

Optimización de la medida de contaminación radioactiva contenida en la sal de Gadolinio utilizada en el experimento Super-KGd.

Trabajo de Fin de Grado en Física

25 de Junio de 2021

Diego de Hoz Le Gléau

Universidad Autónoma de Madrid

Tutor: Luis A. Labarga Echeverría

Resumen

Super-Kamiokande es una de las infraestructuras más importantes en el área de la detección de neutrinos. Uno de los avances que se está realizando hoy día es la introducción de sal de Gadolinio (sulfato de Gadolinio: $Gd_2(SO_4)_3$) en el tanque del detector para mejorar su sensibilidad hacia los estados finales que se busca medir. Sin embargo, este proceso tiene sus inconvenientes puesto que al introducir esta sal también se están introduciendo las impurezas que traiga de fábrica. Estas impurezas pueden presentar una contaminación radioactiva que afecta a los procesos de medida y que tiene que ser cuantificada con el fin de “limpiar” los resultados experimentales. Para eso se mide previamente la contaminación radioactiva de una muestra cada lote de producción de sal, haciendo uso de detectores de germanio de alta pureza. Esto es un proceso que dura de 3 a 4 semanas por muestra. Por tanto, teniendo en cuenta que en la nueva carga en 2022 se desean introducir 20 toneladas de sal y que cada lote consta de 500kg, la medida de las correspondientes 40 muestras es un periodo muy largo.

En este trabajo se ha hecho uso de la herramienta computacional Geant4 para la simulación del paso de radiación a través de materia. Se ha conseguido simular de manera satisfactoria la física del problema, es decir, generar fotones de manera homogénea y detectarlos en un detector de germanio. A continuación, se ha procedido a modificar la geometría del recipiente contenedor de la sal a medir (vaso marinelli) de tres maneras diferentes. Cambiando el radio y cambiando la altura por encima y por debajo del nivel del detector de germanio. Combinando los resultados de las medidas de la eficiencia, barriendo en energías de 0.1 a 3 MeV, con resultados a una energía dada, a 600keV y a 2.6MeV, se observa que el aumento cuadrático (radialmente) del volumen de sal es el más eficiente. Debido a la forma del detector y habiendo observado que el aumento de la masa de sal que se mide es favorable, se decide probar una nueva geometría: marinelli con superficie exterior cúbica. Se observa que efectivamente para

las mismas dimensiones el marinelli cúbico resulta ser más eficiente. Por tanto, se concluye que la geometría optima es aquella que se amolda al volumen interior disponible en el sistema experimental rodeando al detector de germanio.

1. Introducción

La física de partículas tiene hoy día dos grandes facetas, la teórica y la experimental. Estas muy a menudo van de la mano, es decir, muchos experimentos requieren un gran conocimiento de la teoría y muchas teorías requieren experimentos que las respalden. Este trabajo está enfocado al ámbito experimental de la física de partículas no obstante requiere un conocimiento adecuado de la teoría de ciertas otras áreas de la física como por ejemplo la radioactividad.

El problema que trata este trabajo es el de optimizar el proceso de medida de la contaminación radioactiva que presenta la sal de Gadolinio que se está introduciendo en el experimento Super-KGd (de Super-Kamiokande Gd). Situado a 1000m bajo tierra en la mina de Kamioka en la ciudad de Hida, prefectura de Gifu, Japon, Super-Kamiokande es un detector Cherenkov que consta de un tanque cilíndrico de 39.9m de diámetro y 41.4m de altura, lleno de 50000 metros cúbicos de agua pura y equipado de unos 13000 detectores ópticos. Este detector fue diseñado para la observación de neutrinos y de sus propiedades y, a demás, para la posible observación de la desintegración del protón. Esta desintegración podría dar lugar a nueva física corroborando experimentalmente la validez de una nueva teoría llamada teoría GUT, del inglés Grand Unified Theory.

Los neutrinos que es capaz de observar SK tienen fuentes diversas. Pueden ser de producción humana, procedentes de aceleradores y reactores. O pueden no serlo y tener orígenes extraterrestres como supernovas y el sol, o proceder de nuestra propia atmósfera. Gracias a la detección de estos neutrinos, SK ha sido capaz de observar las llamadas oscilaciones de neutrinos. Estas oscilaciones implican que los neutrinos tienen que tener masa, lo cual va en contra de lo que predice el modelo estándar. Estas oscilaciones también permiten explorar la idea de una violación de la paridad CP (Charge Parity). Estos neutrinos son a su vez una fuente indirecta para el estudio de materia oscura a través de WIMPS (Weakly Interacting Massive Particles).

La radiación Cherenkov es producida por partículas cargadas que viajan en un medio material, a velocidades mayores que la de la luz en ese medio, y se detecta gracias a los fotomultiplicadores. Un problema es que no es posible distinguir entre neutrinos y antineutrinos en la configuración de Super-Kamiokande. Para esto, se idea el experimento SuperK-Gd en el cual se introduce una sal de Gadolinio ($Gd_2(SO_4)_3$) en el tanque de agua diluida a muy baja concentración. El Gadolinio es de los elementos naturales con mayor sección eficaz de captura de neutrones y se introduce en el tanque en forma de sal ya que es más fácil diluirlo en agua de esta manera. La identificación de los neutrones producidos en SK da información clave para la distinción entre neutrinos y antineutrinos. Sin embargo, esta disolución presenta un problema: la sal contiene contaminaciones radioactivas. Estas pueden interferir a la hora de analizar las señales ya que pueden presentar desintegraciones que se comporten de la misma manera que la captura de neutrones u otros procesos físicos de interés. Por esta razón, se tiene que poder cuantificar con precisión esta presencia de isótopos radioactivos para poder eliminar dichas señales de la señal experimental.

Esto se hace previamente en un laboratorio, se mide la contaminación de una muestra de cada lote de producción los cuales equivalen a unos 500kg de sal de Gadolinio. Este proceso de medida es extremadamente lento, de 3 a 4 semanas por muestra. Actualmente SKGd está trabajando con 14 toneladas disueltas. El objetivo a corto plazo del experimento SKGd es introducir 20 toneladas de sal de Gadolinio, lo cual implica medir y controlar 40 nuevos lotes de producción.

El objetivo de este trabajo es optimizar el proceso de medida de la contaminación radioactiva presente en la sal de Gadolinio, para ello se hace uso de una herramienta computacional: Geant4, un programa permite simular el paso de radiación a través de materia.

2. Contaminación radioactiva

En la física de neutrinos, uno no se puede permitir suponer que los materiales usados son puros ya que el número de eventos que producen los neutrinos es muy pequeño. Esto implica que cualquier tipo de señal externa puede tener un impacto negativo a la hora de analizar las medidas experimentales.

En los materiales, en general, la contaminación radioactiva es causada por la presencia de los isótopos con vida media muy grande presentes en la corteza terrestre. Los más abundantes son el ^{238}U , el ^{232}Th y el ^{40}K . Los dos primeros dan lugar a cadenas radioactivas. Uno de los elementos presentes en estas cadenas radioactivas es el Radon: un gas que se puede meter o mover dentro del detector con mucha facilidad. Esto causa problemas porque, al ser un elemento gaseoso puede proceder de materiales externos a la sal. El propio aire del laboratorio contiene Radon, por lo tanto, es conveniente tener un control sobre el aire dentro del cual se encuentra el detector para reducir la posible contaminación y evitar la toma de datos erróneos.

2.1. Radioactividad

El núcleo atómico es la región del espacio en la cual se encuentra la mayor parte de la masa del átomo, es una región típicamente de unos pocos femtómetros ($\sim 10^{-15}m$). En el núcleo es donde se encuentran los llamados nucleones, el neutrón y el protón, los cuales se encuentran sometidos a la interacción nuclear fuerte que los mantiene unidos formando el núcleo.

En su mayoría, los elementos de la tabla periódica son estables. Es decir, no sufren cambios en su estado físico a largo o corto plazo. Sin embargo, existen algunos que sí, como pueden ser el Polonio, el Radón, etc. Y por supuesto muchos isótopos de elementos no radioactivos también lo son.

Una desintegración radioactiva implica un cambio en el estado físico de del núcleo involucrado, al cual se hace referencia como inestable. Este cambio puede ser por culpa de una emisión de materia o por culpa de una emisión de energía mediante un fotón. En ambos casos se dice que el núcleo radia una partícula, siendo el objetivo de este fenómeno alcanzar el estado de menor energía posible, véase el estado estable. También puede ocurrir que, si el núcleo es lo suficientemente masivo, este se rompa mediante fisión espontánea.

Es pertinente mencionar que existen más tipos de desintegraciones, las inducidas, como por ejemplo la fisión nuclear que se usa en las centrales nucleares para producir electricidad. Pero, dado que el objetivo de este estudio es optimizar una medida en la que no aparecen este tipo de desintegraciones no se van a tener en cuenta.

Históricamente, la radioactividad fue descubierta por Henri Becquerel en 1896 gracias a su trabajo con materiales fosforescentes. Este consistía en poner un papel negro alrededor de una placa fotográfica y exponerlo a diversas sales fosforescentes. No obtuvo resultados hasta que utilizó sal de Uranio, la cual, hizo que la placa fotográfica se ennegreciera a pesar de estar envuelta por papel negro. De este modo dedujo que el Uranio emitía rayos por si solo.

Conceptos básicos

Para empezar, hace falta entender la nomenclatura y los parámetros usados en esta área de la física.

En una reacción nuclear se distingue entre el núcleo padre y el núcleo hijo. El núcleo inicial se denomina padre y al producto de la desintegración, al remanente, se le denomina hijo. En inglés se usa el femenino, mother para el núcleo inicial y daughter para el núcleo remanente.

Consideremos primero que solo tenemos un tipo de material radioactivo en la muestra y que este presenta un único canal de desintegración, es decir, el núcleo padre sólo se desintegra en un núcleo hijo. Cada núcleo tiene una probabilidad intrínseca de desintegrarse y, por tanto, se deduce que el número de desintegraciones tendrá que ser proporcional al número de átomos en la muestra. Definimos $N(t)$ como el número de núcleos que tras un tiempo t no se han desintegrado, es decir, $N(t)$ nos da la evolución temporal de la muestra, la cual sigue la siguiente ecuación:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t) \quad (2.1)$$

λ se denomina constante de desintegración. Nos da la probabilidad de desintegración por unidad de tiempo. Si resolvemos esta ecuación obtenemos una expresión para $N(t)$ tal que:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

Donde N_0 representa la cantidad inicial de núcleos presentes en la muestra.

Gracias a la ecuación 2.2 podemos definir dos cantidades interesantes de cara al estudio de la radiación de una muestra. La vida media (half-life en inglés) que se denota con $t_{\frac{1}{2}}$ y la vida promedio (mean-lifetime en inglés) que se denota con τ . La primera se define como el tiempo que tarda el número de núcleos iniciales de la muestra en reducirse a la mitad y la segunda se define como el tiempo que tarda la muestra en tener $\frac{N_0}{e}$ núcleos. Estas cantidades se pueden relacionar entre si de la siguiente manera:

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)}{\lambda} = \ln(2) \cdot \tau \quad (2.3)$$

También se puede definir una nueva cantidad, llamada Actividad, que nos da información sobre la velocidad de la desintegración. Es más útil que $N(t)$ puesto que es más sencillo medir el nú-

mero de núcleos que se desintegran en un intervalo de tiempo que medir el número de núcleos que quedan en la muestra tras ese mismo intervalo. La actividad se mide en Bequerel, en honor a Henri Bequerel. $1Bq = 1desintegración/s$

Por último, otro parámetro importante en una desintegración es el llamado factor Q, el cual, se puede interpretar como la energía liberada en una desintegración y se define como:

$$Q = (m_{inicial} - m_{final})c^2 = T_{final} - T_{inicial} \quad (2.4)$$

Donde T es energía cinética.

A continuación se explican brevemente los conceptos básicos de los tres tipos de desintegraciones predominantes.

Desintegración Beta

La desintegración beta viene mediada por la interacción débil que hace que un neutrón se pueda transformar en un protón, emitiendo una pareja leptón-antineutrino leptónico, o vice versa.



A nivel atómico, existen tres procesos en los cuales está involucrada esta desintegración beta. Son los siguientes:

Desintegración beta menos (β^-)



Desintegración beta más (β^+)



Captura electrónica (EC)



El más común de estos tres procesos, en estudios como el que se busca optimizar, es la desintegración beta menos que se da en átomos pesados donde el número de protones y neutrones difiere considerablemente. En general, tras una desintegración beta menos, el núcleo permanece excitado y se desexcita mediante la emisión de un fotón. La energía producida en la desintegración beta menos viene dada por:

$$Q_{\beta^-} = (m_X - m_Y)c^2 \quad (2.9)$$

Desintegración Alfa

La desintegración alfa es un proceso que se observa en átomos con número atómico $A \gtrsim 150$. Durante este proceso el núcleo emite una partícula alfa debido a la repulsión coulombiana. Esta

partícula alfa no es más que un núcleo de Helio, esto fue descubierto por Rutherford y sus colaboradores. Por tanto el proceso básico de esta desintegración se puede describir de la siguiente manera:



$$Q_\alpha = (m_X - m_Y - m_\alpha) c^2 \quad (2.11)$$

La desintegración ocurre de manera espontánea cuando $Q > 0$. Aplicando la conservación del momento lineal y la de la energía y, a su vez, suponiendo que el núcleo padre parte del reposo (siempre nos podemos situar en su sistema de referencia) se obtiene la siguiente expresión para la energía cinética de la partícula alfa:

$$T_\alpha = \frac{Q_\alpha}{1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}} \quad (2.12)$$

Esto causó problemas, ya que, la energía cinética de la partícula alfa es menor que la barrera de potencial coulombiana que tiene que superar para escapar del núcleo. El problema fue resuelto por George Gamow, gracias a una descripción cuántica de la situación y al uso de teoría del efecto túnel.

Radiación Gamma

Muchas veces el producto de una desintegración es un núcleo en un estado nuclear excitado, el cual busca llegar a su estado fundamental. Para esto emite uno o varios fotones. Una emisión de una partícula gamma obedece las conservaciones del momento lineal y de la energía pero además, tiene que satisfacer la conservación del momento angular y de la paridad.

Los niveles energéticos nucleares vienen descritos por su momento angular y su paridad: estado inicial $J_i^{\pi_i}$, estado final $J_f^{\pi_f}$. Por tanto, para conservar las cantidades mencionadas anteriormente, se tiene que cumplir lo siguiente:

$$\begin{aligned} \vec{J}_i &= \vec{J}_f + \vec{L} \\ \pi_i &= \pi_f \cdot \pi(\sigma L) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Donde \vec{L} es la multipolaridad de la transición (el momento angular que se lleva el fotón) y $\pi(\sigma L)$ es la paridad de la transición en función del tipo de multipolaridad (σ) y de la propia multipolaridad (\vec{L}). Existen dos tipos de transiciones, eléctricas o magnéticas. Y sus paridades siguen la siguiente regla:

$$\begin{aligned} \pi(EL) &= (-1)^L \\ \pi(ML) &= (-1)^{L+1} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Las transiciones con multipolos más bajos son las más dominantes. Las transiciones eléctricas son dominantes sobre la magnéticas a mismo orden multipolar pero, debido a reglas de selección nunca se pueden dar ambas a mismo orden multipolar. Las vidas medias tienen un rango de femtosegundos hasta nanosegundos donde las más largas corresponden a estados isoméricos.

2.2. Cadenas radioactivas

Anteriormente se han descrito los conceptos básicos de una desintegración radioactiva considerando que el núcleo padre sólo tenía un núcleo hijo y que este era estable, lo cual, se puede considerar como un caso puntual dentro de lo observado en realidad. Los núcleos radioactivos suelen tener más de un camino o rama de desintegración con sus respectivas constantes de desintegración y sus productos no suelen ser estables. Esto da lugar a las llamadas cadenas de desintegración, donde un núcleo inestable se desintegra dando lugar a otro núcleo inestable y así sucesivamente hasta que el producto de la última desintegración sea estable.

Dado que la única desintegración que cambia la masa atómica (desintegración alfa) lo hace en cuatro unidades, existen en la naturaleza cuatro cadenas radioactivas genéricas. Se llaman cadenas transuránicas o en inglés: transuranic decay series. Estas presentan un primer elemento con una vida media muy elevada, del orden de la edad de la tierra. Hoy día se pueden sintetizar elementos muy pesados pero para un estudio de radiopureza no es necesario tenerlos en cuenta. Por ejemplo, la serie del Torio empieza de manera natural con ^{232}Th sin embargo, podría empezar con ^{252}Cf que es un elemento artificial. Estas cuatro cadenas de desintegración son: la cadena de Torio $4n$, la cadena del Neptunio $4n+1$, la cadena del Uranio $4n+2$ y la cadena del Actinio $4n+3$. La del Neptunio no se suele observar en las medidas que corresponden a este trabajo ya que no contiene ningún isótopo con vida media mayor que la de la tierra [1].

Se muestran esquemas de las cadenas en la figuras 2.1, A.2 y A.1 (imágenes tomadas de [1]). Cabe destacar que la cadena que se muestra en la figura A.2 es la llamada cadena del Actinio a pesar de que empiece por el ^{235}U . En los esquemas las flechas azules representan desintegraciones beta y las negras desintegraciones alfa. En estas flechas vienen apuntadas las vidas medias de las desintegraciones y las tasas relativas o relaciones de ramificación (branching ratios en inglés) en los casos apropiados.

Los diferentes colores indican la vida media de cada isótopo. En rojo están los que tienen vidas medias muy largas, en amarillo los que tienen vidas medias intermedias y en verde los que tienen vidas medias cortas. En blanco están aquellos isótopos que son estables y por tanto marcan el fin de la cadena. En las figuras A.2 y A.1 los isótopos y las flechas transparentes representan caminos de desintegración cuyas probabilidades (constantes de desintegración) son muy pequeñas de modo que no son importantes para estudios de contaminación radioactiva.

En los recuadros grises aparecen los fotones más representativos de las desintegraciones. Se cuantiza la contaminación radioactiva de un material a través de los datos obtenidos de la detección de estos fotones.

A lo largo de la descripción teórica de esta sección se han usado las referencias [2] y [3] además de la [1] mencionada anteriormente.

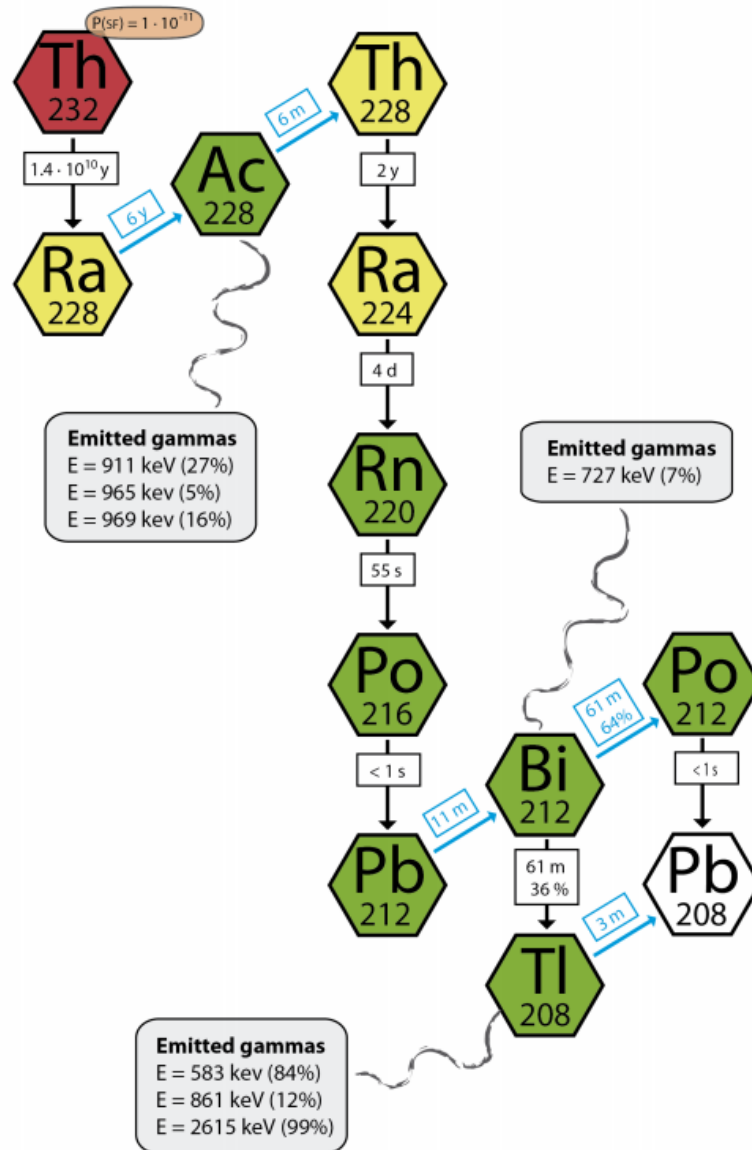


Figura 2.1: Cadena de desintegración del torio

3. Medida de la contaminación radioactiva

Hoy día, en la física de partículas experimental existe una gran variedad de detectores. El uso de estos depende de la física del experimento y de las propiedades de las partículas que se quieren medir. Por ejemplo, para partículas cargadas se pueden usar detectores de ionización, detectores de gas o detectores de trazas. En el caso que nos incumbe se quieren detectar fotones. Estos no tienen carga eléctrica y por tanto, se tienen que usar otras técnicas como por ejemplo detectores de estado sólido que funcionan detectando las interacciones de la radiación electromagnética, fotones, con la materia. El detector usado un detector de germanio de alta pureza, HPGe (del inglés High Purity Germanium) que no es más que un semiconductor.

3.1. Detector de germanio HPGe

Este tipo de detectores se usan comúnmente en espectroscopía de rayos gamma ya que tienen una gran sección eficaz de detección de fotones debida a su número atómico elevado. La interacción de fotones con el detector produce pares electrón-hueco en cantidades proporcionales a la energía del fotón incidente, lo cual, da lugar al paso de electricidad en forma de pulsos eléctricos en el detector. El uso de estos detectores se debe a que requieren menos energía que otros para crear estos pares mejorando por tanto la detección de fotones. La resolución de estos detectores está típicamente comprendida entre unos pocos keV y unos cuantos MeV. Para experimentos como este no es necesario tener un rango que supere los 3MeV puesto que las desintegraciones no emiten fotones a mayores energías.

HPGe viene del inglés High Purity Germanium lo cual quiere decir que el germanio semiconductor es de alta pureza y tiene una concentración de impurezas muy baja, del orden de 10^{10} por centímetro cúbico. Este semiconductor tiene un gap pequeño (0.7eV). Esto implica que a pesar de la baja concentración de impurezas se tiene que mantener a temperaturas bajas durante el proceso de medida de manera a evitar que estas impurezas estén ionizadas. Si esto fuese el caso, el detector perdería la buena resolución energética que posee. Esta temperatura es de unos 77K. En la figura 3.3 se muestra un esquema de un detector típico HPGe donde se puede observar la presencia de un vaso dewar precisamente para mantener el germanio a la temperatura deseada, con la ayuda de nitrógeno líquido.

El detector debe estar metido en un castillo protector y situado bajo tierra para contrarrestar los efectos de la radiación ambiente y reducir el ruido en las medidas. En la figura 3.4 se muestran vistas superiores de distintas configuraciones de castillos. En esta figura se pueden distinguir ambas partes del castillo, el cobre que viene a ser el material interior de color anaranjado y el plomo que es el material exterior de color gris oscuro.

El objetivo del detector HPGe es medir toda la energía de los fotones emitidos dando lugar a un pico en el espectro de energía llamado Full Energy Peak en inglés. Sin embargo el detector no siempre consigue captar la información total, de ser así el espectro sería una delta de Dirac centrada en la energía de los fotones incidentes (en el caso de una fuente monocromática). Las interacciones electromagnéticas en el interior del detector entre fotones y átomos son las que dan lugar a la forma del espectro, figura 3.1.

3.2. Interacción radiación-materia y su detección

La detección de fotones no es un proceso directo dado que estas partículas no tienen carga eléctrica pero si pueden interactuar con partículas cargadas a través de la interacción electromagnética, comúnmente con electrones. Por tanto estas partículas se detectan de manera indirecta gracias a los electrones del medio que atraviesan. La intensidad de un fotón que atraviesa un medio material viene dada por:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu l} \quad (3.1)$$
$$\mu = \tau + \sigma + \kappa$$

donde I e I_0 son la intensidad en l y la intensidad inicial respectivamente, l es la distancia recorrida en el medio y μ es el coeficiente de absorción (o atenuación). Este coeficiente viene determinado

por las distintas interacciones que sufre el fotón a lo largo de su recorrido las cuales a su vez dependen de la energía del fotón. Las interacciones más importantes dentro del rango de energías en el cual se trabaja son, por orden de coste energético, el efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton y la producción de pares electrón-positrón. Existen otros fenómenos como la dispersión Rayleigh o la absorción fotonuclear pero estos fenómenos tienen lugar a energías del orden de unos pocos keV y entre 10 y 25MeV respectivamente, con lo cual no son relevantes para este estudio.

En la ecuación 3.1 τ , σ y κ son los coeficientes de absorción de las interacciones relevantes mencionadas anteriormente: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y producción de pares respectivamente. Estos tres procesos vienen descritos a continuación.

Efecto fotoeléctrico

Este proceso consiste en la absorción de un fotón por un electrón, seguido por la emisión de este. Una parte despreciable de la energía del fotón se transfiere al núcleo y el resto al electrón ionizado. La energía del electrón sigue la ecuación de Einstein del efecto fotoeléctrico:

$$E_e = h\nu - E_b \quad (3.2)$$

donde E_e es la energía cinética del electrón ionizado, $h\nu$ es la energía incidente del fotón y E_b es la energía de ligadura del electrón: la mínima energía que se debe aportar al electrón para ionizarlo. Este proceso deja libre un hueco en un orbital el cual es ocupado rápidamente por otro electrón reorganizando la estructura electrónica, emitiendo en el proceso rayos-X característicos o electrones Auger.

Las interacciones de los fotones con el detector debidas únicamente al efecto fotoeléctrico contribuyen al Full Energy Peak. Este efecto es dominante para energías menores que 0.5MeV.

Dispersión Compton

Este proceso consiste en la dispersión de un electrón por un fotón. De manera similar al efecto fotoeléctrico el fotón interactúa con un electrón del detector pero esta vez de manera inelástica. La energía se reparte entre el electrón y el fotón de la siguiente manera:

$$E_e = h\nu - h\nu'$$

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (3.3)$$

donde E_e es la energía cinética del electrón dispersado, $h\nu$ es la energía incidente del fotón, $h\nu'$ es la energía del fotón tras la dispersión y θ es el ángulo de dispersión del fotón.

La dispersión Compton tiene dos contribuciones al espectro de la figura 3.1. La primera es una contribución al Full Energy Peak. Esto ocurre cuando el fotón dispersado acaba interactuando fotoeléctricamente y por tanto cediendo toda su energía. La segunda es una contribución al continuo Compton (Compton continuum en inglés). Este continuo se aprecia bien en la figura 3.1 en el caso $h\nu < 2m_0c^2$ donde empieza a energía cero correspondiente a $\theta = 0$ y acaba súbitamente

cuando $\theta = \pi$. Este punto de corte se denomina borde de Compton (Compton edge en inglés). Este continuo corresponde a los eventos donde el fotón dispersado no es detectado por el detector y escapa. Existe la posibilidad de que un fotón sufra varias dispersiones Compton antes de escapar del detector esto se denomina Multiple Compton events y contribuye a al espectro en la región entre el borde de Compton y el Full Energy Peak.

La dispersión Compton domina a energías entre 0.5 y 2MeV.

Producción de pares

Este proceso, como su nombre indica, consiste en la producción de un par electrón-positrón. Para esto el fotón debe tener una energía mayor del doble de la masa en reposo del electrón (1.022MeV) sin embargo, este proceso no pasa a ser dominante hasta que el fotón no alcanza una energía de unos cuantos MeV. Este proceso solo puede ocurrir cuando el fotón se encuentra cerca de un núcleo del material del detector y cumple lo siguiente:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (3.4)$$

donde E_{e^-} y E_{e^+} son las energías cinéticas del electrón y positrón respectivamente y $h\nu$ es la energía del fotón que crea el par. El electrón deposita su energía mientras que el positrón se frena hasta alcanzar una energía adecuada para aniquilarse con un electrón del detector produciendo una pareja de fotones con 511keV cada uno. Estos dos fotones pueden o no ser detectados, si ambos son detectados entonces el proceso contribuye al Full Energy Peak (FEP), si solamente se detecta uno aparece un pico a una distancia del FEP de 511keV y si ambos fotones escapan aparece un pico a 1022keV del FEP. Estos dos picos se denominan single escape peak y double escape peak como viene ilustrado en la figura 3.1.

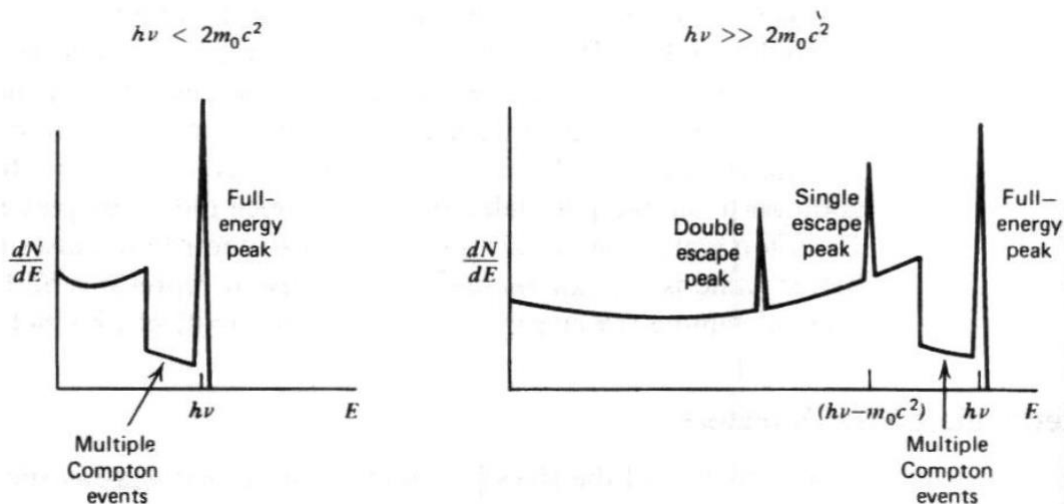


Figura 3.1: Esquemas del espectro de una fuente de rayos gamma.[4]

Efectos de materiales vecinos

A parte de las interacciones directas de los fotones con el detector tenemos que tener en cuenta los efectos de los materiales externos, en este caso de la sal. Los fotones que interaccionan con

la muestra pueden producir radiación que a su vez llega hasta el detector. Estos efectos vienen ilustrados en la figura 3.2.

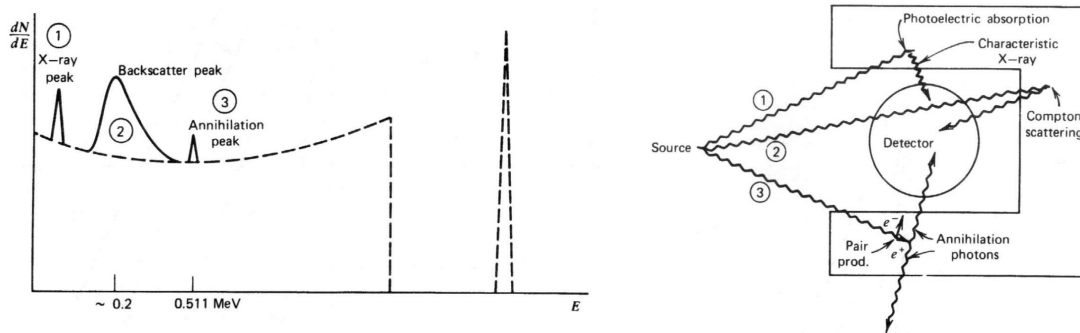


Figura 3.2: Esquema de las contribuciones al espectro por parte de materiales externos al detector. Imágenes tomadas de [4].

- Evento 1: El efecto fotoeléctrico puede causar una reordenación de los electrones que emiten rayos-X con una energía de unos 100keV, esto se refleja con un pico a esa energía.
- Evento 2: La dispersión Compton puede hacer que el fotón llegue a hasta el detector, en este caso la distribución de energía es más ancha debido al rango de energías que puede tener el fotón dispersado. Debido a las características energéticas de este proceso el pico está siempre situado a 0.25MeV o menos.
- Evento 3: La producción de pares crea un positrón que se aniquila dando lugar a dos fotones de los cuales sólo se puede detectar por conservación del momento lineal. El que no se detecta sale alejándose del detector. Esto crea un pico a 511keV.

3.3. Proceso de medida

El detector HPGe consta de dos partes importantes: El detector en sí mostrado a la izquierda de la figura 3.3 y el castillo protector del cual se muestra una vista superior de distintos detectores en la figura 3.4. En la figura 3.3 se muestra también un esquema de la geometría de los vasos marinelli usados para contener las muestras a lo largo del proceso de medida. Como se puede observar el vaso marinelli tiene la geometría adecuada para introducir el detector y así maximizar la eficiencia.

Para realizar un proceso típico de medida se tienen que llevar a cabo una serie de pasos. Se empieza por la selección de la muestra la cual, una vez elegida, se tiene que preparar y limpiar. Se recomienda una calibración previa antes de realizar la medida definitiva para evitar posibles problemas. En el LSC se usan dos fuentes de calibración ^{152}Eu y ^{60}Co . Una vez calibrado el detector se procede a medir la muestra y realizar el análisis. El proceso de medida tiene una duración típica de un mes.

Esto es un resumen muy breve del proceso típico de medida en el LSC, para una descripción en detalle conviene consultar la tesis doctoral de Javier Pérez Pérez [1].

La parte relevante a este trabajo es la de la cuantificación de la contaminación radioactiva la cual se busca mejorar. Para esto se tiene que optimizar la eficiencia por masa (eficiencia x masa). El

razonamiento es el siguiente:

Al número de desintegraciones en la muestra lo llamamos $N_{muestra}$, al número de fotones medidos por el detector lo llamamos $N_{\gamma medidos}$, al número de fotones procedentes de una desintegración concreta lo llamamos N_{γ} , a la tasa relativa de esos fotones la llamamos BR y a la eficiencia calculada usando la simulación la llamamos $effMC$. Usando esto tenemos lo siguiente:

$$N_{muestra} = \frac{N_{\gamma}}{BR} \Rightarrow N_{muestra} = \frac{N_{\gamma medidos}}{effMC \cdot BR} \quad (3.5)$$

$$\frac{N_{muestra}}{kg} = \frac{N_{\gamma medidos}}{(effMC \cdot kg) \cdot BR} \Rightarrow N_{\gamma medidos} = (effMC \cdot kg) \cdot \frac{N_{muestra}}{kg} \cdot BR$$

Para que el proceso de medida sea lo más eficiente y rápido posible es necesario poder medir el máximo número de fotones posibles. Por tanto, siguiendo lo planteado en la ecuación 3.5, si queremos maximizar el número de fotones medidos se tiene que maximizar la eficiencia por masa. Conviene destacar que durante todo el trabajo se usa el término eficiencia por masa como eficiencia multiplicado por masa y no dividido.

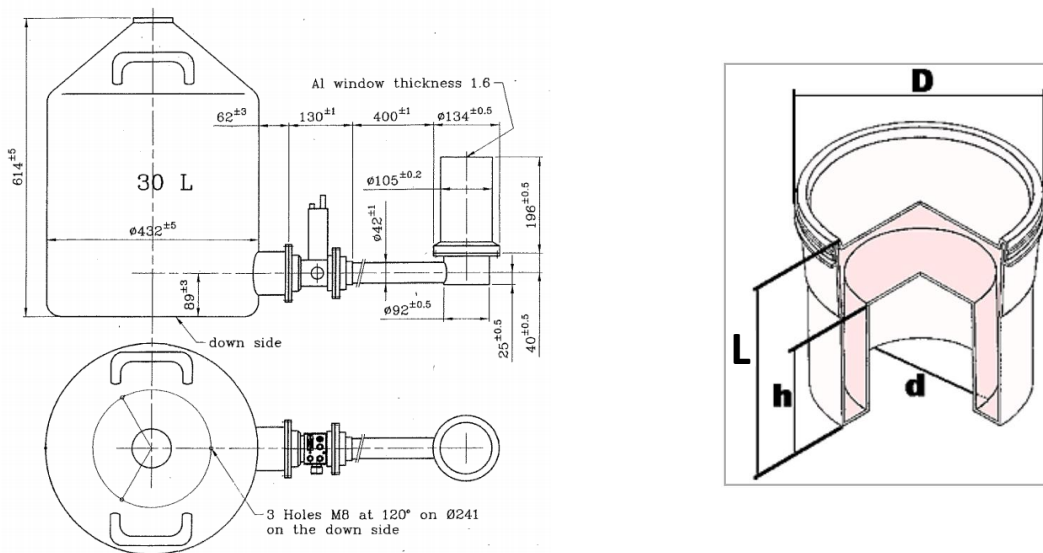


Figura 3.3: Esquemas de las dimensiones del detector de germanio y del marinelli.



Figura 3.4: Diferentes detectores vistos por la parte superior. De izquierda a derecha: geAsterix, geLatuca y geTobazo.

A lo largo de la descripción teórica de esta sección se han tomado como referencias: [1] para la parte experimental relevante al LSC y [4], [5] y [6] para la parte teórica relevante a la detección de la radiación.

4. Proceso de optimización de la eficiencia.

En esta sección se discute brevemente el funcionamiento de Geant4, la herramienta computacional utilizada. A su vez, se exponen y discuten los datos obtenidos durante el proceso de optimización de la eficiencia a lo largo del trabajo.

4.1. Geant 4

Geant4, [7], es una herramienta de simulación que permite estudiar el paso de partículas a través de materia. Es un programa que fue creado gracias a la colaboración de muchas instituciones, entre ellas el CERN. Está construido usando el lenguaje computacional c++ y se basa en la programación orientada a objetos aplicada usando metodos de Monte Carlo para simular procesos físicos. Se utilizan datos experimentales para generar los modelos físicos usados a la hora de simular las interacciones de las partículas con la materia. Esto permite simular procesos físicos complejos como por ejemplo procesos electromagnéticos, hadrónico u ópticos. El programa ofrece una serie de herramientas para entender como funciona y aprender a usarlo, existen una serie de ejemplos a disposición del usuario en función de sus competencias: básicos, extensos y avanzados.

Lo primero que se busca es familiarizarse con el uso del programa. Para ello se utiliza uno de los ejemplos que pone Geant4 a nuestra disposición, `exampleB1`. Este ejemplo se nos sirve para crear nuestra propia simulación, se reutilizan ciertos aspectos como los fundamentos físicos implementados y se modifican otros como la geometría y el proceso de generación de las partículas. Se han hecho uso de los documentos disponibles en la página del CERN ¹ y del foro de Geant4 ² a la hora de modificar el ejemplo.

Una vez familiarizados con el ejemplo procedemos a cambiar la geometría. Se generan 4 geometrías que se usarán a lo largo del trabajo: el detector de germanio, la sal de gadolinio, la capa de aluminio y la capa de polipropileno. Estas geometrías se colocan según se observa en la figura 4.1. La sal de gadolinio con forma de marinelli es la figura más externa de color turquesa, el detector de germanio es el cilindro más interno de un color más oscuro y las capas de aluminio y polipropileno son el cilindro de color gris que sobresale hacia la izquierda de la imagen. Estos dos ultimos son cilindros huecos, el de aluminio dentro del de polipropileno. Se usa este cilindro de polipropileno para simular los posibles efectos de la pared del marinelli.

Las dimensiones usadas para los distintos materiales son dimensiones reales, es decir, se simulan materiales usados en los laboratorios experimentales, concretamente en el LSC. Para el germanio y el cilindro de aluminio se usan las dimensiones que vienen en las figuras B.1 y B.2 del anexo II y la figura 3.3. Para el cilindro de polipropileno se usan unas dimensiones restringidas por el cilindro de aluminio, es decir, se ajustan para dejar 0.1mm entre los dos. Y para la sal de gadolinio se usan

¹https://geant4.web.cern.ch/support/getting_started

²<https://geant4-forum.web.cern.ch/>

las dimensiones de dos marinellis comerciales, el 445N y el 141G. Las dimensiones de estos objetos por lo tanto son:

- Germanio: 81.4mm de diámetro y 81.7mm de alto
- Aluminio: 105mm de diámetro interno, 196mm de alto y 1.6mm de espesor
- Polipropileno: 108.4mm de diámetro interno, 192.2mm de alto y 1mm de espesor
- 141G: $D = 157\text{mm}$, $d = 103\text{mm}$, $L = 165\text{mm}$ y $h = 102\text{mm}$
- 445N: $D = 201\text{mm}$, $d = 113\text{mm}$, $L = 178\text{mm}$ y $h = 104\text{mm}$

Según estos datos el detector no cabe en el hueco cilíndrico del marinelli 141G y por tanto se ha usado $d = 110.5\text{mm}$. Es importante tener en cuenta que la simulación tiene lugar en vacío en todo momento.

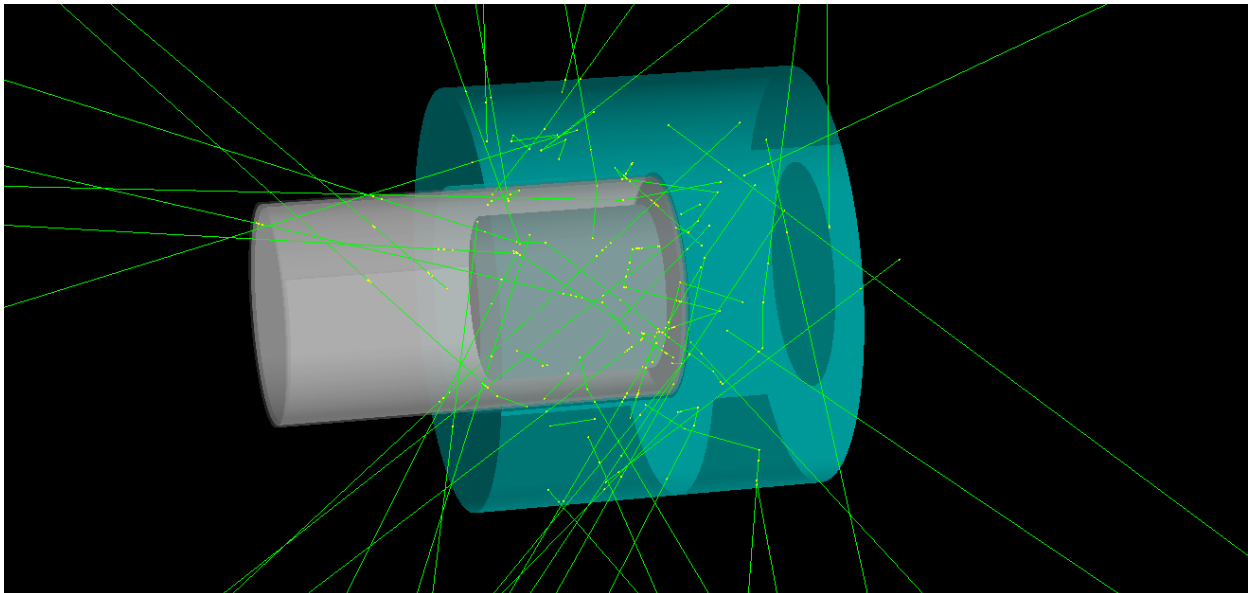


Figura 4.1: Simulación en Geant4. Se pueden distinguir las tres partes de la geometría usada: La sal de Gd con geometría de marinelli (figura más exterior color azul turquesa), las capas de aluminio y polipropileno ambas con geometría cilíndrica (figura de color gris) y el detector de germanio con geometría cilíndrica (figura más interior de color azul oscuro).

Para que la simulación represente al máximo los sucesos reales hay que generar los fotones de manera homogénea e isotrópica. Es decir, el número de fotones generados por unidad de volumen tiene que ser idéntico en todos los puntos del espacio. Para asegurarnos de que es el caso se representan tres figuras tridimensionales con los datos de: las coordenadas iniciales de los fotones generados, las coordenadas iniciales de los fotones que depositan toda su energía y las coordenadas de la primera interacción en el germanio. Estos datos vienen representados en la figura 4.2 para el marinelli 445N.

Se puede observar en la primera gráfica de la figura 4.2 que la densidad de puntos es homogénea. En la segunda gráfica observamos que la densidad de puntos aumenta al acercarse al detector, deducimos que los efectos de autoabsorción están siendo simulados de manera adecuada. De la

tercera gráfica podemos deducir que la geometría del germanio es correcta y que la generación de fotones también ya que llegan de manera homogénea al germanio sin embargo, no se está aprovechando al máximo su volumen ya que la densidad de puntos decrece en la dirección negativa del eje z.

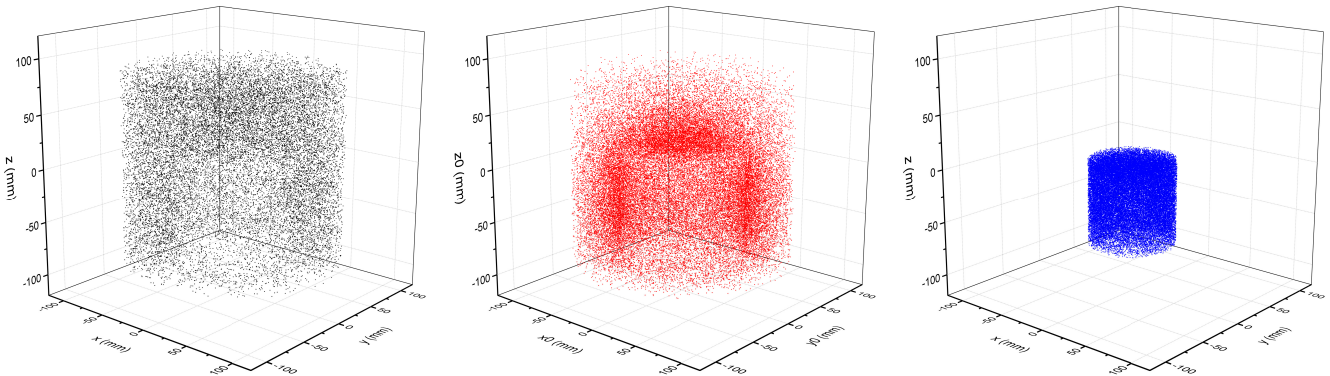


Figura 4.2: De izquierda a derecha: coordenadas iniciales de los fotones generados, coordenadas iniciales de aquellos que depositan toda su energía en el Ge y coordenadas de la primera interacción en el germanio.

Una vez se consigue generar los fotones de manera adecuada hay que asegurarse que el programa esté teniendo en cuenta los procesos físicos relevantes. Esto se hace tomando varios espectros de energía y asegurándose que se observan los picos o regiones relevantes a las interacciones físicas que uno espera. Estos espectros vienen representados en la figura 4.3.

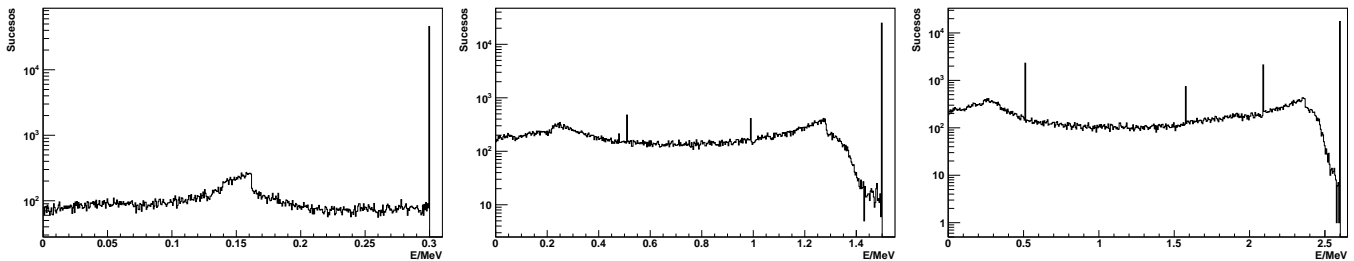


Figura 4.3: Espectros de energía a 300keV, 1300keV y 2600keV respectivamente.

De estos espectros concluimos que la física de la simulación es correcta. Se observa claramente el Full Energy Peak en los tres espectros así como el borde Compton. En los espectros de 1300keV y 2600keV se observan el single escape peak debido a la aniquilación del positrón producido en la producción de pares así como los efectos de los materiales externos al detector discutidos en la sección 3.2 e ilustrados en la figura 3.2: el pico a 511keV y el pico más ancho a unos 250MeM. En el espectro de 2600keV también aparece el double escape peak ya que los fotones tienen energía suficiente.

4.2. Caracterización y resultados

Una vez se ha conseguido generar fotones de manera homogénea e isotrópica podemos pasar a estudiar las eficiencias y eficiencias por masa de los dos marinellis que se utilizan en el LSC, el 141G y el 445N.

Para calcular estas eficiencias se generan 100000 fotones para energías entre 100keV y 3000keV con un paso de 100keV. Se cuentan los fotones que depositan toda su energía en un intervalo entre 0.99 y 1.01 veces la energía inicial. Este intervalo es necesario por razones computacionales.

Los resultados de la eficiencia y eficiencia por masa se muestran en la figura 4.4. Se observa que la eficiencia del 141G es mayor que la del 445N. Esto era de esperar ya que el marinelli 141G es de menor volumen que el 445N y se están generando el mismo número de fotones por tanto tienen menos probabilidad de llegar al germanio los del 445N. Se debe a que el ángulo sólido que sustentan es menor y al haber más volumen la probabilidad de autoabsorción por parte de la sal de gadolinio aumenta. Esto va a ser así en todos los análisis posteriores: si se aumenta el volumen disminuye la eficiencia. En cuanto a la eficiencia por masa pasa lo contrario, en el caso del 445N es mayor que en el caso del 141G. Más adelante se demuestra que la eficiencia por masa acaba siendo constante.

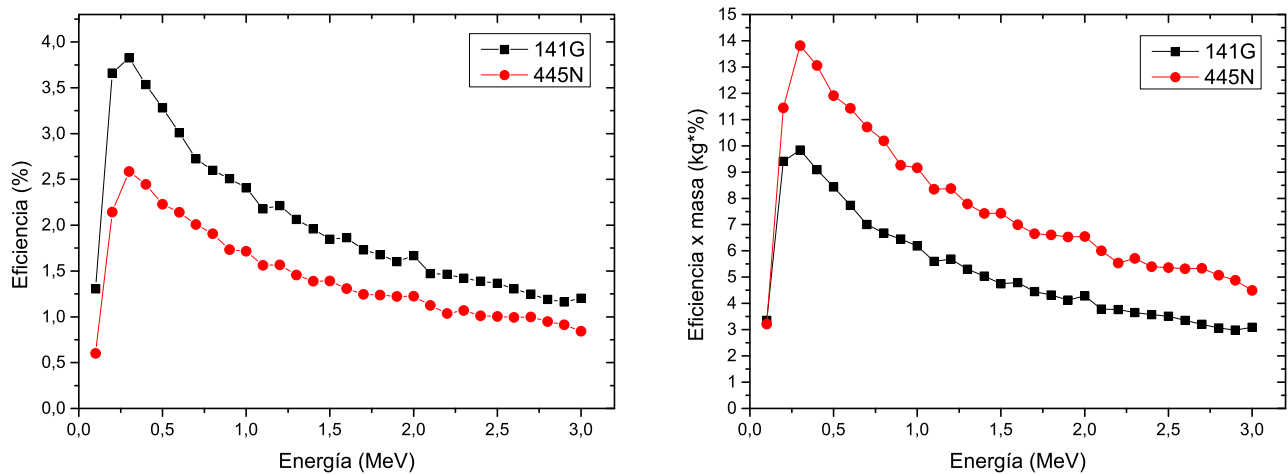


Figura 4.4: Comparación de las eficiencias de dos marinellis comerciales utilizados en el LSC.

Como la variable que buscamos optimizar es la eficiencia por masa se usará a partir de ahora el marinelli 445N como referente para los estudios ya que presenta una mayor eficiencia por masa que el 141G.

A continuación procedemos a modificar la geometría del marinelli. Se eligen tres direcciones para estos cambios, la dirección radial cambiando D, la dirección negativa del eje z cambiando h y la dirección positiva del eje z cambiando H. D, h hacen referencia a las variables mostradas en la figura 3.3 y H se define como $H = L - h$. Se repite el mismo proceso de medida que para la comparación entre los dos marinellis estándar, esta vez haciendo cambios de +10, 20, 30% y -10, 20, 30% en cada una de las tres direcciones mencionadas. Los resultados de la eficiencia y eficiencia por masa se representan, junto con los del marinelli 445N, en la figura 4.5.

En primer lugar se observa que no hay casi cambio en la eficiencia cuando se cambia h sin embargo para la eficiencia por masa el cambio es apreciable. Los incrementos de h mejoran la eficiencia por masa mientras que las reducciones de h la empeoran y se observa que cuanto mayor es el cambio más pronunciado es su efecto. Para los cambios en D y H la eficiencia y eficiencia por masa se comporta de la misma manera que lo comentado en la comparación entre el 141G y el 445N.

La eficiencia aparenta ser inversamente proporcional al volumen mientras que la eficiencia por masa lo contrario.

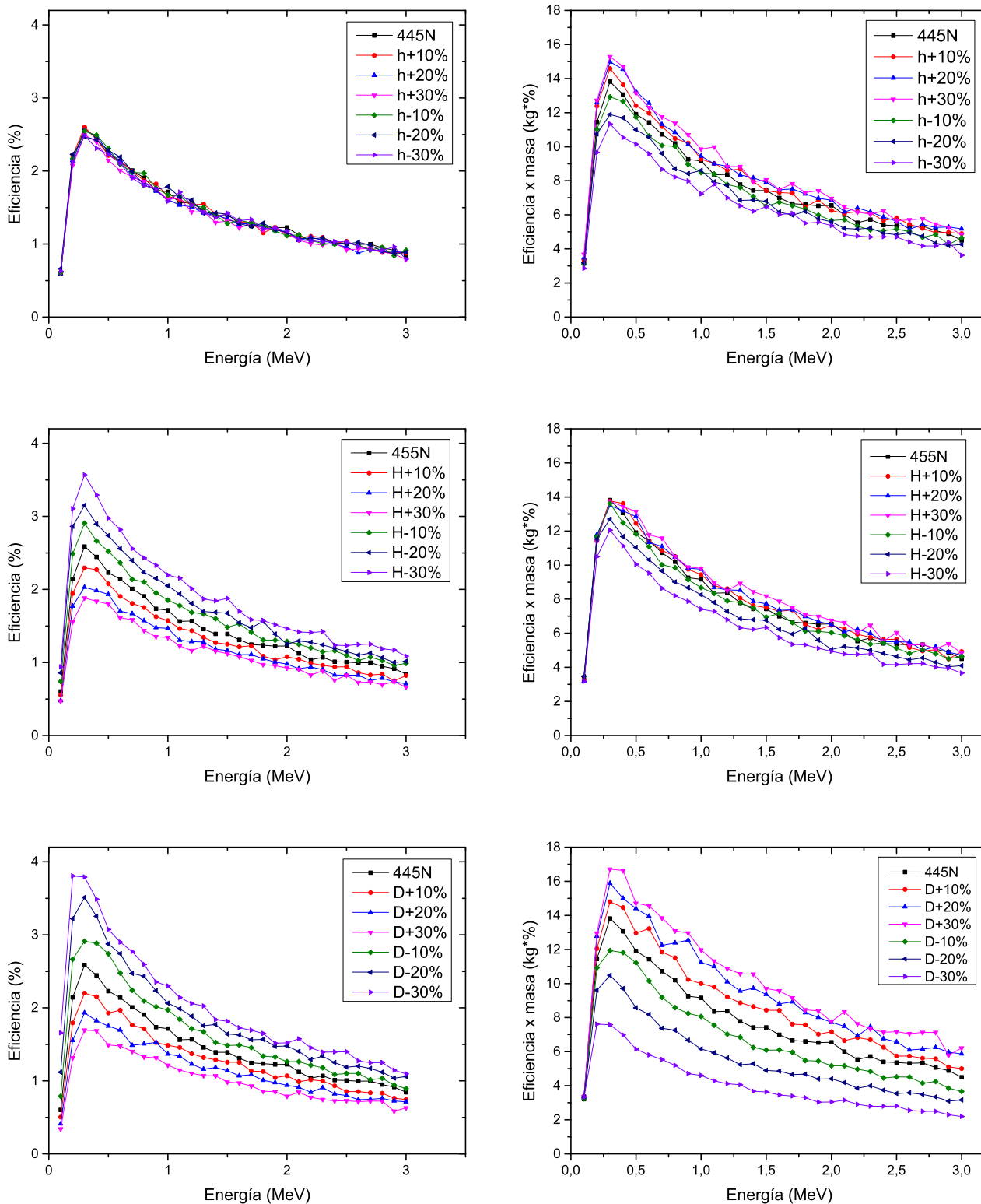


Figura 4.5: Efecto de los cambios de h, H y D (de arriba abajo) sobre la eficiencia (izquierda) y la eficiencia por masa (derecha).

Comparando ahora estos cambios entre ellos se observa que el cambio el D es el que más aumenta la eficiencia por masa seguido por el cambio en h y finalmente el cambio en H que apenas la

mejora.

Una vez obtenidos y analizados estos datos se procede a realizar un estudio diferente. Se fija la energía y se generan muchos más fotones para mejorar la estadística. Tomando como referencia los efectos de los cambios observados en la figura 4.5 se barre las tres variables D, h y H desde -30% de cambio hasta 200% en intervalos de 10%. Ahora se generan 1800000 fotones por medida y se realiza a 600keV y a 2600keV. Se eligen estas dos energía porque alrededor de 600keV es donde se encuentran dos de los fotones más característicos: el de 583keV del ^{208}Tl y el de 609keV del ^{214}Bi y 2600keV es una energía muy elevada para experimentos de radiopureza y se puede considerar una cota superior. Además a 2615keV se encuentra otro fotón característico del ^{208}Tl .

En la figura 4.6 se muestran las eficiencias correspondientes a los cambios de D, h y H a 600keV y 2600keV. En ambas gráficas se puede observar que para D y H el cambio es muy parecido. Esto se debe a que el aumento del volumen causa un aumento en autoabsorción por parte de la sal de gadolinio además de una disminución en el ángulo sólido que sustentan los fotones generados conforme nos alejamos del detector. Sin embargo, para h el cambio en la eficiencia no es tan abrupto. Se debe a lo mismo, ahora el volumen que se añade al aumentar h no está cubriendo un volumen ya existente en el marinelli 445N y por tanto los efectos de autoabsorción son menores.

La diferencia en la eficiencia entre ambas gráficas se debe a la energía de los fotones generados. A 2600keV los fotones tienen mayor poder de penetración y por tanto son más propensos a escapar del detector, de ahí que la eficiencia a 2600keV sea menor que a 600keV.

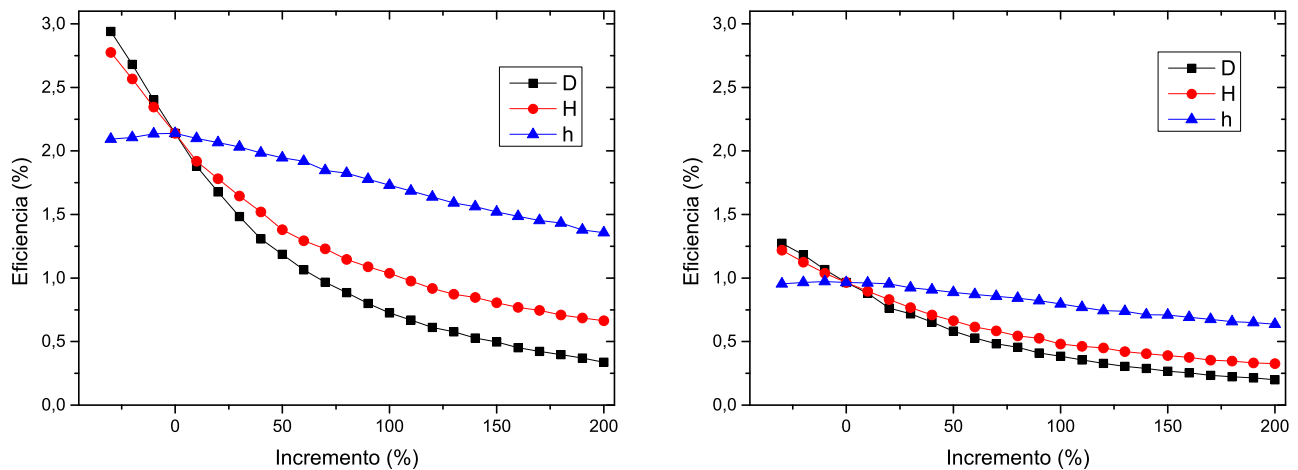


Figura 4.6: Eficiencias a una energía dada para distintos cambios de la geometría del marinelli 445N: 600keV a la izquierda y 2600keV a la derecha.

En la figura 4.7 se muestran las eficiencias por masa correspondientes a los cambios de D, h y H a 600keV y 2600keV. Podemos observar que efectivamente el cambio de D es el que más aumenta la eficiencia por masa independientemente de la energía. Los cambios de h y H apenas mejoran la eficiencia por masa. El cambio de H la deja constante a partir de un 20% de cambio mientras que para h la eficiencia por masa incrementa de manera constante pero sin llegar a causar el mismo impacto que D.

Por la forma que tiene la dependencia de la eficiencia por masa con el incremento de volumen nos preguntamos si eventualmente puede llegar a ser constante. Se ve claramente que en el caso de H ese comportamiento constante se aprecia en las gráficas. Para demostrar esto seguimos el siguiente razonamiento:

Sea V_c un volumen crítico a partir del cual no aumenta el número de fotones detectados, N_{detec} el número de fotones detectados, $N_{gen}(V)$ número de fotones generados en un volumen V y $Ef(V)$ la eficiencia de un volumen V . Para un volumen V mayor que el volumen crítico se tiene lo siguiente:

$$\begin{aligned}
 Ef(V) &= \frac{N_{detec}}{N_{gen}}; & N_{gen}(V) &= N_{gen}(V_c) \cdot \frac{V}{V_c} \\
 Ef(V) &= \frac{N_{detec}}{N_{gen}(V_c) \cdot \frac{V}{V_c}} = \frac{N_{detec}}{N_{gen}(V_c)} \cdot \frac{V_c}{V} = Ef(V_c) \cdot \frac{V_c}{V} \\
 \therefore Ef(V) \cdot kg &= Ef(V_c) \cdot \frac{V_c}{V} \cdot V \cdot densidad = Ef(V_c) \cdot V_c \cdot densidad \\
 \implies Ef(V) \cdot kg &= Ef(V_c) \cdot kg_c
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

En este razonamiento se asume que la generación de fotones es homogénea e isotrópica si no, la segunda igualdad de la primera línea de la ecuación 4.1 no sería correcta. De este modo se demuestra que la eficiencia por masa no depende del volumen a partir de un volumen crítico lo cual quiere decir que tiende a constante.

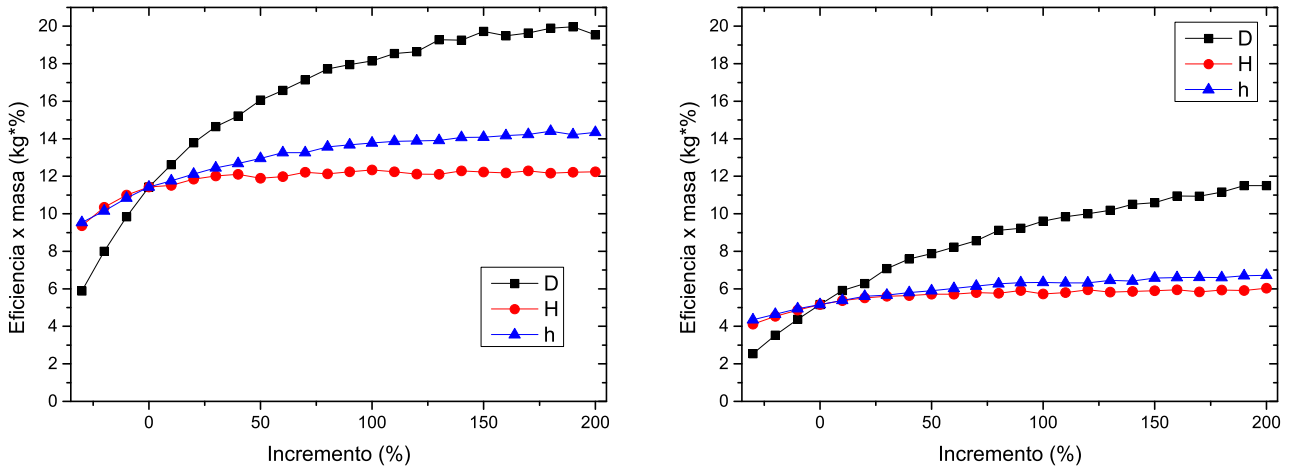


Figura 4.7: Eficiencias por masa a una energía dada para distintos cambios de la geometría del marinelli 445N: 600keV a la izquierda y 2600keV a la derecha.

Una vez analizados los datos anteriores se deduce que la geometría óptima es aquella que maximiza el volumen de sal de Gadolinio alrededor del detector de germanio. Por lo tanto, teniendo en cuenta las dimensiones realistas de un detector de germanio, se han adaptado los valores de D, h y H para maximizar la eficiencia por masa. En el LSC se usa actualmente un detector, geAspe, cuya parte interior del castillo (parte de cobre) tiene las siguientes dimensiones: base cuadrada de

350mm de lado con una altura de 450mm. Al tener una base cuadrada, un marinelli con geometría exterior cilíndrica no llegaría a cubrir el volumen total disponible con lo cual, se recurre a otro cambio de geometría. Se diseña un marinelli con geometría exterior cúbica es decir, el marinelli tiene ahora forma de cubo con un orificio cilindrico en la base.

Por tanto tenemos dos configuraciones optimizadas, la cilíndrica y la cúbica. Sus dimensiones son las siguientes:

- cilíndrica: $D = 350\text{mm}$, $d = 113\text{mm}$, $L = 270\text{mm}$, $h = 196\text{mm}$
- cúbica: $D = 350\text{mm}$, $d = 113\text{mm}$, $L = 335\text{mm}$, $h = 261\text{mm}$

En el caso de la geometría cúbica el parámetro D se usa ahora para definir el lado. Estos valores se han tomado siguiendo el siguiente criterio: para el marinelli cilíndrico se ha querido ser realista, esto es que el valor de h no puede superar los 196mm debido a la geometría del detector, ver figura 3.3. Mientras que para el marinelli cúbico el valor de h llega hasta la base del detector porque se ha querido simular un llenado máximo del volumen a disposición. En ambos casos el valor de $H = L - h$ sigue siendo el mismo que para el marinelli 445N ya que la tapa del castillo no permite un aumento en esa dirección.

Una vez se han conseguido implementar estas dos geometrías en Geant4 se realiza una comprobación de la generación de los fotones, figuras 4.8 y 4.9.

De estas dos figuras podemos concluir que se siguen generando los fotones de la misma manera. Además podemos observar que se aprovecha mejor el volumen del germanio es decir, la densidad de puntos azules en ambas figuras está repartida de manera homogénea a lo largo del eje z . Recordemos que en la figura 4.2 esto no era el caso, sino que se podía observar una mayor densidad en la parte superior del germanio. Para una mejor visualización de las coordenadas iniciales de aquellos fotones que depositan toda su energía se adjuntan en el anexo III planos XY y XZ para ambas configuraciones, cilíndrica y cúbica. Ver figuras C.1 y C.2 del anexo III.

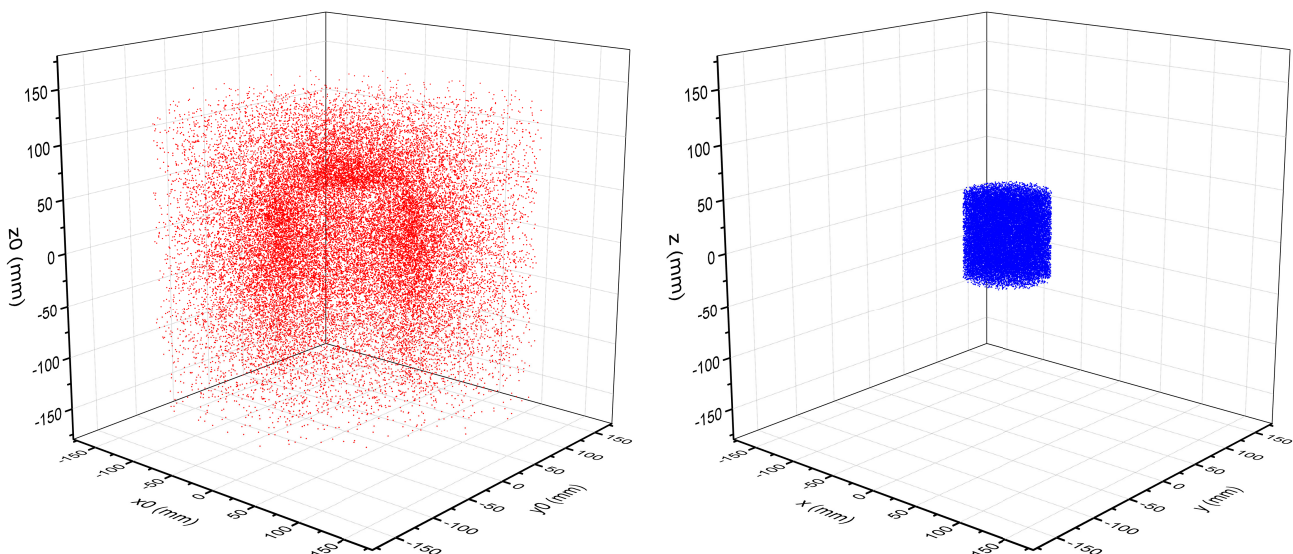


Figura 4.8: Caso del marinelli cilíndrico óptimo. A la izquierda las coordenadas iniciales de aquellos fotones que depositan toda su energía en el Ge y a la derecha las coordenadas de la primera interacción en el germanio.

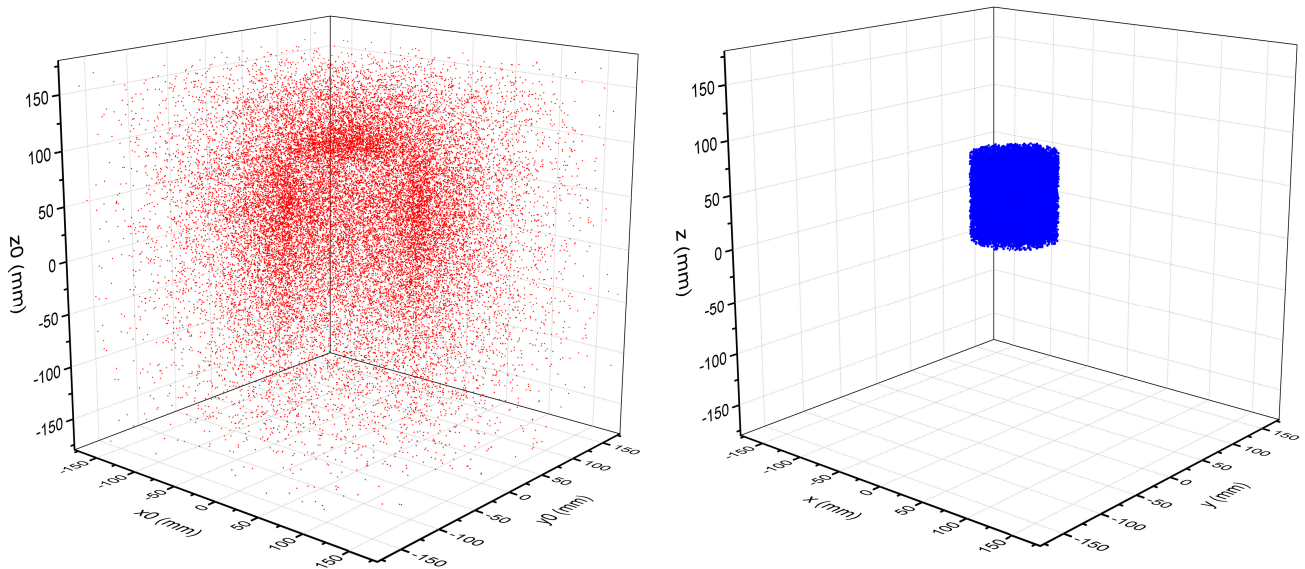


Figura 4.9: Caso del marinelli cúbico óptimo. A la izquierda las coordenadas iniciales de aquellos fotones que depositan toda su energía en el Ge y a la derecha las coordenadas de la primera interacción en el germanio.

A continuación se realiza el mismo análisis que en las figuras 4.4 y 4.5 es decir, se generan 100000 fotones para cada valor de la energía y esta se barre de 100keV hasta 3000keV en pasos de 100keV. Se comparan las dos configuraciones, la cilíndrica y la cúbica para dos situaciones, la óptima con dimensiones mencionadas anteriormente y la original del 445N.

Los resultados de este análisis vienen repetados en la figura 4.10. Una vez más se puede observar como al aumentar el volumen de sal disminuye la eficiencia mientras que aumenta la eficiencia por masa. Se observa que la geometría cúbica proporciona un aumento óptimo para la eficiencia por masa en ambas situaciones y que para el cubo óptimo se obtiene una mejora de hasta un 85 % a unos 600keV con respecto al marinelli 445N.

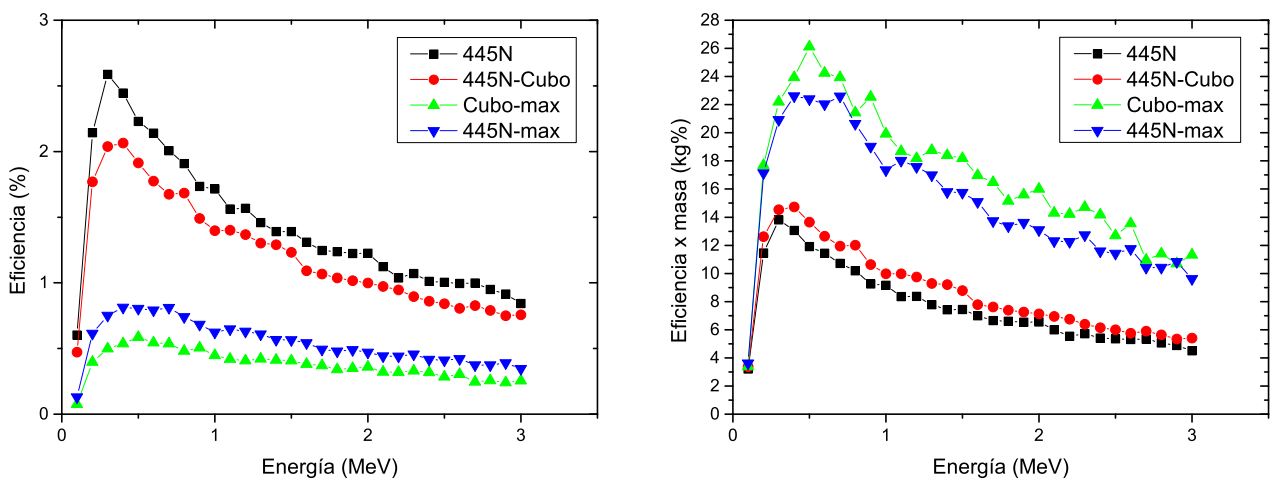


Figura 4.10: Comparación de las eficiencias del marinelli nominal con su correspondiente cúbico y del marinelli cúbico óptimo con el marinelli cilíndrico óptimo.

5. Conclusiones

En estos momentos la física de neutrinos es una de las ramas abiertas de la física. Plantea una serie de preguntas cuyas respuestas están todavía por descifrar, algunas de las cuales podrían dar lugar a nuevos avances en física. La naturaleza de los neutrinos: ¿son partículas de Majorana o de Fermi?, la jerarquía de masa los neutrinos y de que manera es la violación CP de los neutrinos en el sector leptónico, son algunas de las incógnitas que más fascinan al mundo de la física. La búsqueda de estas respuestas se está llevando a cabo por una gran cantidad de grupos investigadores. Uno de ellos, presente en la UAM y en el LSC, trabaja en la colaboración de Super-Kamiokande.

Super-Kamiokande es un experimento realizado en una de las instalaciones punteras en esta búsqueda de respuestas, es un telescopio de neutrinos subterráneo muy potente capaz de detectar neutrinos solares, atmosféricos, cósmico y procedentes de supernovas. No obstante, no es su único objetivo, SK también está diseñado para la exploración de la desintegración del protón la cual podría dar vía libre a la teoría de la gran unificación (GUT: Great Unification Theory).

Para mejorar SK se está introduciendo una sal de Gadolinio en el agua del tanque. Esta mejora tiene como objetivo hacer SK sensible a neutrones térmicos lo cual aumenta significativamente la sensibilidad del detector hacia los procesos relevantes a la detección de neutrinos.

Actualmente hay disueltas unas 14 T de Gadolinio y el plan es disolver otras 20 a mediados del 2022. La disolución debe ser uniforme en el volumen fiducial del detector. Por otro lado, estas sales de Gadolinio pueden tener, como cualquier compuesto terrestre, una contaminación radioactiva. Esta contaminación puede dar lugar a desintegraciones que pueden crear fondos peligrosos para las medidas. Por lo tanto, el control de tal contaminación radioactiva es fundamental. Para ello, se miden muestras de unos 4kg que se extraen de cada lote de producción (500kg). El proceso de medida es muy lento, porque tarda de 3 a 4 semanas por muestra, y el número de muestras es grande: 40 para las 20 toneladas de sal. Por tanto es importante optimizar el proceso de medida. Esto era el objetivo de este trabajo; en concreto aumentar al máximo la eficiencia en el proceso de medida. Tras un análisis de las variables involucradas en el proceso de medida se concluye que, la que se tiene que optimizar a la hora de hacer el proceso de medida más eficiente, es la eficiencia por masa.

Se usa para ello el programa de simulación del paso de radiación a través de materia, Geant4, elaborado con el liderazgo del CERN. En este trabajo se ha mostrado una buena comprensión del funcionamiento de este programa y se ha hecho uso apropiado de las herramientas que pone a nuestra disposición a la hora de adaptar el programa a nuestras necesidades.

A lo largo del trabajo de simulación se ha ido observando que a medida que se aumentaba la cantidad de material la eficiencia - masa (%*kg) aumentaba. Dada la geometría del detector y del vaso marinelli se eligieron tres direcciones para realizar estos aumentos: la dirección radial y la dirección en el eje z positivo (por encima del detector de Ge) y la dirección en el eje z negativo (por debajo del Ge). Tras analizar los datos obtenidos se ha llegado a la conclusión que el cambio cuadrático del volumen en la dirección radial es el que da mejores resultados a la hora de optimizar la eficiencia por masa. Si se juntan estas observaciones con las restricciones impuestas por el diseño actual del castillo protector del detector, se concluye que el volumen óptimo para conseguir una

eficiencia por masa óptima es el que se ajusta al máximo al volumen interior del castillo. Si por ejemplo se ajusta el volumen del marinelli al volumen de geAspe, uno de los detectores del LSC, se obtiene una mejora de la eficiencia por masa, a 600keV, de aproximadamente un 85 %.

En este trabajo se propone una mejora experimental la cual da resultados positivos. Por tanto el equipo de la Universidad Autónoma de Madrid en colaboración con el laboratorio subterráneo de Canfranc (LSC) se está planteando usar esta geometría optimizada para sus experimentos, lo cual podría corroborar los resultados obtenidos en este trabajo.

6. Referencias

- [1] J. Pérez Pérez, “Radioactive contamination in neutrino experimental physics: the cases of next and super-kamiokande experiments,” 2017.
- [2] K. S. Krane, D. Halliday *et al.*, *Introductory nuclear physics*. Wiley New York, 1988, vol. 465.
- [3] W. N. Cottingham, D. A. Greenwood, and D. A. Greenwood, *An introduction to nuclear physics*. Cambridge University Press, 2001.
- [4] I. Rittersdorf, “Gamma ray spectroscopy,” *Nuclear Engineering & Radiological Sciences*, pp. 18–20, 2007.
- [5] A. F. Soria, *Física nuclear y de partículas*. Universitat de València, 2015, vol. 62.
- [6] G. E. Knoll, *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [7] G. Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, “Geant4—a simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 506, no. 25, p. 0, 2003.

A. Anexo I: Cadenas radioactivas

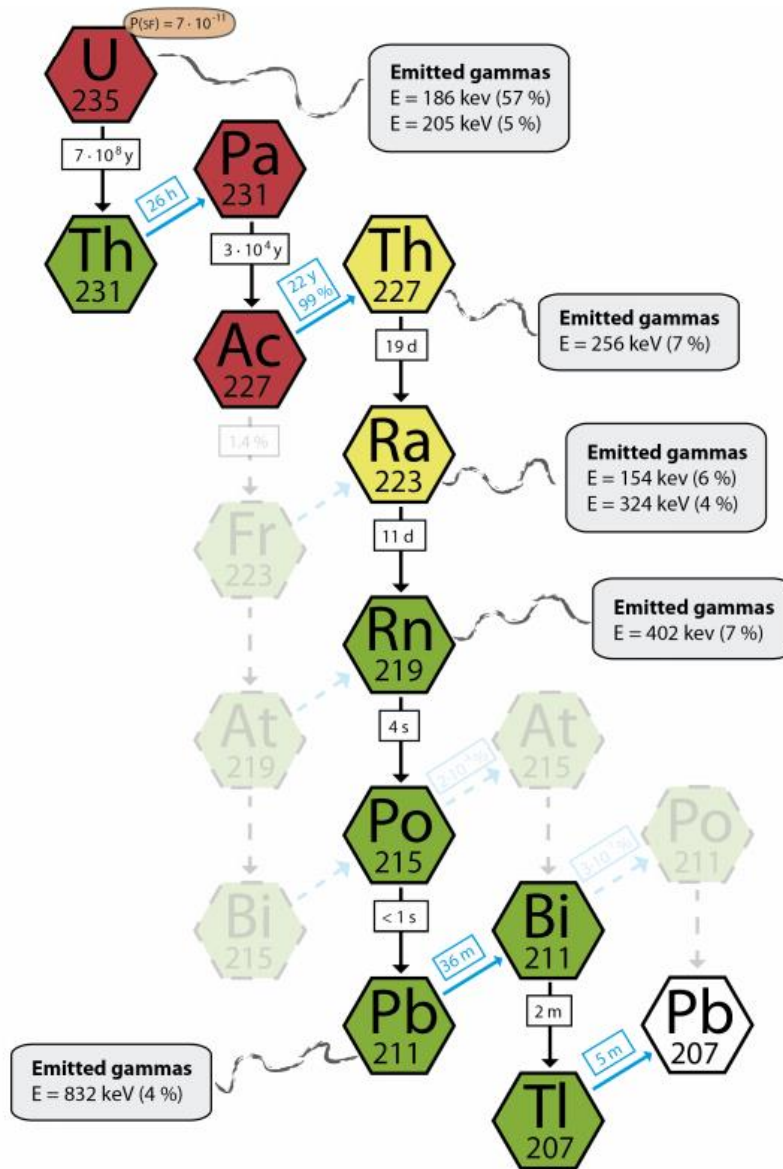


Figura A.1: Cadena de desintegración del Uranio

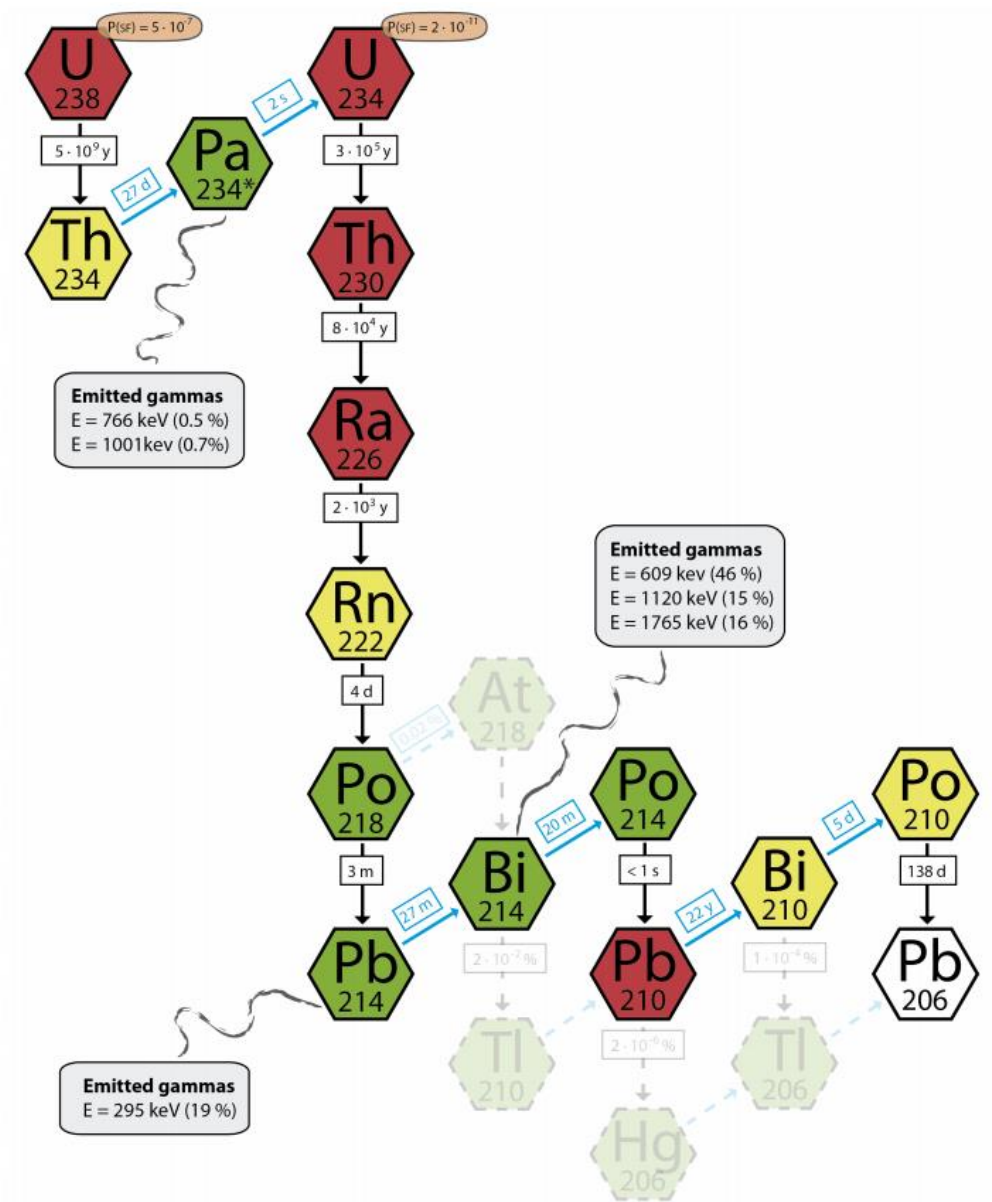



Figura A.2: Cadena de desintegración del Actinio

B. Anexo II: Germanio

		<table border="1"> <tr> <td>CANBERRA FRANCE</td> <td>OC</td> <td>ENTITE</td> <td>TYPE</td> <td>N°</td> </tr> </table>				CANBERRA FRANCE	OC	ENTITE	TYPE	N°
CANBERRA FRANCE	OC	ENTITE	TYPE	N°						
1, Chemin de la Roseraie 67834 Tannerles Cedex		Etablissement de Lingolsheim/ Lingolsheim Facility								
FICHE DE SPECIFICATION DETECTEUR / DETECTOR SPECIFICATION SHEET										
IDENTIFICATION DU MATERIEL / EQUIPMENT IDENTIFICATION :										
DETECTEUR GERMANIUM COAXIAL DE TYPE P / P TYPE COAXIAL GERMANIUM DETECTOR :										
HAUTE-TENSION DE FONCTIONNEMENT / OPERATING HIGH-VOLTAGE : + 3500 VOLTS										
POLARITE / POLARITY : POSITIVE										
CARACTERISTIQUES EN DETECTION / DETECTION CHARACTERISTICS :										
LARGEUR A MI-HAUTEUR / FULL WIDTH AT HALF MAXIMUM :			122 keV	1332 keV						
RESOLUTIONS GARANTIES EN keV / GUARANTEED RESOLUTION IN keV :			1.40	2.20						
RESOLUTIONS MESUREES EN keV / MEASURED RESOLUTION IN keV :			0.86	1.85						
ETALONNAGE EN keV/CANAL / ENERGY CALIBRATION IN keV/CHANNELS			0.05	0.18						
PERFORMANCES A 1332 keV / SPECIFICATIONS AT 1332 keV	EFFICACITE RELATIVE / RELATIVE EFFICIENCY	PIC SUR COMPTON / PEAK TO COMPTON	RAPPORT / RATIO FWTM / FWHM	RAPPORT / RATIO FWHM / FWHM						
VALEURS GARANTIES / GUARANTEED VALUE	100 %	78	2	3						
VALEURS MESUREES / MEASURED VALUE	109 %	97	1.92	2.72						
CONDITIONS DE MESURE / MEASUREMENT CONDITIONS :										
AMPLIFICATEUR / AMPLIFIER : 2026 N° 13000003										
CONSTANTE DE TEMPS DE MISE EN FORME GAUSSIENNE / GAUSSIAN SHAPING TIME : 6 µs.										
TAUX DE COMPTAGE / COUNT RATE : 1000 COUPS PAR SECONDE / COUNTS PER SECOND.										
CONVERTISSEUR ANALOGIQUE DIGITAL / ANALOG TO DIGITAL CONVERTER : MULTIPORT II N° 11065396, 16384 CANAUX / CHANNELS.										
ANALYSEUR MULTICANAL / MULTICHANNEL ANALYZER : MULTIPORT II N° 11065396										
LOGICIEL D'ACQUISITION / ACQUISITION SOFTWARE : GENIE 2k, INTERWINNER 4.1										
CARACTERISTIQUES GEOMETRIQUES DU CRISTAL / GEOMETRICAL CHARACTERISTICS OF THE CRYSTAL :										
DIAMETRE EXTERIEUR / EXTERNAL DIAMETER : 81.4 mm		LONGUEUR / LENGTH : 81.7 mm								
DISTANCE AU CAPOT / DISTANCE FROM CAP : 4.5 mm		VOLUME UTILE / USEFUL VOLUME : 420 cm ³								
REMARQUES / REMARKS :										
Date / Date :	Nom / Name :	Visa / Visa :	Approuvé par / Approved by	Visa / Visa :						
27/04/2010										

CANBERRA France SAS

Figura B.1: Especificaciones del detector de germanio, hoja 1.

FICHE DE SPECIFICATION CRYOSTAT / CRYOSTAT SPECIFICATION SHEET				
IDENTIFICATION DU MATERIEL / EQUIPMENT IDENTIFICATION :				
CANNE DROITE FUSELÉE STANDARD / VERTICAL STANDARD STREAMLINE DIPSTICK :				
CE CRYOSTAT FAIT PARTIE DU DETECTEUR / THIS CRYOSTAT IS ONE PART OF DETECTOR :				
MATÉRIAUX / MATERIALS :	<input type="checkbox"/> STANDARD / STANDARD <input type="checkbox"/> FAIBLE ACTIVITE / LOW BACKGROUND <input type="checkbox"/> TRES FAIBLE ACTIVITE / VERY LOW BACKGROUND <input checked="" type="checkbox"/> ULTRA FAIBLE ACTIVITE / ULTRA LOW BACKGROUND			
CARACTERISTIQUES DU CRYOSTAT / CRYOSTAT CHARACTERISTICS :				
TEMPS DE REFROIDISSEMENT A PARTIR DE LA TEMPERATURE AMBIANTE (EN HEURES) : 12 <i>COOLING TIME FROM ROOM TEMPERATURE (IN HOURS) :</i> NOMBRE DE REMPLISSAGES NECESSAIRES POUR REFROIDIR ENTIEREMENT LE DETECTEUR A PARTIR DE LA TEMPERATURE AMBIANTE : 1 <i>NUMBER OF FILLINGS REQUIRED TO FULLY COOL THE WARM DETECTOR :</i> AUTONOMIE GARANTIE (EN JOURS) : 10 <i>GUARANTEED HOLDING TIME (IN DAYS) :</i> CONTENANCE EN AZOTE LIQUIDE (EN LITRES) / LIQUID NITROGEN CAPACITY (IN LITERS) : 30 TEMPS DE RECHAUFFAGE DEPUIS LA FIN D'AUTONOMIE JUSQU'A LA TEMPERATURE AMBIANTE (EN JOURS) : 3 <i>WARM-UP TIME FROM END OF HOLDING TIME UP TO ROOM TEMPERATURE (IN DAYS):</i>				
CAPOT / END CAP :				
DIAMETRE / DIAMETER: 105 MM	LONGUEUR / LENGTH: 196 MM			
FENETRE D'ENTREE / ENTRANCE WINDOW: Al	EPAISSEUR / THICKNESS: 1.6 MM			
EQUIPEMENTS / EQUIPMENT :				
TYPE DU PREAMPLIFICATEUR / PREAMPLIFIER TYPE :	PSC761			
PROTECTION HAUTE TENSION / HIGH VOLTAGE PROTECTION :	<input checked="" type="checkbox"/> OUI / YES - <input type="checkbox"/> NON / NO			
INDICATION COURANT DETECTEUR / DETECTOR CURRENT INDICATION :	<input checked="" type="checkbox"/> OUI / YES - <input type="checkbox"/> NON / NO			
INDICATION TEMPERATURE FROIDE / COLD TEMPERATURE INDICATION :	<input checked="" type="checkbox"/> OUI / YES - <input type="checkbox"/> NON / NO			
INDICATION TEMPERATURE AMBIANTE / ROOM TEMPERATURE INDICATION:	<input checked="" type="checkbox"/> OUI / YES - <input type="checkbox"/> NON / NO			
JAUGE DE NIVEAU TYPE 7194 / NITROGEN LEVEL TYPE 7194 :	<input type="checkbox"/> OUI / YES - <input checked="" type="checkbox"/> NON / NO			
REMARQUES / REMARKS :				
Date / Date :	Nom / Name :	Visa / Visa :	Approuvé par / Approved by :	Visa / Visa :

CANBERRA France SAS

Figura B.2: Especificaciones del detector de germanio, hoja 2.

C. Anexo III: Planos adicionales

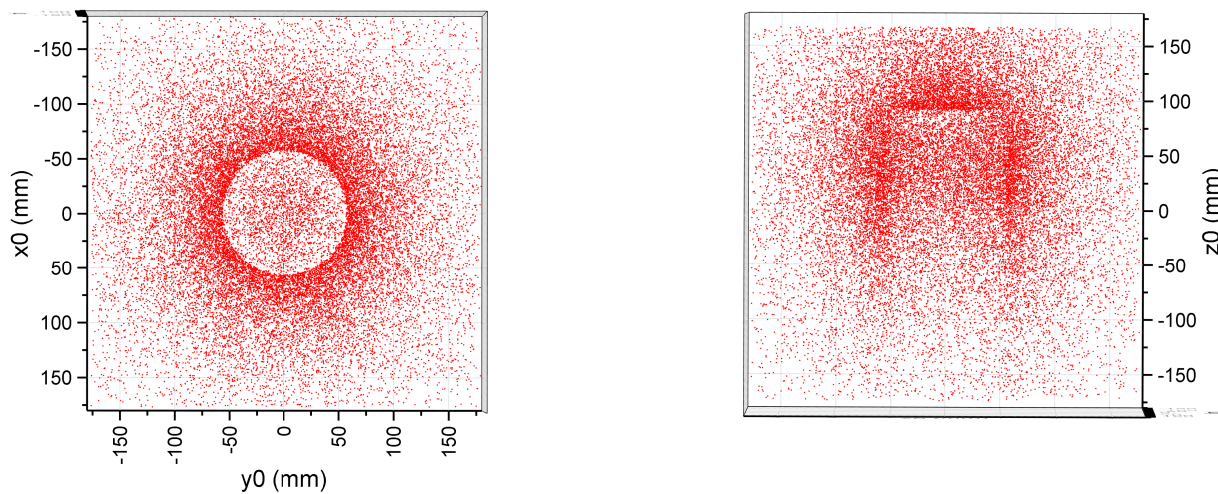


Figura C.1: Caso del marinelli cilíndrico óptimo. Vistas de los planos XY y XZ respectivamente para las coordenadas iniciales de aquellos fotones que depositan toda su energía en el Ge.

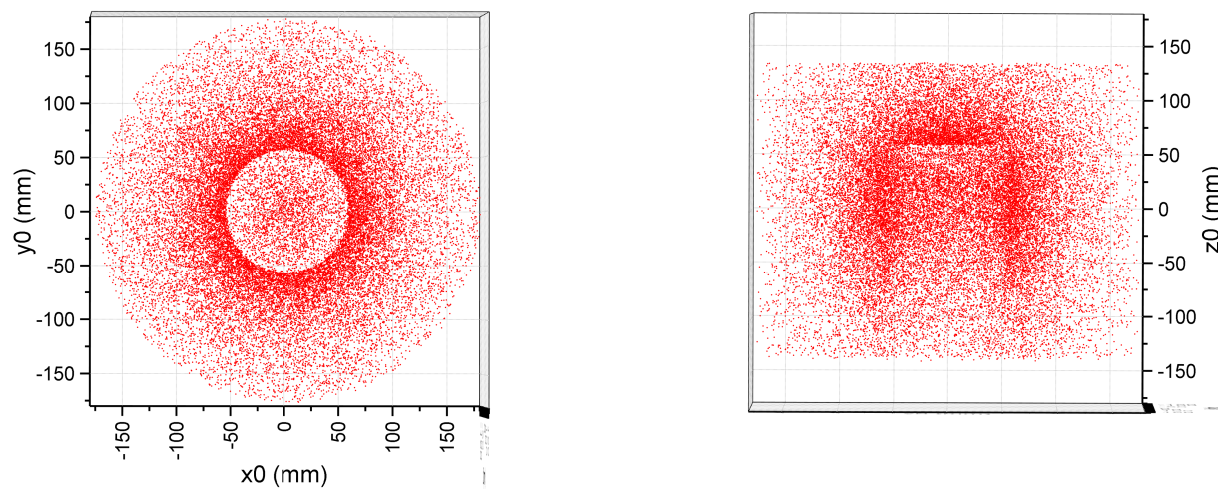


Figura C.2: Caso del marinelli cúbico óptimo. Vistas de los planos XY y XZ respectivamente para las coordenadas iniciales de aquellos fotones que depositan toda su energía en el Ge.