a la hora de determinar el punto (X_D, Y_D, Z_D) para distintos tipos de cristales de HPGe.

Tabla 4.1: Incertidumbres medidas en SALSALSA en la determinación de los centros del sistema de referencia propio de la cámara γ (X_{C0}, Y_{C0}, Z_{C0}) y de la fuente de ^{22}Na (X_{S0}, Y_{S0}, Z_{S0}). El valor de Z dependerá del tamaño del cristal de HPGe.

Coordenada	Valor medio (mm)
X_{C0}	0.00 ± 0.32
Y_{C0}	237.90 ± 0.35
Z_{C0}	$Z \pm 0.7$
X_{S0}	0.00 ± 0.22
Y_{S0}	238.30 ± 0.27
Z_{S0}	$Z \pm 0.5$

4.1. Fuentes de incertidumbre en SALSALSA

4.1.1. Incertidumbre mecánica

Tanto la fuente de ^{22}Na como la cámara γ tienen su propio sistema de referencia definido, respectivamente, en el centro de su volumen activo, (X_{S0}, Y_{S0}, Z_{S0}), siendo (X''_S, Y''_S, Z''_S) cualquier punto referido a dicho sistema, para el caso de la fuente de ^{22}Na , y en el centro geométrico del plano de detección de la cámara γ , (X_{C0}, Y_{C0}, Z_{C0}), siendo (X''_L, Y''_L, Z''_L) cualquier punto referido a dicho sistema. La traslación de los sistemas de referencia propios de la cámara γ y de la fuente de ^{22}Na al sistema de referencia global de SALSALSA viene definida por la mecánica que liga todos los componentes, es decir, por cómo de preciso es el posicionamiento de dichos sistemas de referencia "locales" dentro del sistema de referencia global de SALSALSA. Esta incertidumbre vendrá no solo de la precisión de la mecánica, sino también de la precisión del aparato que usemos para medir dicha precisión mecánica. El detalle de los cálculos se puede encontrar en la Sección 4 del trabajo publicado en *Nuclear Instruments and Methods A* [43], artículo que forma parte de esta tesis. Por lo tanto, en este documento nos limitaremos a mostrar los resultados de las incertidumbres en la determinación de los centros del sistema de referencia propio de la cámara γ (X_{C0}, Y_{C0}, Z_{C0}) y de la fuente de ^{22}Na (X_{S0}, Y_{S0}, Z_{S0}). Los resultados que se presentan en la Tabla 4.1 se refieren a SALSALSA en configuración S_1 . Dado que la configuración S_2 supone una rotación de 90° respecto al eje vertical (eje Y), se cumple que $X_{C0} = Z'_{C0}$ y $X_{S0} = Z'_{S0}$ para la coordenada X y $Z_{C0} = -X'_{C0}$ y $Z_{S0} = -X'_{S0}$ para la coordenada Z. Por su parte la coordenada Y permanece invariante: $Y_{C0} = Y'_{C0}$ e $Y_{S0} = Y'_{S0}$.

Tabla 4.2: Desviación estándar o típica (σ) en los puntos de aniquilación del positrón en la fuente de ^{22}Na referidos al centro de su sistema de referencia (X''_S, Y''_S, Z''_S).

Coordenada	Valor sigma (mm)
X''_S	± 0.19
Y''_S	± 0.19
Z''_S	± 0.19

4.1.2. Incertidumbre en la fuente de ^{22}Na

La incertidumbre en la posición de aniquilación de los positrones en la fuente de ^{22}Na es una de las contribuciones más importantes a la incertidumbre total de SALSAS por lo que es necesario realizar su estimación simulando el comportamiento del conjunto de positrones generados en la fuente. Por ello, la fuente ha sido elegida de manera que el alcance de los positrones en el material que forma el encapsulado de la fuente sea mínimo. Con el objeto de evaluar los valores de incertidumbre en la posición de aniquilación (X''_S, Y''_S, Z''_S) y, por lo tanto, de generación de los dos fotones colineales, hemos realizado una simulación Monte Carlo de nuestra fuente con la herramienta Geant4 [25] en la que se ha incluido la parte activa de ^{22}Na que, como explicamos, se trata de una esfera de 0.125 mm de radio y el disco de fibra *epoxy* que la rodea. Mediante esta simulación hemos obtenido las curvas del recorrido libre medio de los positrones hasta generar los dos fotones. Los resultados se presentan en [43] y dan como resultado los valores presentados en la Tabla 4.2.

Al igual que en el caso anterior, los valores se han obtenido para la configuración S_1 . Los mismos resultados aplican para S_2 sin más que cambiar la coordenada X''_S por Z''_S , quedando sin variación la coordenada Y''_S .

4.1.3. Incertidumbre en la cámara γ

El punto de interacción de un rayo γ en nuestra cámara durante el proceso de caracterización vendrá expresado por (X''_L, Y''_L, Z''_L) en el sistema de referencia de la cámara γ . Respecto al sistema de referencia global de SALSAS el plano que corresponde al plano de detección de la cámara γ en la configuración S_1 es el plano XY mientras que en la posición S_2 es ZY. Las incertidumbres referidas al sistema de referencia propio de la cámara γ para este plano de detección fueron obtenidas en el trabajo publicado sobre la caracterización de la cámara γ [41] y resumido en el capítulo 3 de este documento. Por su parte la coordenada correspondiente al eje perpendicular al plano de detección, Z en la configuración S_1 y X en la posición S_2 se obtuvo mediante simulaciones Monte Carlo [43]. La razón de usar simulaciones

Tabla 4.3: Incertidumbres en la determinación de la posición de la cámara γ para puntos referidos al centro de su sistema de referencia (X_L'', Y_L'', Z_L'') .

Coordenada	Valor sigma (mm)
X_L''	± 0.40
Y_L''	± 0.40
Z_L''	± 1.43

Monte Carlo para obtener la información de esta coordenada viene del hecho de que el fino espesor del cristal LYSO usado en SALSALSA (5 mm) hace que sea muy complicado obtener información sobre esta coordenada de manera experimental. Los resultados se presentan en la Tabla 4.3 y, de la misma forma que en el resto de los casos, los valores de la Tabla 4.3 están dados para la configuración S_1 . Los mismos resultados aplican para S_2 sin más que cambiar la coordenada X_L'' por Z_L'' y dejar invariante la coordenada Y_L'' .

4.1.4. Incertidumbre total en SALSALSA

Una vez que todas las contribuciones a la incertidumbre en SALSALSA han sido calculadas, es decir, las incertidumbres de los parámetros necesarios para obtener la posición de interacción (X_D, Y_D, Z_D) de un rayo γ en el interior del cristal de HPGe dada por las ecuaciones 2.25, 2.26 y 2.27, podemos hacer un cálculo de propagación de incertidumbres en estas tres ecuaciones para obtener la incertidumbre total en la posición final calculada con nuestro sistema de caracterización. Este trabajo se ha realizado en detalle en [43] para tres casos reales que corresponden a los tres detectores de HPGe que SALSALSA caracterizará. Las distancias entre la fuente de ^{22}Na y el cristal de Ge, denotada en [43] como d y entre el cristal de Ge y la cámara γ , denotada como $(d+D)$, se ajustan dependiendo del tipo y tamaño del cristal a caracterizar, variando el valor de la incertidumbre en cada una de las coordenadas (X_D, Y_D, Z_D) . Los tres tipos de detectores a escanear poseen las siguientes características:

- BEGe Modelo 5030 de Canberra. Forma cilíndrica, con un radio de 40 mm y altura de 30 mm. Cristal continuo, sin segmentar con contacto cuasi-puntual.
- Configuración de los contactos plano-paralela. Con forma cuadrada. Con un lado de 90 mm y un espesor de 15 mm. Contactos segmentados en 12x12 segmentos.
- Configuración coaxial-AGATA. Tronco de cono con una altura de 90 mm, un diámetro de 80 mm en su parte posterior y un acabado hexagonal en su parte

Tabla 4.4: Valores de resolución espacial en SALSA para distintos cristales de HPGe.

Detector	σ_{X_D} (mm)	σ_{Z_D} (mm)	σ_{Y_D} (mm)
BEGe	± 1.08	± 1.08	± 0.98
PLANAR	± 0.92	± 0.92	± 0.94
AGATA	± 2.05	± 2.05	± 1.84

frontal. Cristal segmentado en 36 segmentos más dos señales de *core*.

El valor de la resolución espacial de SALSA para cada una de las coordenadas se presenta en la Tabla 4.4. Como cabría esperar, la incertidumbre total en SALSA está dominada por la incertidumbre en la coordenada Z (X en la configuración S_2). Si denominamos d a la distancia entre el centro de la fuente de ^{22}Na y el centro del detector de germanio, que define el origen del sistema de referencia global de SALSA, y D a la distancia entre el centro de la fuente y la superficie externa de la cámara γ , tendremos que, cuanto mayor sea la distancia D respecto a d , mayor será la resolución espacial alcanzada en SALSA. Esto se entiende visualmente con ayuda de la Figura 2.11. Cuanto más alejamos la cámara γ de la fuente de ^{22}Na , mayor será la capacidad de nuestra cámara γ de diferenciar entre trayectorias de fotones provenientes de la fuente y, por tanto, mayor la resolución total de nuestro sistema. De la misma forma, cuanto más acerquemos el detector a escanear a la fuente menor será el impacto de la incertidumbre en la determinación de la posición de interacción en la cámara. Estos son los motivos principales que nos llevaron a diseñar una cámara γ con un campo de visión muy amplio, ya que de esta manera podemos aumentar la distancia de la fuente de ^{22}Na a la cámara γ y reducir la distancia desde la fuente al cristal de HPGe, aumentando la resolución espacial de nuestro sistema de caracterización. Como observamos en la Tabla 4.4, los valores máximos obtenidos para un cristal de AGATA son de ± 2 mm.

4.2. Validación de SALSA

Una vez que hemos presentado nuestro sistema de caracterización, sus diferentes elementos y cómo se determina la posición de interacción de los fotones en el interior del cristal de HPGe, además de la incertidumbre en esta determinación, vamos a presentar los primeros resultados experimentales obtenidos con SALSA. La primera caracterización se ha llevado a cabo con un detector coaxial tipo BEGe (Broad Energy Germanium), modelo BE5030, fabricado por Canberra [45]. En este detector, el contacto puntual será el que caracterice la respuesta eléctrica. Los resultados obtenidos nos servirán como prueba de que la estimación de la posición de interacción

y de su incertidumbre utilizando SALSAS son correctas. Para ello hemos caracterizado el cristal BEGe con un método alternativo que nos ha servido para validar el método de caracterización utilizado por SALSAS.

El detector BEGe utilizado es un detector de semiconductor con una excelente resolución energética en el rango de 3 keV a 3 MeV. La configuración coaxial con contacto cuasi-puntual, como se observa en la Figura 4.1, tiene como objetivo optimizar la eficiencia en el rango energético anteriormente citado.

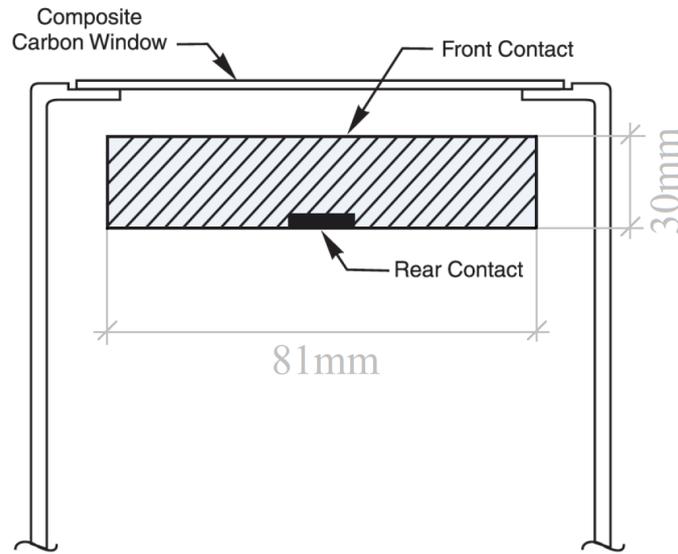


Figura 4.1: Diseño de un detector tipo BEGe. Se puede observar la posición de la ventana, los dos contactos encargados de recolectar la carga generada por la incidencia de radiación γ .

La ventana del detector está fabricada en fibra de carbono con una capa de Epoxy, siendo su espesor de 0.5 mm, lo que hace que la probabilidad de interacción γ sea casi nula en esta capa. Los dos contactos corresponden con un contacto tipo P+ y otro tipo N+, siendo, respectivamente, 0.5 mm y 0.3 mm el espesor de cada uno de ellos. El resto de características están resumidas en la Tabla 4.5.

El espectro energético del detector BEGe, obtenido durante la caracterización con SALSAS en coincidencia con la cámara γ cuenta con tres contribuciones principales: por un lado, los eventos correspondientes a dispersiones Compton individuales, por otro, aquellos compuestos por varias dispersiones Compton y, por último, los eventos totalmente absorbidos (pico de 511 keV).

En la Figura 4.2 se presenta la imagen obtenida por nuestra cámara γ del cristal BEGe en la configuración S_1 . Como cabría esperar, los pulsos con tiempos de subida, definidos como el tiempo que tarda la señal que el detector genera para cada evento

Tabla 4.5: Especificaciones para el detector BE5030 de Canberra.

Modelo de detector	BE5030
Modelo de criostato	7915-30-ULB
Preamplificador	2002CP
Diámetro	80 mm
Espesor	30 mm
Área	5000 mm ²
Distancia a la ventana	5 mm
Espesor de la ventana	0.5 mm
Material de la ventana	Carbon Epoxy
Voltaje funcional	+3000 V
Voltaje nominal	+3500 V
Resolución a 5.9 keV	0.50 keV
Resolución a 122 keV	0.75 keV
Resolución a 1332.5 keV	2.20 keV

en llegar desde el 10 % al 90 % de su altura total, más bajos son los más próximos al contacto colector del BEGe (parte inferior), los tiempos de subida van aumentando de manera simétrica en torno a este contacto.

En este punto cabe destacar que SALSA trabaja únicamente con eventos que hayan sufrido una sola interacción en el cristal de HPGe, para ello el algoritmo usado por SALSA [15] rechaza cualquier evento que haya sufrido más de una interacción. Cuando esto ocurre el pulso tiene una forma similar a la que se puede ver gráficamente en la Figura 4.3, donde se ejemplifica en azul un evento en el que el fotón ha sufrido una sola interacción (rojo) y un evento en el que el fotón ha sufrido una dispersión Compton para posteriormente ser absorbido en el cristal. Para distinguir cada una de las interacciones en la forma de pulso el algoritmo evalúa en cada punto la pendiente de la curva a través de la derivada, comprobando su uniformidad.

Por cada uno de los eventos en coincidencia se registra la forma del pulso generado en el detector de HPGe más la posición de interacción en la cámara γ , obtenida a partir de las señales integradas de cada uno de los píxeles. Dado que la frecuencia de muestreo del ADC es de 100 MHz y con el objetivo de aumentar esta resolución temporal, aplicamos una interpolación cúbica a cada uno de los pulsos [44]. En la Figura 4.4 se presenta un ejemplo de cómo funciona esta interpolación. Mediante este método conseguimos pasar de muestrear un punto cada 10 ns a tener uno cada 1 ns.

Con el objetivo de validar SALSA, hemos realizado una medida independiente. Además de la medida de caracterización siguiendo el esquema presentado en la

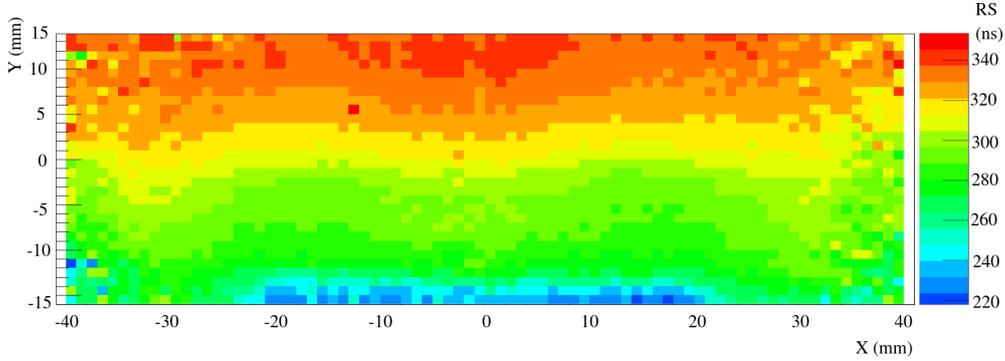


Figura 4.2: Tiempos de subida (RS) del cristal BEGe obtenidos en la cámara γ para la configuración S_1 (plano XY). El contacto colector está situado en la posición $X = 0$ mm, $Y = -15$ mm. El contacto frontal del BEGe está situado en la línea $Y = 15$ mm.

Figura 2.9 y cuya metodología y resultados han sido presentados a lo largo de este documento, hemos puesto a punto una configuración alternativa en la que la posición de interacción se obtiene a partir de la fuente colimada y una dispersión Compton a 90° en el cristal BEGe, tal y como explicaremos a continuación. Nos referiremos a la primera configuración de SALSAs como configuración-3D, mientras que a la configuración alternativa como configuración-Compton. La configuración-Compton se puede observar de manera esquemática en la Figura 4.5.

En esta configuración la fuente de ^{22}Na es colimada mediante un colimador cilíndrico de Pb de 50 mm de diámetro y 50 mm de altura en el que hemos practicado un orificio de 1 mm de diámetro a lo largo de su eje central. Este colimador se sitúa en la parte superior del BEGe, enfrente a su ventana tal y como se muestra en la Figura 4.6.

El colimador se puede desplazar a lo largo de la superficie del BEGe (plano XZ) gracias a un sistema de posicionamiento 2D con una precisión de 0.1 mm. Por su parte, la cámara γ se sitúa enfrente al lateral del cristal BEGe, en el plano YZ, tal y como se puede observar en la Figura 4.5. Como en la configuración-3D la electrónica de adquisición funciona en coincidencia entre la cámara γ y el detector BEGe para guardar únicamente aquellos eventos que han ocurrido en coincidencia temporal. En este caso, estos eventos corresponderán a aquellos fotones que han atravesado el colimador, sufrido un scattering Compton en el BEGe e impactado en la cámara γ . Como en otros casos, la electrónica de adquisición trabaja en coincidencia entre el detector de germanio y la cámara γ tal y como se describe en [41]. De esta manera los eventos registrados serán aquellos que hayan sufrido una dispersión Compton en el cristal de germanio para posteriormente interaccionar en el cámara. Las señales del detector de Ge se digitalizan con convertidores analógico-digital con 12 bits de

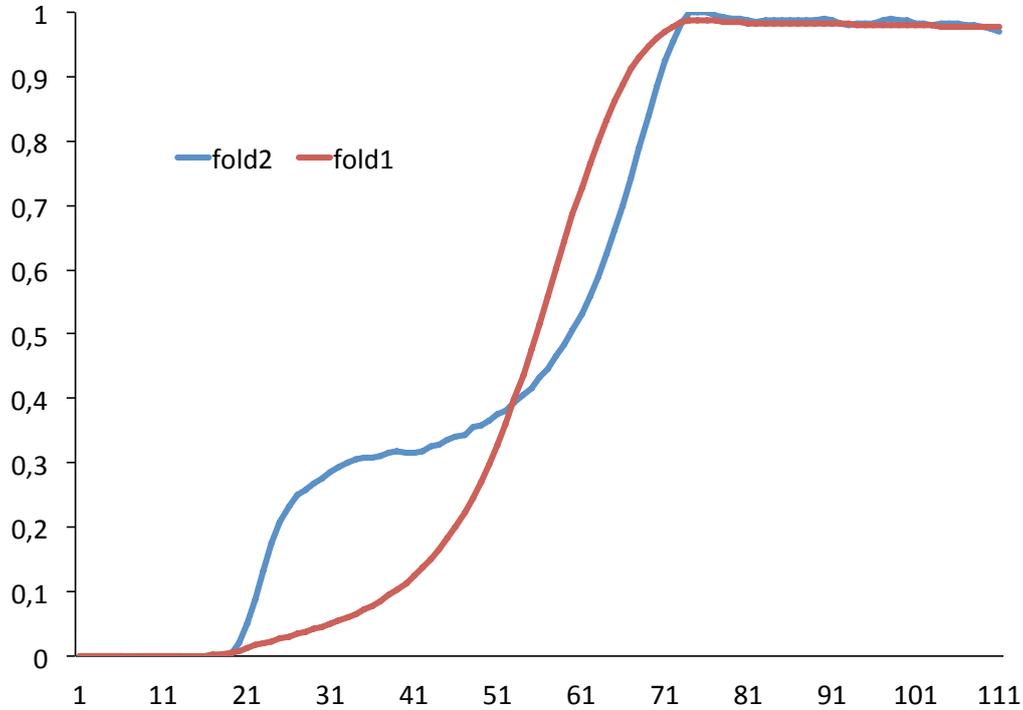


Figura 4.3: Pulsos procedentes del BEGe en los que el fotón ha sufrido una sola interacción (rojo) y dos interacciones (azul).

resolución y 100 MS/s de tasa de muestreo [46]. Al igual que en el caso anterior y con el objetivo de aumentar la resolución temporal de los pulsos digitales obtenidos para el cristal de Ge utilizamos una interpolación cúbica [44]. De esta forma aumentamos la tasa de muestreo efectiva de 100MS/s a 1GS/s, o lo que es lo mismo, tenemos una resolución de 1ns en nuestros pulsos.

De entre todos los eventos Compton registrados, únicamente utilizaremos aquellos que han sufrido un scattering de 90° . Esta selección se lleva a cabo fijando una ventana energética en el espectro del BEGe a una energía de 255.5 keV, que es la que corresponde con un scattering de 90° para fotones de 511 keV de energía. Las emisiones de 1274.54 keV provenientes de la fuente de ^{22}Na ya que hay más eventos capaces de atravesar nuestro colimador, hacer un scattering en el BEGe e incidir en nuestra cámara γ que eventos que sigan una secuencia válida, pasando por el orificio del colimador. El ratio entre los dos casos se obtuvo con una simulación Monte Carlo en la que reproducimos la configuración que se observa en la Figura 4.5, haciendo un seguimiento de los fotones. El resultado fue que el 59% de los eventos atraviesan el colimador, mientras que solo el 41% hacen una secuencia válida.

Para los eventos de interés, aquellos de 511 keV que sufren un scattering Com-

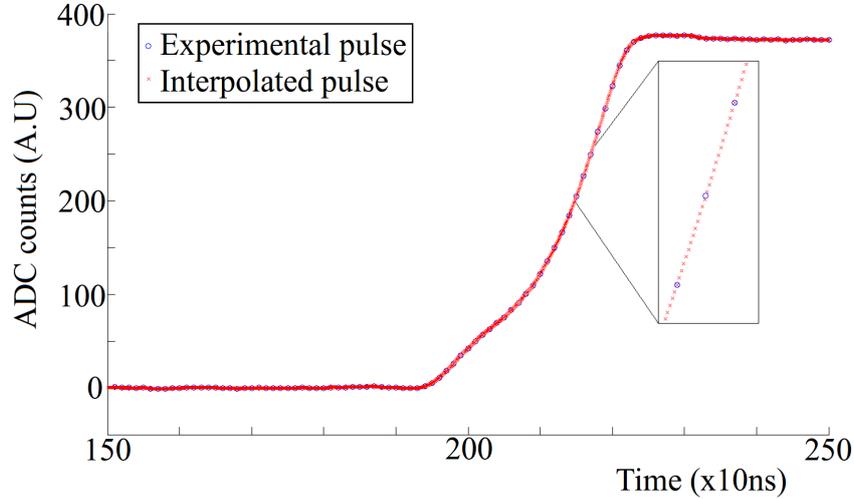


Figura 4.4: Pulso interpolado para mejorar la resolución temporal de la respuesta eléctrica del Ge, pasando de 10ns a 1 ns.

pton a 90° , la resolución de nuestro detector BEGe es de 0.81 keV. Sin embargo, con el objetivo de aumentar la estadística en nuestra validación, sin comprometer la calidad del análisis, hemos tomado una ventana en energía de $(90 \pm 1)^\circ$. Este intervalo cubre la resolución en energía del detector BEGe y la incertidumbre en la dirección del fotón incidente, que viene de la incertidumbre en la posición de emisión, la divergencia del haz debido al tamaño finito del orificio del colimador y la incertidumbre en la determinación del centro del detector BEGe, utilizado como origen del sistema de referencia usado para definir las posiciones de colimación. La energía que corresponde con esta apertura angular es $\Delta_{511} = 255,5_{-2,3}^{+2,2}$ keV. A la condición en energía hay que añadir que para nuestra comparación únicamente usamos eventos fold-1, es decir, aquellos en los que únicamente se ha producido una interacción en el cristal de Ge.

La posición de interacción en el cristal BEGe se obtiene en la validación Compton en dos partes: Por un lado la posición del colimador nos da la posición X,Z, referidas al sistema definido en la Figura 4.5. La componente vertical de la posición de interacción en la cámara γ nos define la posición de interacción en el BEGe, puesto que el evento detectado en la cámara proviene de un scattering de 90° en el BEGe. De esta forma estamos determinando la posición de interacción de los fotones en el interior del cristal BEGe de una manera alternativa a la utilizada por SALSAS que nos servirá para validar nuestro método.

De esta forma, la validación se ha realizado mediante la comparación de los resultados obtenidos para posiciones de interacción mediante los dos métodos. Dado que

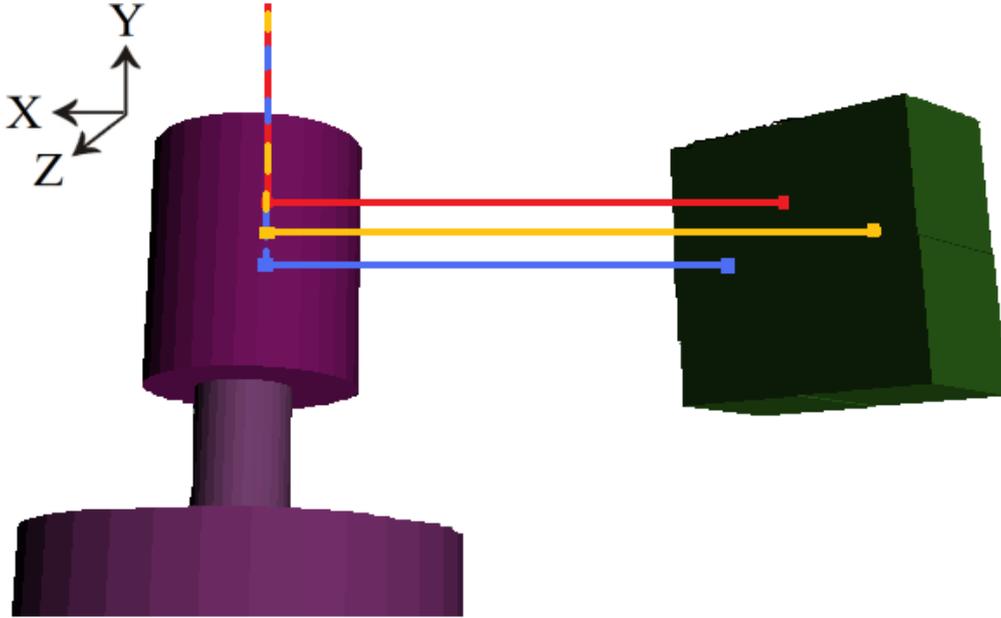


Figura 4.5: Esquema de SALSa en su configuración Compton. El colimador de 1 mm permite obtener un haz colimado que es detectado en primer lugar en el detector BEGe y, posteriormente, en la cámara γ después de un *scattering Compton* de 90° .

el método original de SALSa nos proporciona una caracterización de todo el cristal, hemos tomado la columna vertical de posiciones de interacción que corresponde con 2 mm de diámetro y 30 mm de altura, yendo desde la parte inferior hasta la superior del cristal. Experimentalmente se puede determinar que los datos obtenidos en el método Compton corresponden con un cono truncado de 1 mm de diámetro en la parte superior del cristal y de 2.2 mm en la parte inferior. De esta forma aseguramos que los datos de ambos métodos corresponden al mismo volumen en el cristal.

Con SALSa trabajando en su configuración normal, los tiempos de subida (*Rise Time*) obtenidos en la proyección del cristal BEGe en el plano XY en la configuración S_1 se presentan en la Figura 4.2. Como era de esperar, los tiempos de subida aumentan conforme nos alejamos del contacto inferior. De esta forma podemos asumir que la coordenada Y será un buen parámetro para comparar ambos métodos ya que, como se observa en la Figura 4.2, los tiempos de subida varían mucho en la parte central del cristal cuando nos desplazamos de abajo hacia arriba.

De entre todos los pulsos, tenemos noventa y cuatro pulsos de SALSa trabajando en modo original que usaremos en la comparación (Figura 4.7). Por su parte 13 pulsos de SALSa funcionando en modo Compton se utilizarán para este estudio. Estos dos conjuntos son comparados mediante un test de χ^2 [42], no sin antes alinearlos al 10 % de su máxima amplitud (t_{10}). La comparación estadística se realiza en la región del

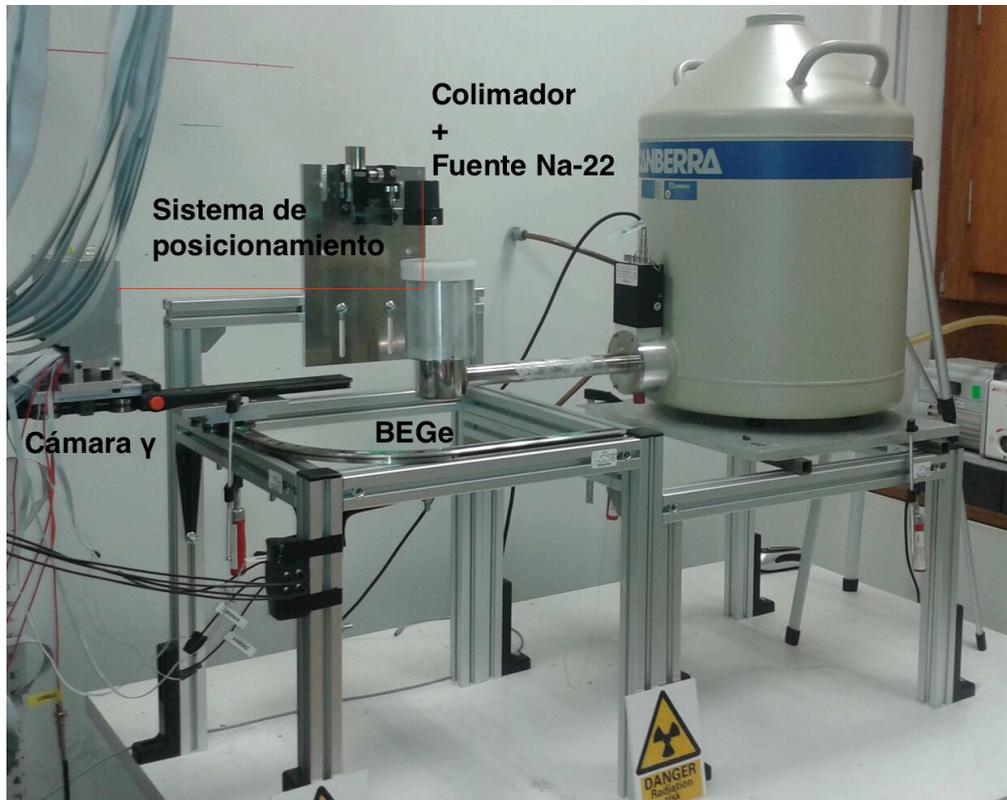


Figura 4.6: Configuración de SALSА trabajando en modo Compton. Los diferentes elementos se señalan en la fotografía. A modo orientativo se muestra superimpuesto en rojo un evento que, tras sufrir un *scattering Compton* en el detector BEGe, es detectado por la cámara γ .

pulso mas característica, es decir, aquella que va desde t_{10} a t_{90} .

Las comparación de la componente vertical Y para pulsos compatibles bajo el test de χ^2 entre los dos conjuntos de datos se presenta en la Figura 4.8, donde la posición Y obtenida en el método original de SALSА se representa frente a su equivalente en el modo Compton, ambas junto a su incertidumbre. La línea roja representada corresponde a una situación ideal, donde pulsos equivalentes bajo la comparación estadística tiene la misma componente Y en los dos métodos. La desviación media entre la situación ideal en la Figura 4.8 y la obtenida en esta comparación es de 0.41 mm, mientras que la máxima desviación es de 0.98 mm. Es de destacar que esta desviación máxima es menor que la incertidumbre calculada para esta coordenada en SALSА, lo que significa que podemos asumir que la diferencia entre los resultados obtenidos con los dos métodos alternativos son compatibles si tenemos en cuenta la incertidumbre intrínseca a la hora de determinar la posición Y en nuestro sistema.

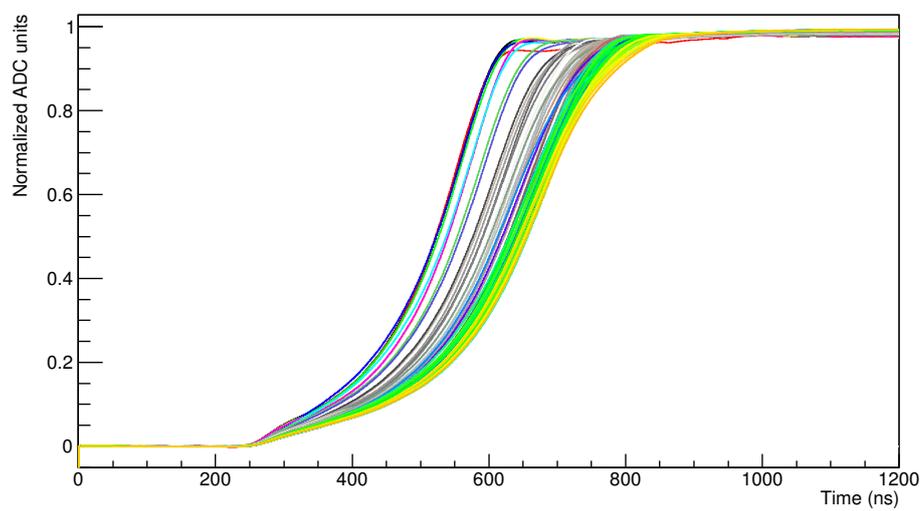


Figura 4.7: Respuesta eléctrica del BEGe en la región central cuando SALSA trabaja en su configuración original.

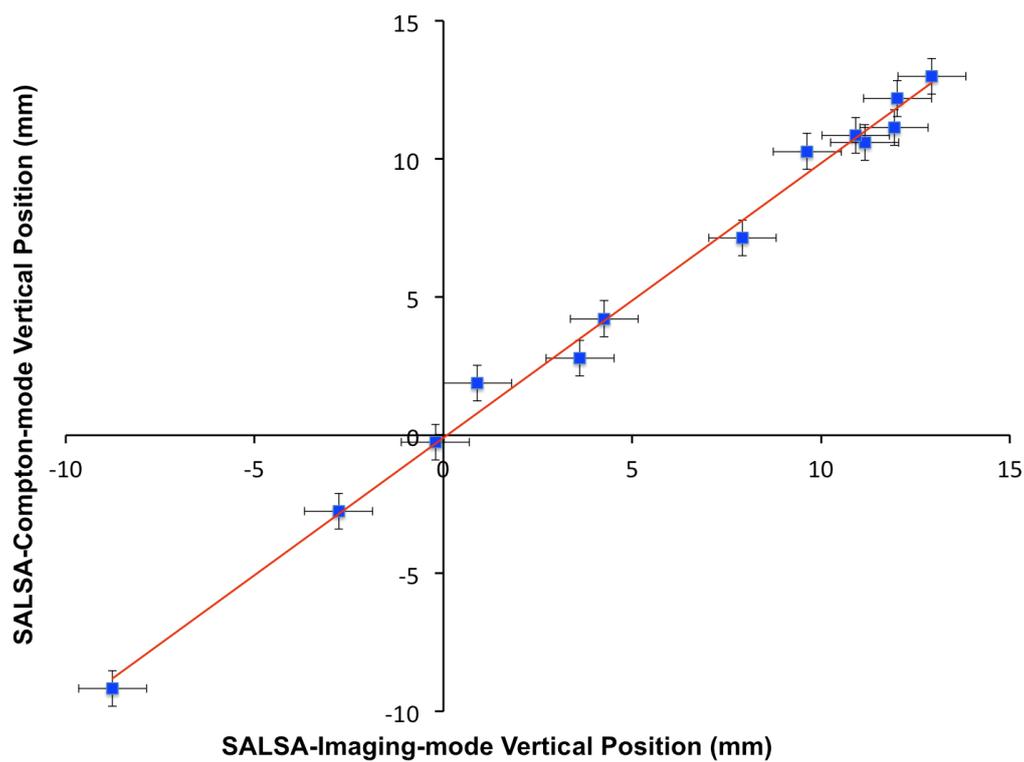


Figura 4.8: Comparación entre posiciones verticales cuando SALSAS trabaja en su configuración original y en su configuración Compton. La coordenada Y obtenida con SALSAS en modo original se representa en el eje X, mientras que la coordenada Y obtenida con SALSAS trabajando en configuración Compton se presenta en el eje Y.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo de tesis hemos ideado, diseñado, desarrollado y probado un nuevo sistema de caracterización de la respuesta eléctrica para detectores de germanio. Es estudio riguroso de todas las fuentes de incertidumbre en nuestro sistema, la optimización de todos los componentes y la caracterización y optimización de la cámara γ en nuestro sistema nos han permitido desarrollar un sistema que es capaz de caracterizar detectores con una incertidumbre próxima a 1 mm para detectores con los contactos plano-paralelos y de aproximadamente 2 mm para detectores coaxiales tipo AGATA. Esto supone una mejora en un factor 2 respecto a los sistema actuales y demuestra la viabilidad de este tipo de sistemas dado el estudio riguroso presentado en este trabajo. Finalmente hemos validado nuestro método de determinación de la posición de interacción en el cristal de germanio mediante la caracterización de un detector tipo BEGe por dos métodos alternativos.

El potencial mostrado por SALSA hace que podamos imaginar resultados novedosos cuando sea utilizado para caracterizar detectores altamente segmentados tipo AGATA. Por otro lado, el tiempo reducido que es necesario para caracterizar un detector completo, aproximadamente 2 días para el detector tipo BEGe cuyos resultados se presentan en esta tesis, nos permite afirmar que, con sistemas como SALSA, se pueden caracterizar experimentalmente en un tiempo razonable un alto número de detectores, permitiendo de esta forma contar con bases de datos realistas que pueden ser aplicados a medidas reales en detectores como AGATA.

Bibliografía

- [1] Official FAIR homepage: <http://www.gsi.de/portrait/fair.html>
- [2] Official HIE-ISOLDE homepage: isolde.web.cern.ch/
- [3] Official SPIRAL2 homepage: <http://www.ganil-spiral2.eu/spiral2>
- [4] Official SPES homepage: <http://www.lnl.infn.it/spes/>
- [5] ORTEC. High-Purity Germanium (HPGe) Detector Manufacturing.
- [6] J. van der Marel, B. Cederwall, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 437 (1999) 538.
- [7] G.J. Schmid, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 430 (1999) 69.
- [8] H. Spieler. Semiconductor Detector Systems. Oxford Science Publications
- [9] Radioisotopes and Radiation Methodology. Med Phys 4R06/6R03
- [10] R.Venturelli,D.Bazzacco, LNL Annual Report 2004, INFN-LNL, Legnaro, Italy, 2005,p.220
- [11] M.Schlarb,Simulation and Real-Time Analysis of Pulse Shapes from Highly Segmented Germanium Detectors,Ph.D.thesis,Technical University Munich,2008
- [12] T.Kröll, D.Bazzacco, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A565 (2006) 691
- [13] A.Olariu, Pulse Shape Analysis for the Gamma-ray Tracking Detector AGATA, Ph.D.thesis,Université Paris-Sud 11,Orsay France, 2007
- [14] A.Olariu, et al., IEEE Transactions on Nuclear Science NS-53 (2006) 1028
- [15] S. Martin et al. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 32-40 (2016) 823
- [16] A simple method for the characterisation of HPGe detectors, P. Medina, C. Santos, Di Villaume, Istr. Meas. Tech. Conf (2004).

-
- [17] Glenn F. Knoll. Radiation Detection and Measurement. JW Editions
- [18] M.Descovich, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 553 (2005) 535
- [19] Matthew R. Dimmock, et al., IEEE Transactions on Nuclear Science, VOL. 56, NO. 4, AUGUST 2009
- [20] F.C.L. Crespi, F. Camera, Nucl. Inst. and Meth. A 593 (2008) 440-447
- [21] M. Ginz et al., IPHC scanning table status. Ganil Internal report 18-10-14.
- [22] César Domingo-Pardo, Namita Goel., IEEE Trans. on Med. Imaging, 28, 12 (2009) 2007-2014
- [23] M. Gimenez, J.M. Benlloch, Nucl. Inst. and Meth. A 525 (2004) 298-302.
- [24] PreludeTM 420 Scintillation material features by Saint-Gobain.
- [25] [Online]. Available: <http://geant4.cern.ch/>
- [26] Hamamatsu Photonics K.K. [Online]. Available: http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_H/H10966_TPMH1319E01.pdf
- [27] CAEN S.p.A. [Online]. Available: <http://www.caen.it/>
- [28] R. Barth, Y. Du, H. Essel, R. Fitzsche, H. Göringer, J. Hoffmann, F. Humbert, N. Kurz, R. Mayer, W. Ott, and D. Schall, GSI Multi- Branch System User Manual, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH Jan. 2000 [Online]. Available: <http://www.win.gsi.de/daq/>
- [29] Creative Electronic Systems-CES. [Online]. Available: <http://www.ces.ch/>
- [30] J. Adamczewski, M. Al-Turany, D. Bertini, H. Essel, and S. Linev, The Go4 Analysis Framework Reference Manual v4.0 GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Feb. 2008 [Online]. Available: <http://www-linux.gsi.de/go4>
- [31] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT—An object oriented data analysis framework,” Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, vol. 389, pp. 81–86, Feb. 1997.
- [32] Eckert and Ziegler Co. Sources for Medical Imaging [Online]. Available: http://www.ezag.de/zentralkatalog/3_sources_medical_imaging_equipment.pdf
- [33] [Online]. Available: <http://www.hepcomotion.com>

-
- [34] DeBenedetti S, Cowan C E, Konneker W R and Primakoff H 1950 On the angular distribution of two-photon annihilation radiation *Physical Review* 77 205-12
- [35] Erdman K L 1955 The Angular Correlation of Annihilation Radiation. In: *Physical Society*, pp 304-11
- [36] LNE-LNHB/CEA. Table de Radionucléides: $^{22}_{11}\text{Na}_{11}$
- [37] H. O. Anger, *Rev. Sci. Instrum.* 29, 27-33, 1958
- [38] R. Pani et al. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 197 (2009) 383-386
- [39] A. Hernandez-Prieto, B. Quintana. ANNIMA 2nd Conference, 2011. DOI: 10.1109/ANIMMA.2011.6172848
- [40] A. Hernandez-Prieto, et al., NSS/MIC Conference, 2011. DOI: 10.1109/NSS-MIC.2011.6154357
- [41] A. Hernandez-Prieto, B. Quintana, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-60 (2013) 4719.
- [42] [Online]. Available: <http://root.cern.ch/root/html/TMinuit.html>
- [43] A. Hernandez-Prieto et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 823 (2016) 98–106
- [44] W.H.Press, S.A. Teukolsky, W.T.Vetterling, B.P.Flannery, *Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing*, second ed., Cambridge University Press, 1992.
- [45] Canberra Broad Energy Germanium Detector (BEGe). [Online]. Available: <http://www.canberra.com/products/485.asp>
- [46] SIS webpage. Struck. [Online]. Available: www.struck.de/sis3300.htm