



Universidad de Zaragoza

Facultad de Ciencias

DISEÑO DE UN DETECTOR DE CONTAMINACIÓN
SUPERFICIAL DE ALFAS DE ALTA SENSIBILIDAD

Autora

Elisa Lupón Monge

Directoras

Dra. Gloria Luzón Marco

Dra. Theopisti Dafni

Máster Universitario en Física y Tecnologías Físicas

Departamento de Física Teórica

Curso 2020-2021

Resumen

La detección de eventos poco probables, tales como la desintegración doble beta sin neutrinos o partículas más allá del Modelo Estándar candidatas a materia oscura como los WIMPs, requiere el uso de detectores de bajo fondo. Con el objetivo de reducir la presencia del fondo causado por los rayos cósmicos y la radiación superficial, los experimentos que buscan detectar este tipo de eventos raros suelen situarse en laboratorios subterráneos. No obstante, incluso a cientos de metros de profundidad existe una fuente de radiación difícil de eliminar: el radón (Rn). La contaminación producida por este elemento, tanto ambiental como superficial, supone un reto para la mejora de la sensibilidad alcanzable en experimentos de bajo fondo.

El objetivo de este trabajo es diseñar un detector de partículas alfa de alta sensibilidad que permita identificar la presencia de Rn y su progenie depositados sobre superficies de materiales. Por un lado, nos centraremos en el estudio del comportamiento que tendría un prototipo inicial del detector utilizando el entorno de simulación REST. Por el otro, seguiremos el proceso de puesta a punto del detector en el laboratorio y valoraremos los primeros resultados experimentales. Finalmente, abordaremos las posibles futuras modificaciones y analizaremos las conclusiones extraíbles de las pruebas realizadas.

Índice

1. Introducción	1
2. Motivación	2
2.1. Contaminación por ^{222}Rn	2
2.1.1. Depósito de la progenie del ^{222}Rn	4
2.1.2. Métodos de control y eliminación de la progenie	5
2.2. Objetivos	5
3. Diseño de un detector de contaminación superficial de partículas alfa	6
3.1. Interacción de las partículas alfa con la materia	6
3.2. Principio de funcionamiento de los detectores Micromegas	8
3.3. Diseño del prototipo	9
4. Simulación del prototipo de detector	10
4.1. Metodología: entorno REST	10
4.1.1. Pasos a seguir para lanzar las simulaciones	11
4.2. Calibración con fuente de ^{241}Am	12
4.3. Contaminación ambiental de ^{222}Rn y su progenie	16
4.4. Contaminación superficial de ^{210}Pb , ^{210}Bi y ^{210}Po	20
4.5. Otras simulaciones	24
4.5.1. Pérdida de energía en el mylar: caso particular ^{210}Po	24
4.5.2. Contaminación de ^{210}Pb en la superficie del plano de lectura	25
5. Puesta a punto del detector en el laboratorio	26
5.1. Montaje experimental	26
5.2. Primeros resultados experimentales	27
5.3. Futuras modificaciones	28
6. Conclusiones	28
Referencias	30

1. Introducción

Desde su proposición en la década de 1970 hasta la actualidad, el Modelo Estándar (SM, Standard Model) de la física de partículas se ha consagrado como la teoría más aceptada para la descripción de las interacciones entre partículas conocidas en el universo. No obstante, a pesar del éxito de sus predicciones demostradas por experimentos tales como el Large Electron-Positron Collider o el Tevatron, cada vez resulta más evidente que el SM tal como lo conocemos está incompleto [1]. Ante la necesidad de una física más allá del SM que resuelva algunos de los grandes misterios de la física moderna como la materia oscura o la masa no nula del neutrino, resulta imprescindible ser capaces de diseñar experimentos que puedan ayudar a demostrar o excluir las posibilidades propuestas por las nuevas teorías. Debido a que típicamente las partículas que se busca detectar interactúan muy débilmente o nada con la materia conocida, este tipo de experimentos suelen construirse en laboratorios subterráneos con el fin de reducir el nivel de fondo producido por los muones procedentes de los rayos cósmicos [2].

La construcción de laboratorios a cientos de metros de profundidad bajo tierra permite reducir el flujo de muones cósmicos en varios órdenes de magnitud, dejando de ser la fuente de fondo dominante. En estas condiciones, las fuentes de fondo que afectan en mayor medida a los experimentos son debidas a la presencia de isótopos radiactivos en las rocas, el aire, el personal del laboratorio y los propios materiales que constituyen los detectores. Dichos isótopos proceden fundamentalmente de las cadenas de desintegración naturales del ^{238}U y ^{232}Th , y el ^{40}K . De todos los isótopos producidos el más problemático es el ^{222}Rn debido a su alta movilidad, capacidad de depósito y larga vida media de su progenie [3]. Para reducir la presencia de todas estas fuentes de fondo remanentes se utilizan diversos métodos de purificación y blindajes específicos. Asimismo, es preciso realizar medidas de la contaminación en los materiales para su selección en los experimentos.

En la actualidad, los principales laboratorios subterráneos en los que se realizan experimentos de bajo fondo son el LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italia), LSM (Laboratoire Souterrain Modane, Francia), SNOLAB (Sudbury Neutrino Observatory Laboratory, Canadá), CJPL (China JinPing Laboratory, China), Kamioka (Japón) y LSC (Laboratorio Subterráneo de Canfranc, España) [4]. Estas instalaciones albergan en su interior una gran diversidad de proyectos, desde experimentos para la detección directa e indirecta de materia oscura, la determinación de la masa de los diferentes sabores de neutrinos, su jerarquía y las oscilaciones, hasta estudios de radiopureza, geo-biología o computación cuántica. En definitiva, los laboratorios subterráneos son instalaciones fundamentales para el avance de la ciencia actual y sus limitaciones en el nivel de fondo suponen un tema de estudio de gran interés científico.

2. Motivación

La contaminación derivada de la presencia de radón en la superficie de los materiales y el entorno del laboratorio constituye el principal reto actual para la mejora de la sensibilidad de los experimentos de bajo fondo. Este hecho ha motivado en los últimos años el desarrollo de múltiples estudios para la selección de materiales de baja radiactividad, así como el diseño de sistemas de purificación de aire, rocas y agua para la reducción de la contaminación ambiental. La mayoría de estudios realizados en materiales enfatizan la radiactividad bulk utilizando técnicas de screening como la medida de rayos gamma con detectores de Ge de alta pureza (HPGe). Sin embargo, la contaminación que se deposita en las superficies es diferente de la contaminación bulk [5]. Cuando se coloca una superficie contaminada frente al volumen activo de un detector, las partículas α o β emitidas pueden introducir eventos no deseados de forma directa. Por otro lado, incluso si la superficie contaminada está alejada del detector, pueden liberarse impurezas radiactivas y llegar al detector vía sistemas de circulación líquidos o gaseosos. Esto convierte a las superficies en zonas extremadamente sensibles, puesto que el depósito de contaminación puede producirse con la simple exposición al aire en cualquier etapa previa al inicio del experimento.

Los métodos de detección de la radiactividad superficial basados en semiconductores o detectores de centelleo resultan a menudo ineficientes debido a la extensión de sus áreas de detección y a su elevado coste de mantenimiento. Las cámaras gaseosas de ionización suponen una interesante alternativa más asequible ya que permiten identificar diferentes tipos de partículas mediante el análisis de los pulsos. Sin embargo, las propuestas realizadas en esta línea para la medición de contaminación superficial se encuentran aún en sus primeras etapas de desarrollo [6]. Por este motivo, se busca diseñar un detector propio para su uso en laboratorio, si bien antes conviene conocer en más detalle cómo se produce la contaminación superficial por radón.

2.1. Contaminación por ^{222}Rn

El radón (Rn) es un elemento que se encuentra habitualmente en la naturaleza en estado gaseoso y constituye la principal fuente de contaminación en experimentos subterráneos de bajo fondo. Dentro de la tabla periódica es el elemento número 86 y forma parte de los denominados gases nobles. Su isótopo más abundante es el ^{222}Rn presente en la cadena de desintegración natural del ^{238}U (Figura 1). En concreto, el ^{222}Rn procede de la desintegración alfa del ^{226}Ra . Al tratarse de un gas noble, el ^{222}Rn emana fácilmente de la superficie de las rocas debido a su vida media de 3,82 días y pasa al aire, donde se desintegra emitiendo otras partículas radiactivas. Debido a que el radón es un gas radiactivo incoloro, inodoro e insípido su presencia es difícil de detectar y en grandes concentraciones puede ser peligroso para la salud [7]. Al aire libre el radón se diluye rápidamente hasta alcanzar concentraciones muy bajas que no suponen un riesgo. La concentración media en el aire libre varía de 5 Bq/m³ a 15 Bq/m³, pero en espacios cerrados poco ventilados como cuevas y minas la concentración puede aumentar hasta varios miles de Bq/m³. En laboratorios subterráneos en los que se cuida la ventilación, la concentración de Rn oscila típicamente entre las decenas y pocos cientos de Bq/m³ (Tabla 1).

	SNOLAB	LNGS	LSC	LSM	Baksan	CJPL	Kamioka	Y2L
	Canada	Italy	Spain	France	Russia	China	Japan	Korea
since	2003	1987	2010	1982	1967	2009	1983	2003
Volume (m ³)	30000	180000	10000	3500	23000	300000	150000	5000
depth (m)	2070	1400	850	1700	1700	2400	1000	700
Average Rn (Bq/m ³)	130	80	100	15	40	40	80	40

Tabla 1: Características de los principales laboratorios subterráneos alrededor del mundo. La concentración de Rn fluctúa en función de la profundidad, la ubicación geográfica, el sistema de ventilación y el tipo de roca sobre el que están construidos [8].

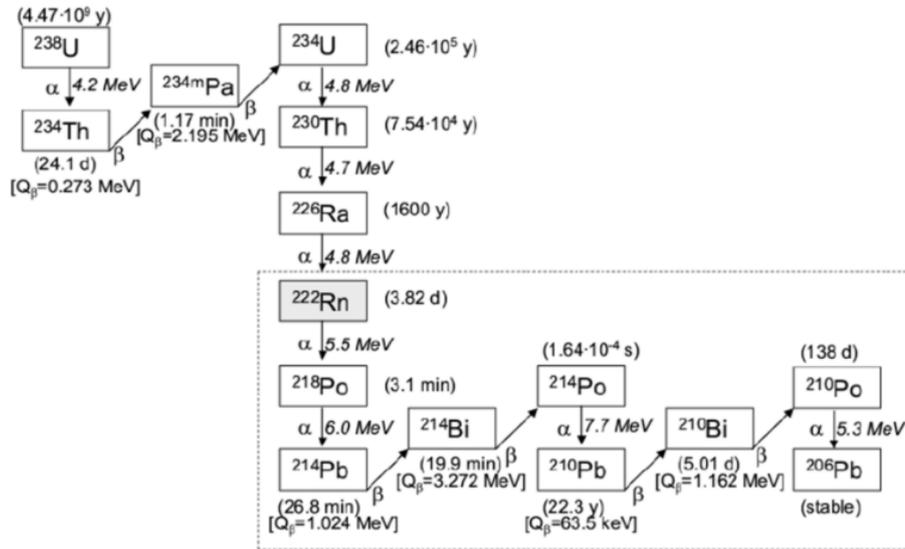


Figura 1: Cadena de desintegración del ^{238}U . El ^{222}Rn se produce directamente por la desintegración α del ^{226}Ra . Cuando el radón decae da lugar a una cadena de isótopos radiactivos de corta vida media (> 1 h) hasta llegar al ^{210}Pb . El ^{210}Pb tiene una vida media de 22,3 años y produce al desintegrarse β ^{210}Bi , el cual a su vez da lugar a ^{210}Po . Este último se desintegra emitiendo una partícula α de 5,3 MeV al isótopo estable ^{206}Pb . Es la larga vida media del ^{210}Pb lo que convierte la exposición al radón en un problema para los experimentos de bajo fondo.

En los siguientes apartados, vamos a estudiar cómo la progenie del ^{222}Rn se deposita en la superficie de los materiales y se acumula en forma de ^{210}Pb antes de llegar al final de la cadena. A continuación, se abordarán las características de la contaminación remanente, su relevancia en la búsqueda de sucesos poco probables y los métodos de control utilizados actualmente. Para finalizar la sección, estableceremos los objetivos específicos que se buscan alcanzar en la memoria aquí presentada.

2.1.1. Depósito de la progenie del ^{222}Rn

La contaminación por radón es difícil de controlar debido a su alta movilidad. En adición al continuo control de la calidad del aire en instalaciones subterráneas, es conveniente minimizar la exposición de los materiales utilizados en los experimentos. Mientras que el radón es un gas noble que se mantiene en el aire, su progenie se adhiere fácilmente a la superficie de los objetos. En primer lugar, el ^{222}Rn se desintegra a ^{218}Po emitiendo una partícula α de 5,5 MeV y poco después se convierte en ^{214}Pb al emitir otra α de 6,0 MeV. A continuación, el ^{214}Pb se desintegra β al ^{214}Bi y este a su vez al ^{214}Po . Este último isótopo es altamente inestable y en apenas unas décimas de milisegundo se desintegra emitiendo una α de 7,7 MeV a ^{210}Pb . El proceso descrito sucede en relativamente poco tiempo, sin embargo el ^{210}Pb tiene una vida media de 22,3 años. Este tiempo es mayor que la duración típica de la mayoría de los experimentos, lo cual hace inviable esperar a que el ^{210}Pb decaiga hasta alcanzar el final de la cadena.

Los procesos de desintegración presentes en la cadena del ^{222}Rn estimulan la ionización de los productos de las mismas facilitando la interacción con las moléculas de su entorno. El comportamiento exacto es difícil de predecir al depender fuertemente de la concentración de otros contaminantes en el aire. En zonas alejadas de paredes la concentración de la progenie del radón es aproximadamente constante mientras que cerca de las paredes la concentración en el aire decrece al actuar estas como un embudo. La concentración superficial σ se define como el producto del flujo J hacia las paredes y el tiempo de exposición t . El flujo J viene dado por la ecuación de difusión

$$J(x, t) = -D \nabla C(x, t) , \quad (1)$$

donde D es la constante de difusión y $C(x, t)$ es la concentración en una determinada posición y tiempo. Suponiendo que nos encontremos alejados de las paredes, la concentración puede considerarse constante y J calcularse como el producto de la concentración C y la velocidad de depósito¹, v_d . Por tanto, la concentración de la progenie del radón en superficies puede expresarse como

$$\sigma(^{210}\text{Pb}) = \sum_{i=1}^5 C_i v_d t , \quad (2)$$

con $\sigma(^{210}\text{Pb})$ la densidad superficial de átomos de ^{210}Pb , C_i la concentración del i -ésimo producto del radón, i el índice de cada elemento de la progenie (1, 2, 3, 4, 5) \rightarrow (^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{214}Po , ^{210}Pb), v_d la velocidad de depósito y t el tiempo de exposición. Dado que la escala temporal de los experimentos de bajo fondo es del orden de años, los elementos de la cadena previos al ^{210}Pb pueden ser despreciados cuando hablamos de contaminación superficial en materiales. Los valores de los parámetros mencionados han sido estimados en diversos estudios [9, 10] y son susceptibles a las condiciones locales particulares de cada situación.

¹La velocidad de depósito puede entenderse como el ritmo al que las partículas se difunden hacia una superficie. Teóricamente se define como $v_d = D/l$, con D la constante de difusión y l la capa límite del aire sobre la superficie.

2.1.2. Métodos de control y eliminación de la progenie

La exposición de los materiales al ^{222}Rn en cualquier etapa previa a la fase experimental hace prácticamente inevitable tener que lidiar con la presencia de contaminación superficial. Inicialmente, la progenie se deposita directamente en la superficie. Sin embargo, el retroceso nuclear provocado por las desintegraciones α de la cadena posibilita la incrustación del ^{210}Pb a profundidades de 0,05 a 0,1 μm en metales [11]. Cuando el ^{210}Pb se desintegra en las cercanías de la superficie emite ^{210}Bi y ^{210}Po . Son las emisiones de baja energía del ^{210}Pb junto con la radiación de frenado de los electrones del ^{210}Bi lo que contribuye al nivel de fondo en la región de interés de los experimentos actuales de bajo fondo para la búsqueda de WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) o la desintegración doble- β sin neutrinos.

En respuesta al ineludible problema que suponen estos fondos, se han desarrollado técnicas de modelado, depósito y eliminación de la contaminación superficial de la progenie del ^{222}Rn dirigidas hacia múltiples experimentos. En general, se ha demostrado que la presencia de ^{210}Pb y ^{210}Bi puede eliminarse usando métodos de limpieza estándar, pulido superficial y lavado con alcohol. Por el contrario, el ^{210}Po resulta más difícil de eliminar y a menudo son necesarios métodos químicos más agresivos como el grabado al aguafuerte con ácido nítrico concentrado que pueden alterar las cualidades de los materiales.

2.2. Objetivos

En el contexto de la cuestión que supone la presencia de contaminación superficial de ^{210}Pb en los experimentos de bajo fondo y la diversidad de estudios realizados en los últimos años, se encuentra la motivación de este trabajo. El objetivo global del mismo es el diseño, simulación y construcción de un detector de partículas alfa de alta sensibilidad que pueda emplearse para la caracterización de la contaminación superficial en materiales. En concreto, se busca poder detectar las partículas alfa producidas en la desintegración del ^{210}Po mediante un detector gaseoso de ionización implementado con la tecnología Micromegas.

La memoria aquí presentada se centra en las simulaciones realizadas a partir del prototipo inicial del detector. De manera complementaria, se incluye un breve seguimiento de la puesta en marcha del detector y la primera toma de medidas experimentales. Este Trabajo de Fin de Máster se enmarca dentro de la línea de investigación del Grupo de Física Nuclear y Astropartículas (GIFNA) de la Universidad de Zaragoza destinada al desarrollo de un detector de alfas de alta sensibilidad para las instalaciones del Laboratorio Subterráneo de Canfranc.

3. Diseño de un detector de contaminación superficial de partículas alfa

Nuestro propósito es construir un detector de partículas alfa de alta sensibilidad capaz de caracterizar la contaminación superficial en materiales producida por el depósito de la progenie del ^{222}Rn . La particularidad del detector que se busca diseñar radica en la utilización de la tecnología Micromegas, en cuyo desarrollo e implementación se ha especializado el GIFNA. En esta sección comenzaremos repasando brevemente las propiedades de las partículas alfa y su interacción con la materia. A continuación, explicaremos el principio de funcionamiento de un detector basado en la tecnología Micromegas e introduciremos el diseño conceptual del prototipo de detector.

3.1. Interacción de las partículas alfa con la materia

Las partículas alfa (α) son una forma de radiación de alta energía corpuscular, ionizante y con baja capacidad de penetración. Están constituidas por núcleos ionizados de ^4He , es decir, dos protones y dos neutrones. Al carecer de electrones poseen carga eléctrica positiva α^{+2} y tienen spin 0. Estas partículas se generan habitualmente en reacciones nucleares o desintegraciones radiactivas de nucleidos pesados² mediante la reacción:



La cinemática de esta desintegración implica un proceso a dos cuerpos en el que la energía disponible se reparte entre el núcleo hijo Y y la partícula α . Debido a que ambos salen con igual módulo de momento lineal p , aplicando el principio de conservación se obtiene que casi toda la energía E se la lleva la partícula α al tener una masa significativamente menor.

$$E = T_Y + T_\alpha = \frac{p^2}{2M_Y} + \frac{p^2}{2M_\alpha} \rightarrow T_\alpha = E \frac{M_Y}{M_Y + M_\alpha} \approx E \frac{A-4}{A} \quad (4)$$

Por otro lado, la ley de Geiger-Nuttall relaciona la energía cinética T_α con la vida media de los núcleos que se desintegran α siguiendo la regla semi-empírica:

$$\log(\lambda) = a \cdot (T_\alpha)^{-1/2} + b , \quad (5)$$

donde a y b son constantes y λ es la constante de decaimiento. En el Anexo I se incluye una gráfica con valores experimentales de la vida media frente a la energía de la partícula α emitida. Se aprecia cómo ligeros cambios de energía implican saltos de varios ordenes de magnitud en la vida media, lo cual explica que no se hayan observado desintegraciones α de núcleos más ligeros.

²Teóricamente para que un nucleido se desintegre α espontáneamente se requiere un número másico $A \gtrsim 165$. Sin embargo, experimentalmente no se observa este proceso hasta el $^{209}_{83}\text{Bi}$. Esto se debe a que según la Teoría de Gamow, para producirse desintegración α tiene que darse efecto túnel, el cual es muy poco probable.

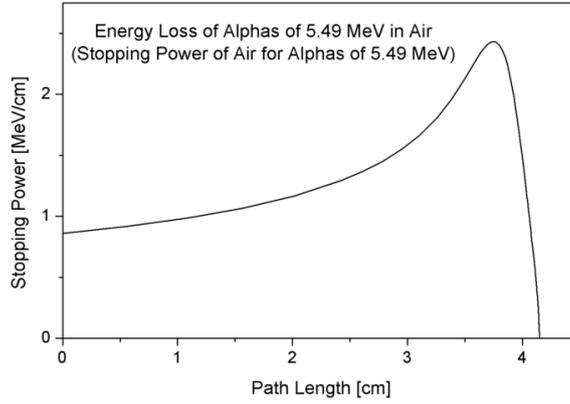


Figura 2: Poder de frenado en función de la profundidad alcanzada por una partícula alfa de 5,5 MeV procedente de la desintegración del ^{222}Rn en el aire. El pico final donde se deposita la máxima energía recibe el nombre de pico de Bragg.

En cuanto a su interacción con la materia, las partículas α se caracterizan por su corto rango de penetración. Al estar cargadas y ser más masivas que otros tipo de radiación (ej. electrones o fotones), las partículas α ionizan el medio a lo largo de su trayectoria y depositan su energía de manera gradual y continua. La pérdida de energía o poder de frenado, $S(E)$, en un determinado medio viene dada por la fórmula de Bethe-Bloch

$$S(E) = -\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right], \quad (6)$$

con m_e la masa del electrón, c la velocidad de la luz, n la densidad de electrones del material, z la carga de la partícula, $\beta = v/c$ con v la velocidad de la partícula incidente, ϵ_0 la permitividad eléctrica del vacío e I el potencial de excitación del medio. Adicionalmente, se define el poder de frenado másico en función de la densidad ρ del medio:

$$-\left\langle \frac{dE}{d\epsilon} \right\rangle = -\frac{1}{\rho} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle. \quad (7)$$

Experimentalmente se observa cómo el poder de frenado se incrementa al aproximarse a su máximo alcance dando lugar a la conocida curva de Bragg (Figura 2) [12]. Los valores específicos del potencial de frenado así como su rango en diversos materiales pueden ser consultados en la base de datos del NIST [13] o en programas de simulación tipo SRIM³ [14].

³SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) es un conjunto de programas de acceso libre para uso científico dirigidos al cálculo del potencial de frenado y rango de iones (de energías 10 eV a 2 GeV) en una amplia variedad de elementos y compuestos. El software está basado en los algoritmos creados por J. P. Biersack y J. F. Ziegler.

3.2. Principio de funcionamiento de los detectores Micromegas

Durante los últimos años, el GIFNA ha tomado especial interés en el desarrollo de la tecnología Micromegas. El objetivo de esta tecnología es mejorar el sistema de amplificación de las cámaras de proyección temporal o TPC (Time Projection Chamber). En las TPCs utilizadas en detectores de partículas, se combina el campo eléctrico y magnético junto con un volumen sensible (gas o líquido) para la reconstrucción tridimensional de las trayectorias o interacciones de las partículas. De forma simplificada, cuando una partícula incide sobre el volumen del detector, esta interactúa con el medio depositando energía. La energía depositada a su paso ioniza las moléculas del medio generando pares cargados que pueden moverse en direcciones opuestas bajo la aplicación de un campo eléctrico externo. El resultado es un pulso eléctrico que puede ser medido y a partir del cual puede reconstruirse la trayectoria de la partícula incidente.

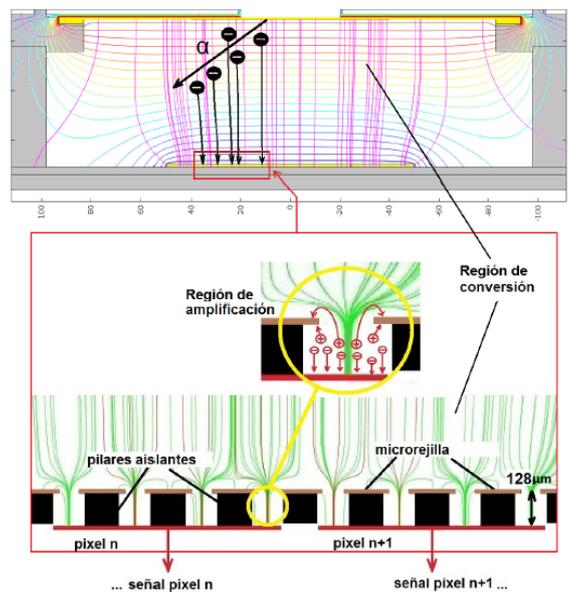


Figura 3: Esquema de una TPC implementada con tecnología Micromegas. Los electrones producidos en la región de conversión son dirigidos a la región de amplificación produciendo un efecto de avalancha debido a la diferencia de voltajes. La región de conversión puede medir desde unos milímetros hasta unos pocos metros, y su campo suele ser inferior a 1 kV/cm. La región de amplificación tiene un espesor de 50 a 150 μm con un campo en torno a 100 kV/cm. La señal eléctrica se recoge por píxeles o *strips* [15].

La tecnología Micromegas se caracteriza por componerse de dos zonas separadas por una micro-rejilla o mesh: región de conversión y región de amplificación (Figura 3). En la región de conversión, las partículas incidentes ionizan el gas y los electrones producidos son dirigidos a la mesh gracias al campo eléctrico aplicado. A continuación, los electrones pasan a la región de amplificación donde se produce un efecto de avalancha dado por un campo eléctrico de elevada magnitud. Por último, los electrones producidos en la avalancha son recogidos en un ánodo multi-pixelado generando una señal eléctrica medible. A partir de esta señal se obtiene información de la energía depositada junto con su proyección espacial. El análisis de esta información permite identificar el tipo de partícula incidente, su trayectoria y su energía.

3.3. Diseño del prototipo

El diseño conceptual del prototipo fue ideado con la intención de actuar como una cámara gaseosa de ionización formada por una vasija contenedora de gas con una pequeña ventana donde colocar las muestras. Para funcionar correctamente debe disponer de un ánodo, que se usa como plano de lectura Micromegas, y un cátodo. Ambos elementos deben poder conectarse a un cierto voltaje para crear el campo eléctrico adecuado en el gas del interior. Además, la señal de salida del plano de lectura debe recogerse con el sistema de adquisición adecuado para su almacenamiento, procesado y análisis.

Con este objetivo, se seleccionó como base del diseño una vasija contenedora de aluminio propiedad del GIFNA. Se trata de una vasija de base cuadrada de dimensión $45 \times 45 \text{ cm}^2$ y altura 18 cm (Figura 4). Las paredes de aluminio tienen un espesor de 1 cm que actúa como un cierto blindaje del exterior. La tapa superior de la vasija fue sustituida por una placa de polietileno (PE) de las mismas dimensiones para facilitar la construcción de una ventana central. Dicha ventana tiene una superficie de $24 \times 21,4 \text{ cm}^2$ y está cubierta por dos rejillas que actúan como soporte para las muestras cuya contaminación superficial se desee medir. Cada rejilla está formada por 18 hilos de acero inoxidable de 1,5 mm de diámetro orientados en paralelo con una distancia entre centros de 13 mm. Las rejillas están colocadas de forma que los hilos de la primera son perpendiculares a los de la segunda.

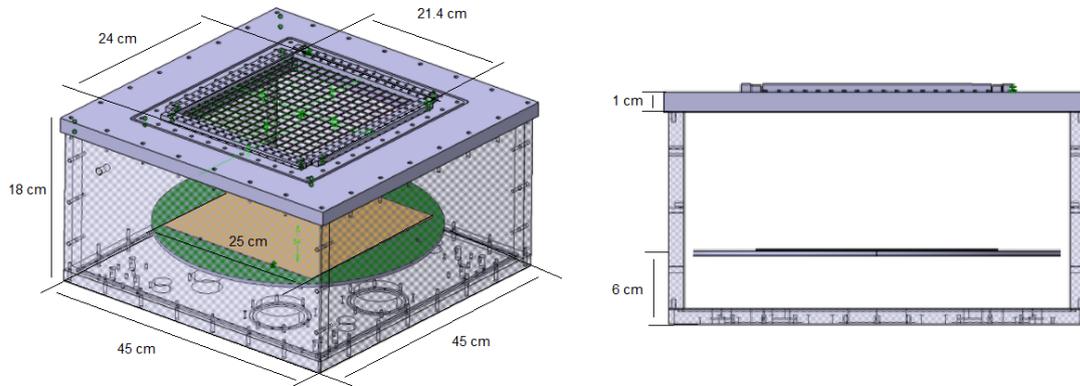


Figura 4: Vista tridimensional y lateral del prototipo de detector.

Entre ambas rejillas se coloca una capa de un finísimo material denominado mylar para impedir la fuga de gas y conformar el cátodo del montaje. Este material está compuesto por una película de politereftalato de etileno de 0,002 mm de espesor con un acabado metalizado de aluminio. El interior de la vasija constituye el volumen activo del detector. En nuestro caso, utilizaremos como volumen gas una mezcla de Argón-Isobutano 1 % (Ar-ISO) al tratarse de uno de los gases disponibles en el laboratorio para realizar pruebas. El gas estará en el interior de la vasija aproximadamente a presión atmosférica ($\sim 1 \text{ bar}$), temperatura 300 K y tendrá una densidad de $1,61 \text{ mg/cm}^3$. Cabe destacar que a efectos prácticos en las interacciones con las alfas el volumen gas actuará esencialmente como Ar.

El bajo porcentaje de isobutano de la mezcla sólo influirá en el proceso de detección acelerando el tiempo de deriva de las cargas de ionización producidas por la interacción de las alfas con el gas. Son las cargas de ionización secundarias las que constituirán la señal recogida por el plano de lectura. Este último elemento, en ocasiones referido como readout, estará compuesto por una placa que utiliza la tecnología Micromegas y recoge la información por *strips*. La configuración de *strips* ha sido elegida al estar disponible en el laboratorio su sistema de adquisición correspondiente. En el diseño del detector el plano de lectura está representado por una placa de cobre de 1 mm de espesor y base cuadrada de $25 \times 25 \text{ cm}^2$. La geometría está construida de manera que el plano de lectura puede desplazarse a lo largo del eje Z del detector dependiendo de la aplicación que se le quiera dar. Como aquí buscamos detectar la ionización producida por partículas alfa cuyo recorrido esperamos que sea de unos pocos centímetros, el plano de lectura se ha situado a una distancia provisional de 12 cm por debajo de la ventana.

4. Simulación del prototipo de detector

El objetivo central de este trabajo es simular la respuesta del prototipo de detector anteriormente descrito ante la emisión de partículas alfa, principalmente aquellas con energías correspondientes a las desintegraciones encontradas en la cadena del ^{222}Rn . Las simulaciones han sido realizadas en paralelo al proceso de construcción del detector real en el laboratorio y durante la primera toma de medidas del mismo. Los resultados de las simulaciones, así como la metodología empleada y las observaciones a tener en cuenta, se encuentran desarrolladas en los siguientes apartados.

4.1. Metodología: entorno REST

Para realizar las simulaciones se ha utilizado el entorno REST (REST-for-Physics) [16]. Se trata de un software colaborativo creado por el grupo de Física Nuclear y de Partículas de la Universidad de Zaragoza basado en las herramientas de ROOT [17] y Geant4 [18]. El software ROOT fue creado en 1994 por el CERN con el objetivo de suministrar las herramientas necesarias para el procesamiento de big data, análisis estadístico, visualización y almacenamiento de datos en sus experimentos. Por su parte, Geant4 es un programa que permite realizar simulaciones de detectores con cualquier geometría y obtener información de las trayectorias e interacciones de partículas.

Combinando estas dos herramientas, REST ofrece un entorno donde a través de la ejecución de una serie de ficheros el usuario puede generar todo tipo de geometrías, materiales y fuentes de partículas. Además, permite simular las interacciones producidas, visualizarlas y extraer información mediante su análisis sin salir del mismo entorno y de manera remota. El código se encuentra continuamente en desarrollo, siendo la versión v2.3.8 la última a la que se ha tenido acceso durante la redacción de la memoria.

4.1.1. Pasos a seguir para lanzar las simulaciones

En primer lugar, accedemos al entorno REST de forma remota mediante MobaXterm usando nuestro usuario de sultan. Una vez dentro podemos crear o modificar los ficheros que constituirán la geometría de nuestro detector. En el archivo geometry.gdml se definen los diferentes volúmenes que formarán el detector así como los elementos del exterior. Las dimensiones, materiales y posiciones de cada volumen definido serán especificados en el fichero setup.gdml.

```
<solids>
<box name="WorldSolid" x="world_size" y="world_size" z="world_size" lunit="mm"/>
<box name="vesselSolid1" x="VesselXSize" y="VesselYSize" z="VesselZSize" lunit="mm" />
<box name="gasSolid1" x="VesselXSize-2*vessel_thickness" y="VesselYSize-2*vessel_thickness" z="VesselZSize-2*vessel_thickness" lunit="mm" />
<box name="topSolid1" x="VesselXSize" y="VesselYSize" z="vessel_thickness" lunit="mm" />
<box name="coverSolid1" x="coverXSize" y="coverYSize" z="cover_thickness" lunit="mm" />
<box name="windowSolid" x="windowXSize" y="windowYSize" z="vessel_thickness" lunit="mm"/>
<box name="mylarSolid" x="windowXSize" y="windowYSize" z="mylar_thickness" lunit="mm"/>
<tube name="wireSolid" startphi="0" deltaphi="360" rmin="0" rmax="wire_radius" z="wire_length" aunit="deg" lunit="mm" />
<box name="muestraSolid" x="muestraXSize" y="muestraYSize" z="muestra_thickness" lunit="mm" />
<box name="readoutSolid" x="readout_size" y="readout_size" z="readout_thickness" lunit="mm"/>
```

Figura 5: Fragmento de código del fichero geometry.gdml en el que se definen los volúmenes.

A continuación, se genera un nuevo fichero tipo AlphaDetector.sh desde el cual se indican los valores concretos de ciertas variables así como el tipo de fuente y número de eventos a simular. Dentro de las fuentes soportadas por REST se encuentran fuentes puntuales, superficiales y volumétricas de todo tipo de partículas elementales e isótopos. En nuestro caso, trabajaremos principalmente con fuentes superficiales definidas como ExtendedSource.rml. En este fichero se puede especificar la dimensión de la superficie desde la cual se lanzan las partículas, su distribución, la energía inicial y, en caso de ser preciso, activar su cadena de desintegración.

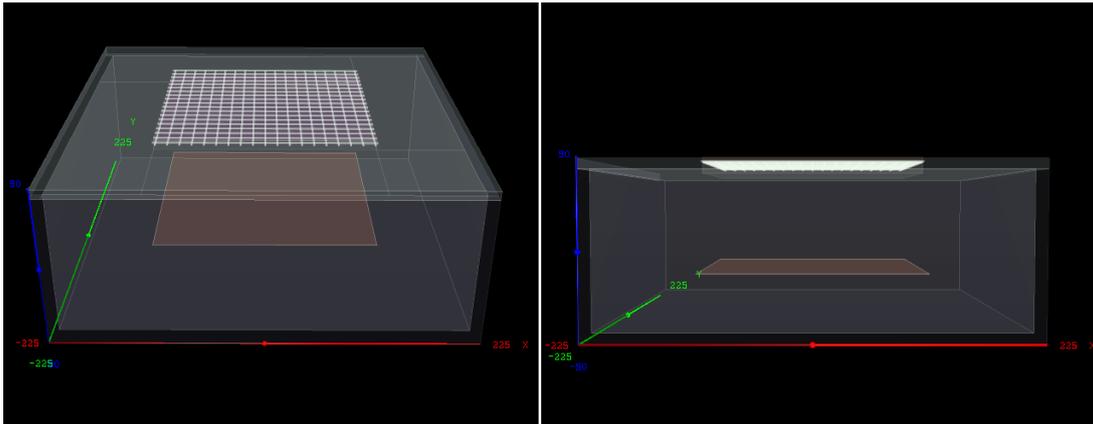


Figura 6: Visualización de la geometría del detector diseñado en REST según el diseño conceptual del prototipo visto en la Sección 3.3. Se observa la vasija de aluminio de dimensiones $45 \times 45 \times 18 \text{ cm}^3$ y paredes de espesor 1 cm. La tapa superior es de PE y se le ha removido el espacio correspondiente a la ventana. Sobre la ventana se sitúan las dos rejillas de 18 hilos de acero inoxidable con la capa de mylar intermedia. El plano de lectura está representado como una placa de cobre de $25 \times 25 \text{ cm}^2$ y 1 mm de espesor situada a 12 cm por debajo de la ventana.

Para lanzar las simulaciones se ejecuta el comando `./AlphaDetector.sh` en el terminal. Los sucesos producidos dentro del volumen activo definido, es decir, el gas del detector, son guardados en un archivo de extensión `.root`. Dichos archivos contienen la información de los sucesos detectados y pueden ser visualizados uno a uno o analizados con Geant4 para calcular la energía total depositada por las partículas, su posición promedio, las interacciones producidas o su distribución espacial. El código de los principales ficheros aquí mencionados empleados para las simulaciones puede consultarse en el Anexo II. Para mayor información respecto al diseño del código, la definición de materiales, fuentes y geometrías, y los procesos de análisis consultar las referencias [16 – 18].

4.2. Calibración con fuente de ^{241}Am

Partiendo de la geometría creada en REST basada en el prototipo de detector representada en la Figura 6, vamos a lanzar una primera simulación de prueba utilizando una fuente de ^{241}Am . La razón por la cual tomamos esta decisión es debido a que este isótopo será utilizado posteriormente para la calibración del detector real en el laboratorio. El ^{241}Am es un emisor de partículas alfa de una energía similar a las que esperamos encontrar en la progenie del ^{222}Rn . Como se muestra en la Figura 7, el ^{241}Am tiene dos modos de decaimiento principales: el 85,2 % de las veces decae al ^{237}Np emitiendo una partícula α de 5,486 MeV y el 12,8 % emite α de 5,443 MeV. Ambos decaimientos se producen a niveles excitados del ^{237}Np dando lugar a la emisión de γ al decaer a niveles inferiores. Dada la proximidad de las energías encontradas, en la práctica esperamos detectar α entre 5,5 – 5,4 MeV, γ por debajo de 60 keV y rayos X.

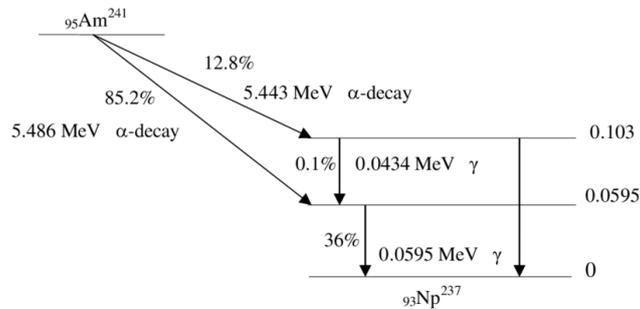


Figura 7: Desintegración del isótopo ^{241}Am a ^{237}Np . El 85,2 % de las veces decae emitiendo una α de 5,486 MeV y el 12,8 % con una α de 5,443 MeV. El 2 % restante son α de 5,388 MeV. Los decaimientos se producen a niveles excitados del ^{237}Np desde los cuales se emiten mayoritariamente γ de 60 keV [19].

Para reproducir al máximo posible las condiciones experimentales de la fuente, diseñamos una cápsula de teflón en la cual está incrustada la capa de ^{241}Am . La cápsula está definida como un cilindro de teflón de 5 mm de altura y diámetro exterior de 18 mm con un hueco central de 6 mm de diámetro en cuya parte superior se sitúa una fuente superficial de ^{241}Am . Los eventos serán lanzados desde el reposo y de forma isotrópica. Como el ^{237}Np tiene una vida media de $2,1 \cdot 10^6$ años, no tendremos en cuenta en nuestra simulación su progenie porque no se observará experimentalmente.

Situando la cápsula sobre las rejillas en posición central lanzamos 500000 eventos de ^{241}Am . De los 500000 eventos iniciales sólo 23563 son detectados en el volumen activo en la forma de partículas α , γ de la desexcitación del ^{237}Np a niveles inferiores y rayos X. La pérdida de eventos se debe, en primer lugar, a que los estamos lanzando de manera isotrópica desde la fuente y sólo un porcentaje de ellos salen con dirección a la ventana del detector con el ángulo sólido delimitado por la cápsula. En segundo lugar, antes de entrar al volumen activo tienen que atravesar las rejillas y el mylar, pudiendo perder energía y quedarse ahí depositados⁴. Centrándonos en los eventos que sí entran al detector, en la Figura 8 se muestra un evento doble en el que se observa una partícula α acompañada de una emisión γ del ^{237}Np .

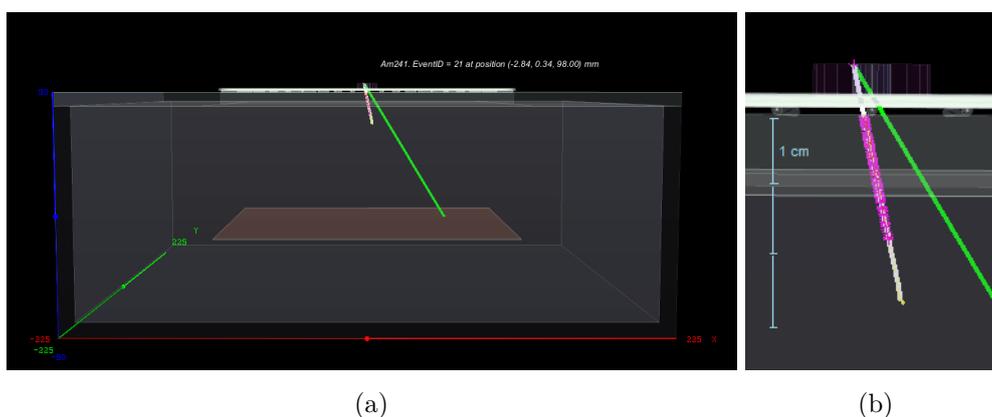


Figura 8: a) Visualización de un evento correspondiente a una partícula α (blanco) y una γ producida en la desexcitación del ^{237}Np a un nivel inferior (verde) procedentes de la fuente de ^{241}Am . b) Zoom sobre la partícula α al atravesar la ventana. Se aprecia cómo a lo largo de su trayectoria la α ioniza el medio (morado) y alcanza una profundidad de unos pocos centímetros.

Una vez completada la simulación, procedemos a analizar con Geant4 el fichero .root generado para extraer la información global de la energía depositada en el volumen gas (Figura 9.a). A primera vista, se observa un pico pronunciado en la zona de baja energía (< 100 keV) y un espectro más suave en la zona de los 3,7 – 4,4 MeV. Esta última parte se corresponde con la energía depositada por las partículas α que salen de la fuente de ^{241}Am con 5,5 – 5,4 MeV. La diferencia entre la energía inicial y la depositada por las partículas α nos indica la existencia de una pérdida de al menos 1 MeV previa a la entrada al detector. Dicha pérdida vendrá causada por el recorrido de la α entre la fuente y la ventana, en cuya mínima extensión implica: 5 mm de aire hasta salir de la cápsula, 1,5 mm de aire por la primera rejilla, 0,002 mm de mylar y 1,5 mm de aire por la segunda rejilla. En el Anexo III puede consultarse una tabla con el poder de frenado calculado con SRIM para partículas α en dichos medios.

⁴El rango de partículas α con energías alrededor de 5,5 MeV en acero inoxidable es del orden de $10 \mu\text{m}$, por lo que no serán capaces de atravesar los hilos de 1,5 mm de diámetro. Sólo las que entren por el espacio entre hilos llegarán al interior del detector.

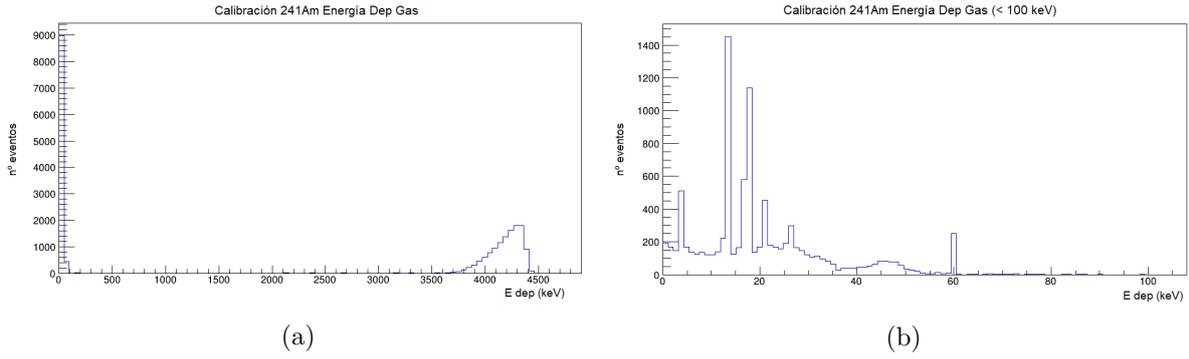


Figura 9: a) Espectro de energía depositada en el volumen gas por la fuente ^{241}Am . Los eventos en la zona de 3,7 – 4,4 MeV se corresponden con la energía depositada por las partículas α . La energía máxima se debe a las α que salen con menor inclinación y, por tanto, pierden menor energía antes de entrar. Por otro lado, el ángulo sólido de la cápsula limita la inclinación permitida y es por ello que el espectro de las α no se extiende a energías menores. b) Ampliación en la zona del espectro de energía < 100 keV. Los picos se asocian a la emisión de γ (60 y 26 keV) y rayos X característicos.

En cuanto a los eventos de baja energía, en la Figura 9.b se muestra el resultado de ampliar la zona del espectro con energía inferior a 100 keV. En la gráfica se aprecian varios picos que podemos asociar a la energía depositada por las partículas γ y los rayos X característicos. Consultando en la página web de The Lund/LBNL Nuclear Data Search el decaimiento del ^{241}Am [20], vemos que las energías de las partículas γ emitidas más probables ($E_\gamma = 59,54$ keV, $I_\gamma = 35,9\%$ y $E_\gamma = 26,34$ keV, $I_\gamma = 2,4\%$) se corresponden con los picos de energía alrededor de los 60 keV y 26 keV, respectivamente. El motivo por el que siendo más probable la γ de 60 keV produce menos eventos en el detector que la de 26 keV se debe a que la probabilidad de interacción por efecto fotoeléctrico de estas partículas disminuye cuanto mayor es su energía. De forma similar podemos asociar el resto de picos significativos de baja energía a las principales emisiones de rayos X. No obstante, debemos puntualizar que en la práctica estos sucesos de baja energía serán indistinguibles entre sí. Por un lado porque nos interesará ajustar el detector para observar sucesos α en el orden de los MeV y, por otro lado, incluso ajustando el detector en la zona de baja energía la resolución del mismo impediría ver los picos por separado.

Volviéndonos a centrar en las partículas α , además de la energía que depositan en el gas es importante conocer su distribución. El análisis de Geant4 nos ofrece información de la posición promedio de la energía total depositada por cada partícula en los ejes X, Y y Z. En nuestro detector el origen de coordenadas se encuentra en el centro del volumen gas delimitado por la vasija y la profundidad se mide en el eje Z. De esta forma, la superficie de la ventana se sitúa a 90 mm en este eje y el plano de lectura está a -30 mm. En la Figura 10 se muestra la distribución de posiciones medias de la energía depositada por cada evento en el plano XY y en vista tridimensional. Notamos que el patrón de las rejillas no se aprecia al estar representando las posiciones medias y, además, la variedad de ángulos con los que inciden las partículas difumina el efecto de estas.

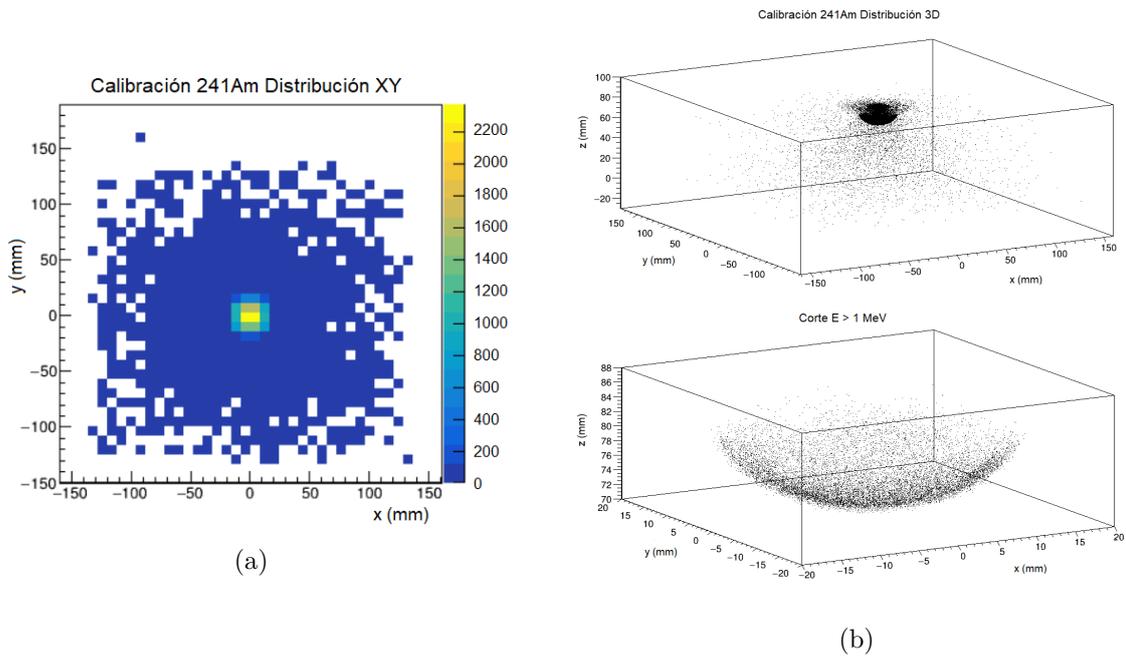


Figura 10: a) Distribución en el plano XY de la posición promedio de la energía depositada por los eventos procedentes de la fuente ^{241}Am . Se aprecia una alta concentración de eventos alrededor de la fuente. b) Distribución tridimensional global (arriba) y zoom para $E > 1 \text{ MeV}$ correspondiente a las α (abajo). Se observa cómo desaparecen los eventos de mayor penetración asociados a rayos X y γ .

En la Figura 10.a se ha representado la distribución en el plano XY de la posición promedio de la energía depositada en cada evento. Destaca una alta concentración de eventos en la posición central delimitada por la cápsula, rodeada de un halo de sucesos menos probables. Complementando esta información con la que nos aporta la representación 3D de la Figura 10.b, se deduce que las α se distribuyen en torno a la fuente formando una especie de bóveda invertida delimitada por el ángulo sólido de la cápsula mientras que el resto de partículas tiene una distribución variable. Fijándonos en el corte para $E > 1 \text{ MeV}$, se observa que la posición promedio de la energía depositada por las partículas α varía en torno a los 80 – 70 mm en el eje Z y $\pm 15 \text{ mm}$ en los ejes X e Y. Esto es compatible con el comportamiento esperado, ya que el rango de las α de energía 4,4 MeV en Ar ($\rho = 1,61 \text{ mg/cm}^3$) es de aproximadamente 33 mm.

Según la curva de Bragg, las partículas α depositan mayor energía al final de su recorrido por lo que la posición promedio de energía depositada no estará a mitad de trayectoria sino desplazada hacia el extremo final. Por tanto, se espera que la distancia desde el punto de entrada a la posición representada sea ligeramente inferior al rango total. Un ejemplo de esto son las α que entran con menor inclinación al detector teniendo la práctica totalidad de su trayectoria paralela al eje Z. En dichos casos, la posición promedio de la energía depositada será la más alejada de la superficie, es decir, unos 70 mm. Considerando que entran al detector en 90 mm, la distancia en la que depositan la mitad de su energía es de 20 mm, o lo que es lo mismo, casi 2/3 de su rango total. Estos cálculos nos aportan solo una visión aproximada porque, por un lado,

es muy poco probable estadísticamente que una α entre completamente paralela al eje, más aún considerando que los hilos de las rejillas pasan justo por debajo del punto central de la fuente. Por otro lado, el análisis de Geant4 no nos ofrece información de la posición final de las α de manera global, siendo sólo accesible al visualizar los eventos uno por uno como en el ejemplo mostrado en la Figura 8.

Como comentario final acerca de esta primera simulación podemos extraer que el diseño del prototipo propuesto sería capaz de detectar partículas α procedentes del ^{241}Am y, en consecuencia, debería poderse utilizar para detectar la progenie del ^{222}Rn . Los resultados obtenidos en esta sección servirán para comparar la respuesta teórica del detector frente a la experimental, ayudándonos a identificar posibles discrepancias y corregir errores, tanto experimentales como aquellos asociados a las simulaciones.

4.3. Contaminación ambiental de ^{222}Rn y su progenie

A continuación, vamos a simular la respuesta del prototipo ante la presencia de contaminación ambiental de ^{222}Rn y su progenie. La razón por la que nos interesa realizar este estudio es debido a que el detector real se encuentra en unas condiciones en las que es susceptible al exterior. Actualmente el detector no dispone de una cámara que lo proteja de la contaminación ambiental existente en el aire del laboratorio, por lo que la progenie del ^{222}Rn puede depositarse en su superficie e introducirse en el interior a través de la ventana.

Para ello, regresamos a la geometría original del detector sin la fuente de ^{241}Am y generamos una fuente superficial extensa (o *Extended Source*) que cubra la totalidad de la ventana. La fuente escogida tendrá una dimensión de $25 \times 25 \text{ cm}^2$ y estará posicionada directamente sobre la rejilla superior. Cabe mencionar que siendo realistas los eventos deberían ser lanzados desde un volumen de aire situado sobre la ventana. El motivo por el que optamos por utilizar una fuente superficial en su lugar es debido a que el porcentaje de eventos que entrarían al detector desde un volumen es extremadamente bajo y el tiempo de simulación requerido para tener una estadística representativa sería inabordable en las condiciones en las que se ha realizado este trabajo. A pesar de esto, la fuente superficial debería servir como una buena aproximación al caso real ya que serán los isótopos más próximos a la ventana los que se verán preferentemente atraídos a su interior.

En esta ocasión vamos a realizar tres simulaciones de carácter complementario. Primero, comenzamos lanzando desde la *Extended Source* isótopos de ^{222}Rn en reposo con la cadena de desintegración activa (*Full Chain*). Esta opción nos permitirá comprobar qué partículas de la cadena seríamos capaces de detectar en el caso hipotético de darse todas las desintegraciones simultáneamente. Es decir, la simulación reproduce las desintegraciones de la cadena sin tener en cuenta la vida media de cada isótopo. En la Figura 11.a se muestra el espectro de energía depositada en el volumen gas obtenido al lanzar 50000 eventos iniciales de ^{222}Rn . En la zona

de baja energía se observa una acumulación de eventos producto de las desintegraciones β de la cadena, emisión de γ y rayos X. Por otro lado, en el orden de los MeV se aprecian varios picos asociados a las distintas α de la cadena. Para facilitar la visualización de estos picos se ha hecho un corte superior a $E > 2$ MeV en la Figura 11.b.

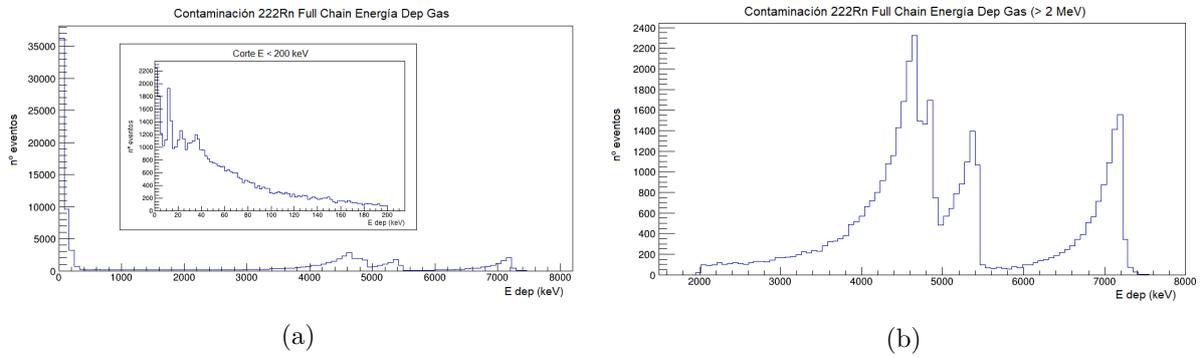


Figura 11: a) Espectro de energía depositada en el volumen gas desde la *Extended Source* 25×25 cm² de ²²²Rn *Full Chain*. Los eventos de baja energía del zoom interior se asocian a los e^- de las desintegraciones β , emisión γ y rayos X. b) Espectro ampliado para $E > 2$ MeV. Los picos se corresponden con las α de la cadena (de izquierda a derecha): ²¹⁰Po ($E_\alpha = 5,3$ MeV), ²²²Rn ($E_\alpha = 5,5$ MeV), ²¹⁸Po ($E_\alpha = 6,0$ MeV) y ²¹⁴Po ($E_\alpha = 7,7$ MeV).

Comparando los picos de la Figura 11.b con las energías de las α encontradas en la cadena del ²²²Rn (Figura 1) podemos asociar cada pico a una desintegración. El pico de mayor energía cercano a los 7,2 MeV se corresponde con la α de 7,7 MeV de la desintegración del ²¹⁴Po. El siguiente pico de 5,4 MeV se asocia a la α de 6,0 MeV del ²¹⁸Po. Por último, los dos picos más próximos de 4,9 MeV y 4,7 MeV se deben, respectivamente, a la α de 5,5 MeV del ²²²Rn y la de 5,3 MeV del ²¹⁰Po. La diferencia de energía existente en cada pareja se debe a las pérdidas de energía producidas al atravesar el mylar y el espacio de aire entre las rejillas. En el Anexo III se muestra una selección de valores del poder de frenado y el rango de partículas α en este orden de energías calculados por SRIM.

Si bien a partir de la simulación anterior se ha visto el espectro de energía que depositaría en el detector la cadena del ²²²Rn, las vidas medias de los isótopos implicados imposibilitan observar este mismo espectro experimentalmente. Suponiendo que se quiera realizar una medición de fondo de la contaminación ambiental presente en el aire del laboratorio, los isótopos que se detectarían de forma predominante serán el ²²²Rn (más específicamente la partícula α) y el ²¹⁸Po ionizado que será atraído a la ventana por el voltaje aplicado sobre el cátodo. Por tanto, vamos a realizar dos nuevas simulaciones desde la misma configuración lanzando isótopos de ²²²Rn y ²¹⁸Po, esta vez con el resto de la cadena desactivada. Esto equivale a tener en cuenta solo el primer decaimiento del isótopo inicial, lo que nos permitirá visualizar en mayor detalle la energía depositada en el detector por estos dos isótopos. Como el ²²²Rn y el ²¹⁸Po se desintegran α el 100 % de las veces y no presentan emisiones de rayos X o γ de baja energía, esperamos registrar únicamente la energía depositada por las α .

En las Figuras 12 y 13 se muestran los resultados obtenidos para las respectivas simulaciones tras lanzar 50000 eventos iniciales⁵. En ambos casos se observa un espectro de energía con un pico correspondiente a la máxima energía depositada por las partículas α . La posición de los picos concuerda con la asignación realizada anteriormente, confirmando que de las energías iniciales solo se depositan en el gas del detector $5,5 \rightarrow 4,9$ MeV y $6,0 \rightarrow 5,4$ MeV como máximo.

Con respecto a la distribución espacial de la energía depositada, ambos casos muestran un comportamiento similar. Los sucesos se concentran en el plano XY en torno a la proyección dada por la ventana con una profundidad en el eje Z variable en función del ángulo de entrada. Como en esta ocasión estamos simulando desde una fuente que cubre toda la ventana, las α pueden entrar con ángulos mayores recorriendo menor distancia en la vertical. Además, la profundidad máxima es mayor que en el caso del ^{241}Am al tener mayor energía inicial y, por tanto, mayor rango. Por otro lado, la estadística no es suficiente para discernir si la apariencia de diente de sierra en el eje Z y la no-uniformidad en el plano XY se debe a los choques de las α con los hilos de acero de las rejillas.

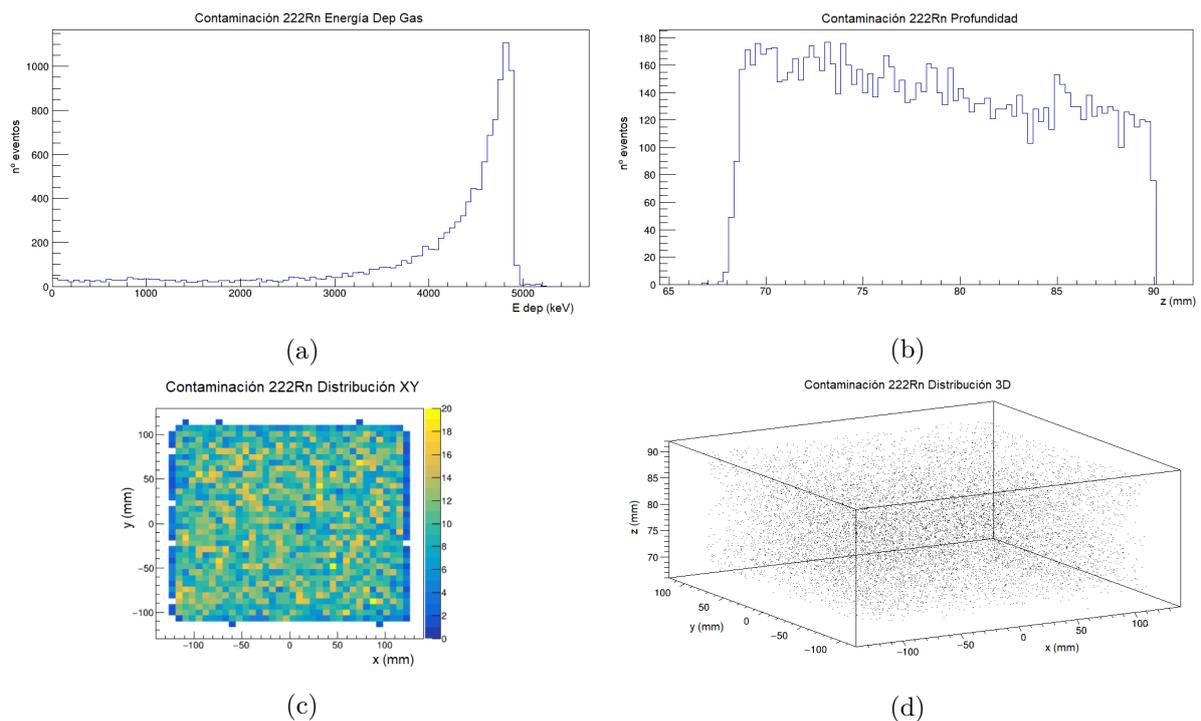


Figura 12: a) Espectro de energía depositada en el gas por el primer decaimiento del ^{222}Rn . Toda la energía depositada proviene de las α de 5,5 MeV. b) Distribución de la posición promedio de la energía depositada por cada evento en el eje Z. c) Distribución en el plano XY d) Distribución tridimensional.

⁵En el caso del ^{222}Rn se detectan 11171 eventos y para el ^{218}Po tenemos 11080. Un cálculo simplificado indica que de la mitad de partículas que aproximadamente salen en dirección a la ventana solo un 45% consiguen dejar señal en el interior del detector.

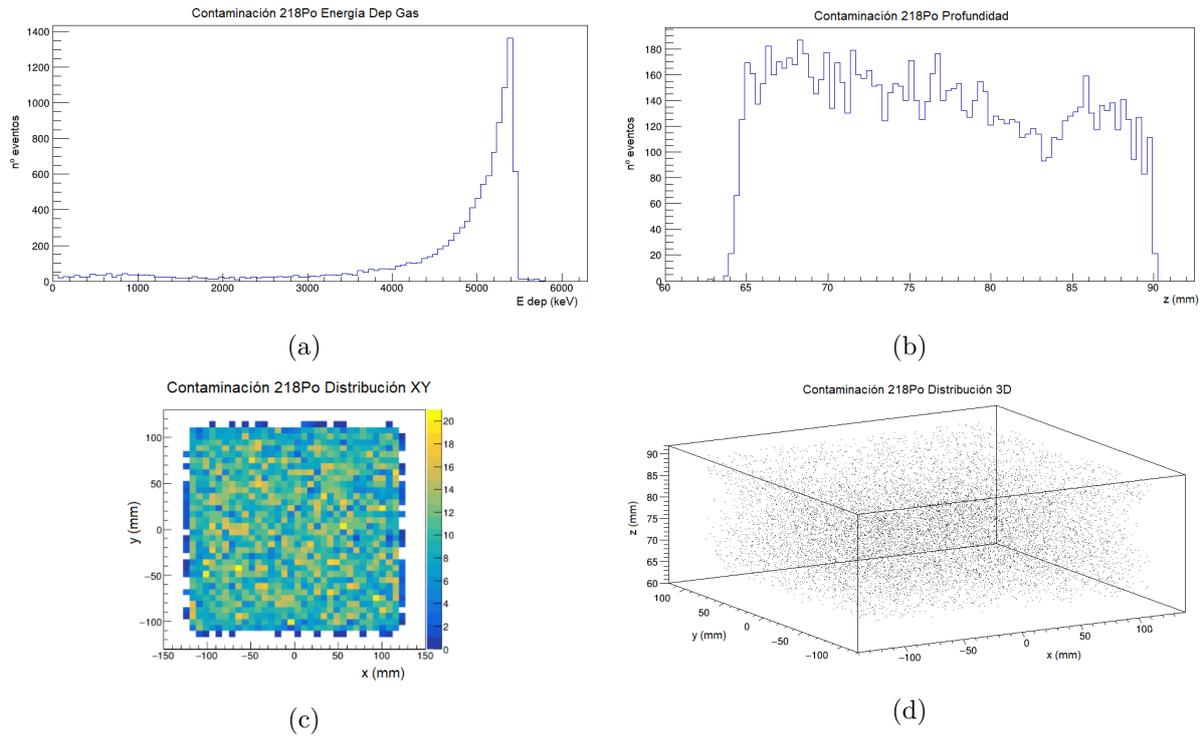


Figura 13: a) Espectro de energía depositada en el gas por el primer decaimiento del ^{218}Po . La energía depositada proviene de las α de 6,0 MeV. b) Distribución de la posición promedio de la energía depositada por cada evento en el eje Z. c) Distribución en el plano XY d) Distribución tridimensional.

Resulta preciso comentar que si quisiéramos obtener información más extensa del efecto de la contaminación ambiental deberíamos realizar un estudio del resto de isótopos de la cadena del ^{222}Rn hasta llegar al ^{210}Pb . No obstante, las simulaciones aquí presentadas nos dan una idea de la energía depositada y la distribución de las α más próximas energéticamente a las del ^{210}Po . Son las α de este último isótopo las que buscamos identificar al medir la contaminación superficial en materiales causada por la presencia de ^{210}Pb .

4.4. Contaminación superficial de ^{210}Pb , ^{210}Bi y ^{210}Po

En esta sección nos vamos a dedicar al propósito central de este trabajo: simular la respuesta del prototipo ante la contaminación superficial de ^{210}Pb y su progenie en muestras materiales. Para nuestro primer estudio, optamos por definir un volumen muestra de cobre de base $5 \times 2 \text{ cm}^2$ y 0,5 cm de espesor. El motivo de elección de este material se debe a que el cobre es utilizado comúnmente en experimentos de bajo fondo por su alta radiopureza. La muestra se colocará sobre la rejilla superior en posición centrada e irá acompañada por una *Extended Source* situada en su cara inferior desde la que se simulará la contaminación superficial. La geometría del detector con la muestra de cobre acompañada de un evento producido por una α del ^{210}Po puede observarse en la Figura 14.

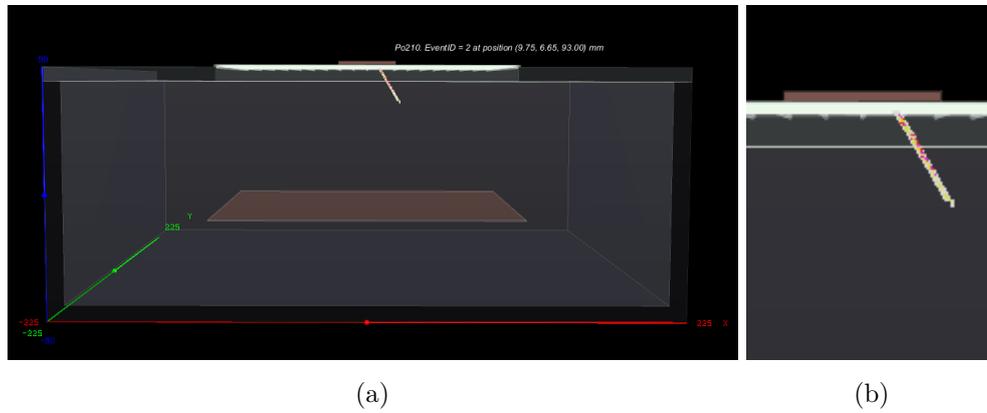


Figura 14: a) Visualización de la geometría del detector con la muestra de cobre situada sobre las rejillas en posición central. El evento mostrado se corresponde a una α de 5,3 MeV del decaimiento del ^{210}Po . b) Zoom sobre la muestra de cobre (marrón) y la trayectoria de la partícula α (blanco). Se observa la ionización del medio producida a su paso (morado).

De manera similar a la realizada para el estudio de la contaminación ambiental del ^{222}Rn vamos a llevar a cabo varias simulaciones complementarias. En primer lugar, probamos a lanzar desde la superficie de la muestra 50000 isótopos en reposo de ^{210}Pb con la cadena de desintegración activa (*Full Chain*). Esto nos permitirá observar de manera conjunta los productos de los decaimientos del ^{210}Pb , ^{210}Bi y ^{210}Po . Al contrario que en el caso anterior, una vez que el ^{210}Pb acumulado en la superficie de los materiales comience a decaer a ^{210}Bi los dos siguientes decaimientos tienen lugar en un periodo de 5,01 y 138 días, por lo que sí pueden darse ambos en el transcurso de un experimento real. En la Figura 15 se ha representado el espectro de energía depositada en el gas y su distribución promedio en el eje Z, plano XY y tridimensional. Como era de esperar, en el espectro de energía se observa un continuo que alcanza su máximo en los 4,7 MeV correspondiente con la energía depositada por las α del ^{210}Po , y un gran número de eventos de poca energía procedentes de las desintegraciones β del ^{210}Pb y el ^{210}Bi , rayos X y γ . Más adelante ambas zonas del espectro serán analizadas para el ^{210}Bi y el ^{210}Po por separado en las Figuras 17.a y 18.a, respectivamente.

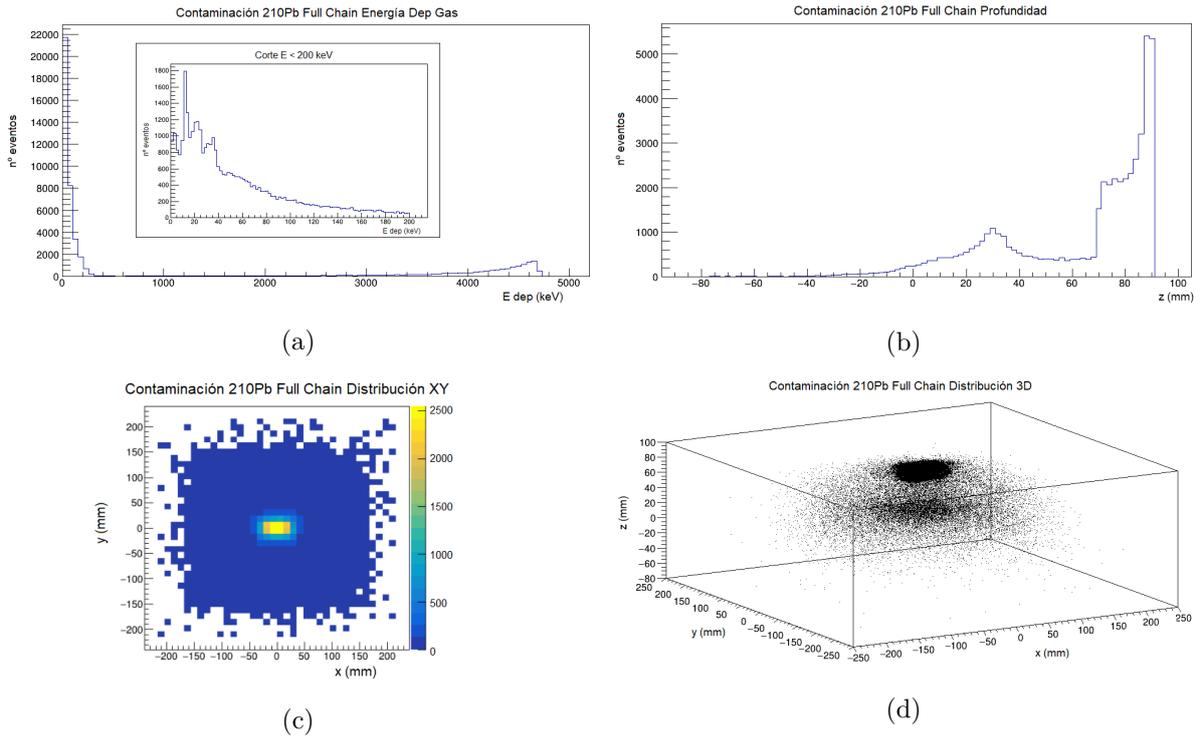


Figura 15: a) Espectro de energía depositada en el gas al lanzar desde la superficie de la muestra de cobre ^{210}Pb *Full Chain*. Se identifican en la zona de los 4,7 MeV las α del ^{210}Po y destaca la alta cantidad de eventos de baja energía (zoom interior). b) Distribución de la posición promedio de la energía depositada por cada evento en el eje Z. La profundidad varía en función de la partícula que deposita la energía: α , e^- , γ , rayos X. c) Distribución en el plano XY. d) Distribución tridimensional. La energía depositada se concentra principalmente en torno a la muestra y alrededor de los 30 mm del eje Z.

Respecto a la distribución espacial de la energía promedio depositada por la cadena del ^{210}Pb , observamos una amplia variedad de comportamientos debido a la diversidad de partículas emitidas. Existe una gran cantidad de eventos que depositan toda su energía nada más entrar al detector. Esto se aprecia en el pico de eventos alrededor a los 90 mm en el eje Z (Figura 15.b) y en la concentración bajo la muestra en la Figura 15.c. La extensión del pico en el eje Z hasta los 70 mm se debe a las partículas α del ^{210}Po tal como se ve de manera más clara en la Figura 18.b. El resto de eventos de mayor profundidad se asocian a eventos de menor energía tales como los e^- emitidos en las desintegraciones β , alguna γ y rayos X. Destaca en esta zona el pico de eventos en torno a los 30 mm, justo a mitad de la distancia entre la ventana (90 mm) y el plano de lectura (-30 mm). La visualización individual de los eventos nos indica que estos pueden ser debidos a e^- procedentes de las desintegraciones β . En la Figura 16 se muestra un ejemplo correspondiente a la desintegración β del ^{210}Bi : la energía se reparte entre el e^- y el $\bar{\nu}_e$. Mientras que el $\bar{\nu}_e$ no interacciona con el gas del detector y sigue una trayectoria recta, el e^- va depositando energía y modificando su trayectoria en cada interacción con el medio hasta llegar al plano de lectura. Como el depósito de energía tiene lugar a lo largo de toda la trayectoria, la posición promedio estará alrededor de los 30 mm coincidiendo con el pico observado.

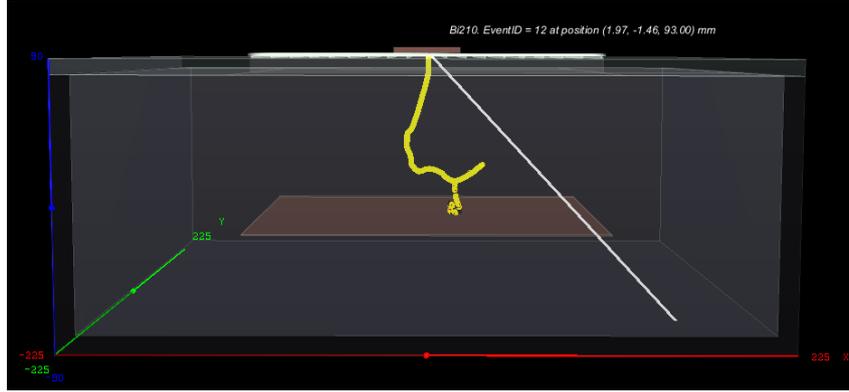


Figura 16: Visualización de un evento correspondiente a la desintegración β del ^{210}Bi desde la muestra de cobre. La energía de la reacción ($Q_\beta = 1,162$ MeV) se reparte entre el e^- y el $\bar{\nu}_e$. En este caso el e^- se lleva 780,88 keV y el $\bar{\nu}_e$ 380,35 keV. Debido a sus propiedades el $\bar{\nu}_e$ no interacciona con el detector y sigue una trayectoria recta (blanco). Por su parte, el e^- sufre interacciones a lo largo de su recorrido que modifican su trayectoria. En cada interacción deposita energía (amarillo) hasta llegar al plano de lectura.

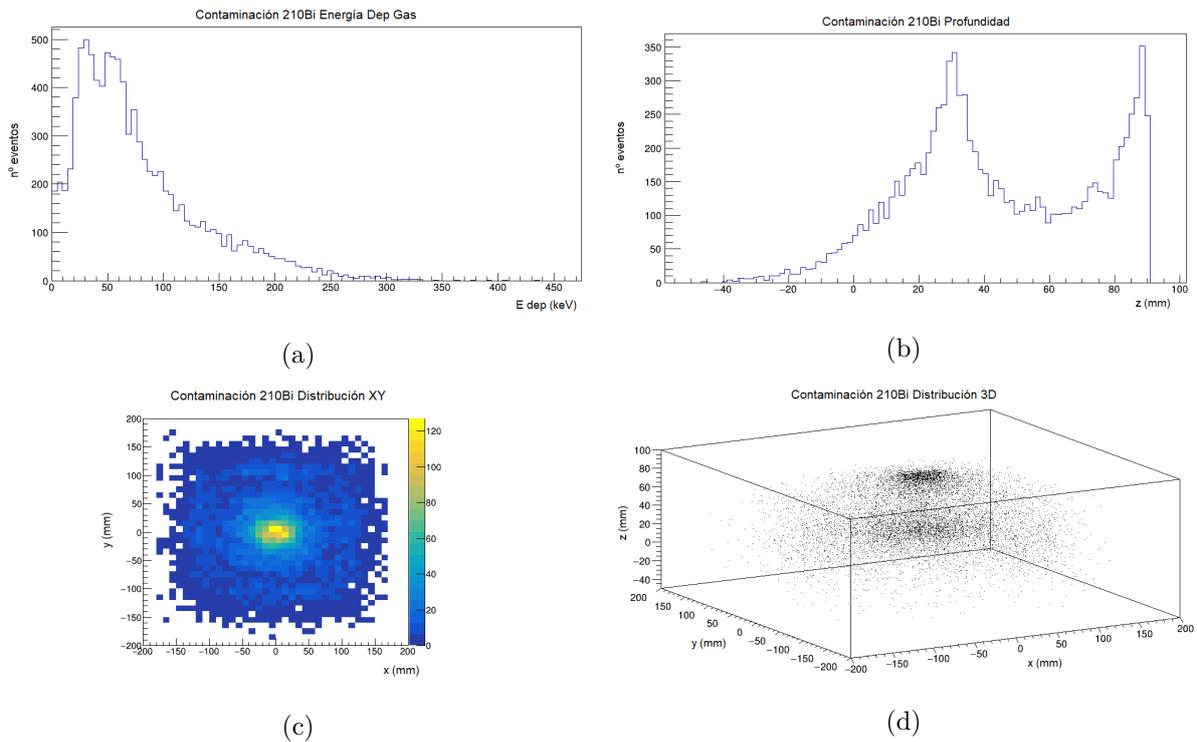


Figura 17: a) Espectro de energía depositada en el gas al simular desde la superficie de la muestra de cobre 20000 eventos del ^{210}Bi . Al no tener emisión de rayos X o γ relevantes, la energía depositada se deberá a procesos con e^- procedentes de la desintegración β . b) Distribución de la posición promedio de la energía depositada por cada evento en el eje Z. Se observa un espectro continuo con dos picos: uno en la entrada del detector (90 mm) y otro alrededor de los 30 mm. c) Distribución en el plano XY. d) Distribución tridimensional. La energía depositada se concentra principalmente en torno a la muestra (choques con la superficie de la muestra, rejillas) y alrededor de los 30 mm del eje Z.

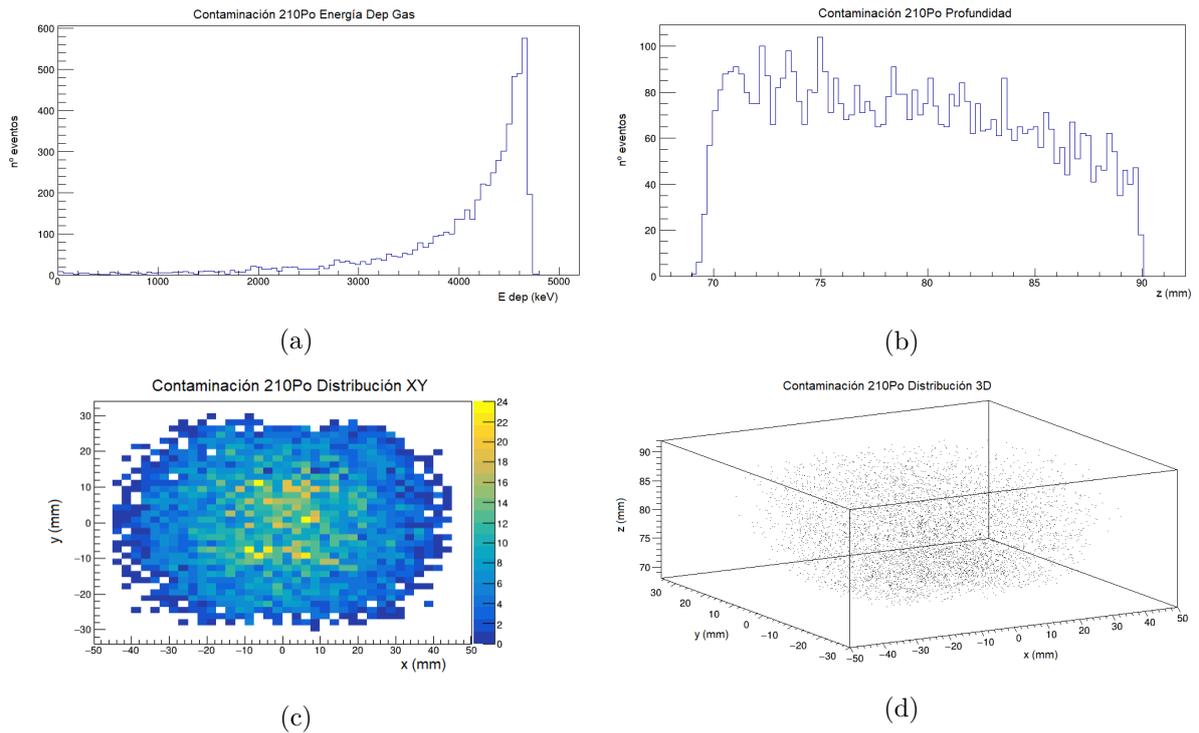


Figura 18: a) Espectro de energía depositada en el gas al simular desde la superficie de la muestra de cobre 20000 eventos del ^{210}Po . Al carecer de emisión de rayos X o γ relevantes, la energía depositada se deberá principalmente a las α de 5,3 MeV procedentes del decaimiento al ^{206}Pb (estable). b) Distribución de la posición promedio de la energía depositada por cada evento en el eje Z. Se observa un espectro continuo desde la entrada del detector (90 mm) hasta los 70 mm. c) Distribución en el plano XY. d) Distribución tridimensional.

En la Figura 18 se muestra el aspecto de la energía depositada por las partículas α de 5,3 MeV que esperaríamos detectar para una muestra contaminada superficialmente con ^{210}Po . El pico de energía máxima depositada se encuentra alrededor de los 4,7 MeV, lo que nos indica una pérdida de energía mínima de 0,6 MeV entre la zona de las rejillas y el mylar. Un estudio respecto a la pérdida de energía en el mylar se encuentra en la Sección 4.5.1. Fijándonos en la distribución espacial, comprobamos que el depósito de energía promedio se produce dentro del rango dado por SRIM para una α de 4,7 MeV en gas Ar: 36,6 mm. De nuevo aparece en la gráfica de profundidad un aspecto de diente de sierra que puede deberse a la falta de estadística. En la distribución en el plano XY y tridimensional, se aprecia cómo la energía depositada se concentra en torno a la proyección dada por la muestra.

En conclusión, las simulaciones presentadas en esta sección nos dan información de los eventos, energía depositada y distribución en el volumen gas que se detectarían con el prototipo al medir la contaminación superficial de ^{210}Pb y su progenie en una muestra de cobre. Los resultados obtenidos indican la presencia de una alta cantidad de eventos de baja energía derivados de las desintegraciones β de la cadena, así como una clara distinción de las α producidas por el ^{210}Po . Se espera que los resultados sean extrapolables a muestras de diferente tamaño.

4.5. Otras simulaciones

Para finalizar la presentación de resultados obtenidos por las simulaciones realizadas en este trabajo nos centramos en dos casos específicos. En primer lugar, vamos a comprobar el efecto de la lámina de mylar en la pérdida de energía de las partículas α que entran al detector. Como las α que nos interesa detectar en última instancia son las del ^{210}Po tomaremos este isótopo como caso de estudio. Por otro lado, debido a que los componentes del detector real han sido utilizados previamente en otros experimentos y/o han estado expuestos al aire en algún momento, es de esperar que presenten contaminación superficial de ^{210}Pb . De todos los posibles componentes, la contaminación que puede resultar más problemática es la del plano de lectura al ser el elemento más sensible donde se recibe la información.

4.5.1. Pérdida de energía en el mylar: caso particular ^{210}Po

Manteniendo la geometría del detector utilizada en la Sección 4.4. modificamos la lámina de mylar de forma que cubra únicamente la mitad de la ventana y aumentamos el tamaño de la base de la muestra de cobre a $24 \times 21,4 \text{ cm}^2$. A continuación, desde una fuente superficial adaptada a las nuevas dimensiones de la muestra lanzamos 20000 eventos de ^{210}Po desde el reposo y de forma isótropa (Figura 19.a). Como resultado tendremos que aproximadamente la mitad de las α que entren al detector lo harán atravesando la lámina de mylar y la otra mitad no. Estos nos permitirá conocer la pérdida de energía producida en el mylar y, por defecto, la correspondiente a los 1,5 mm de aire por cada rejilla. Para evitar posibles choques no deseados y la pérdida de eventos se ha optado por quitar las rejillas manteniendo las distancias entre componentes.

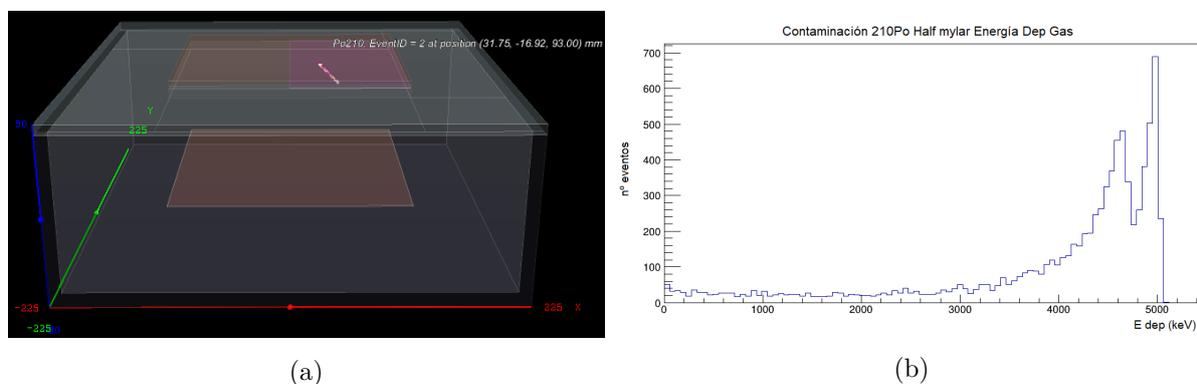


Figura 19: a) Visualización de la geometría con el mylar (morado) cubriendo la parte derecha de la ventana y una muestra de cobre desde cuya superficie contaminada por ^{210}Po se emite una α . b) Espectro de energía depositada en el gas con esta configuración. Se observan dos picos: el de mayor energía se corresponde con las α de la zona sin mylar y el de menor energía zona con mylar.

Fijándonos en el espectro de la energía depositada de la Figura 19.b encontramos dos picos: el primero de 4,7 MeV se corresponde con las α que atraviesan el mylar (similar al pico observado en la Figura 18.a) y el segundo de 5,0 MeV se asocia a las α que llegan al detector por la zona sin mylar. Por tanto, se estima que las α de 5,3 MeV del ^{210}Po pierden como mínimo 0,3 MeV en el mylar y otros 0,3 MeV en los 3 mm de aire delimitados por las rejillas.

4.5.2. Contaminación de ^{210}Pb en la superficie del plano de lectura

Por último, vamos a simular la presencia de contaminación por ^{210}Pb sobre la superficie del plano de lectura. Con la configuración original del prototipo, generamos una *Extended Source* de $25 \times 25 \text{ cm}^2$ y la colocamos sobre la cara superior de la placa de cobre que representa al plano de lectura en la simulación. Desde su superficie lanzamos eventos del ^{210}Pb (en reposo e isótopos) con la cadena de desintegración activada para ver también los decaimientos del ^{210}Bi y el ^{210}Po . En la Figura 20 se muestran los resultados obtenidos tras lanzar 20000 eventos iniciales de ^{210}Pb . Como era de esperar, en la energía depositada en el gas observamos un pico aislado en 5,3 MeV correspondiente a las α del ^{210}Po que ahora sí depositan toda su energía en el interior del detector. En la zona de baja energía ($E < 200 \text{ keV}$) aparece un continuo asociado principalmente a las energía depositadas por la interacción de los e^- y su radiación de frenado.

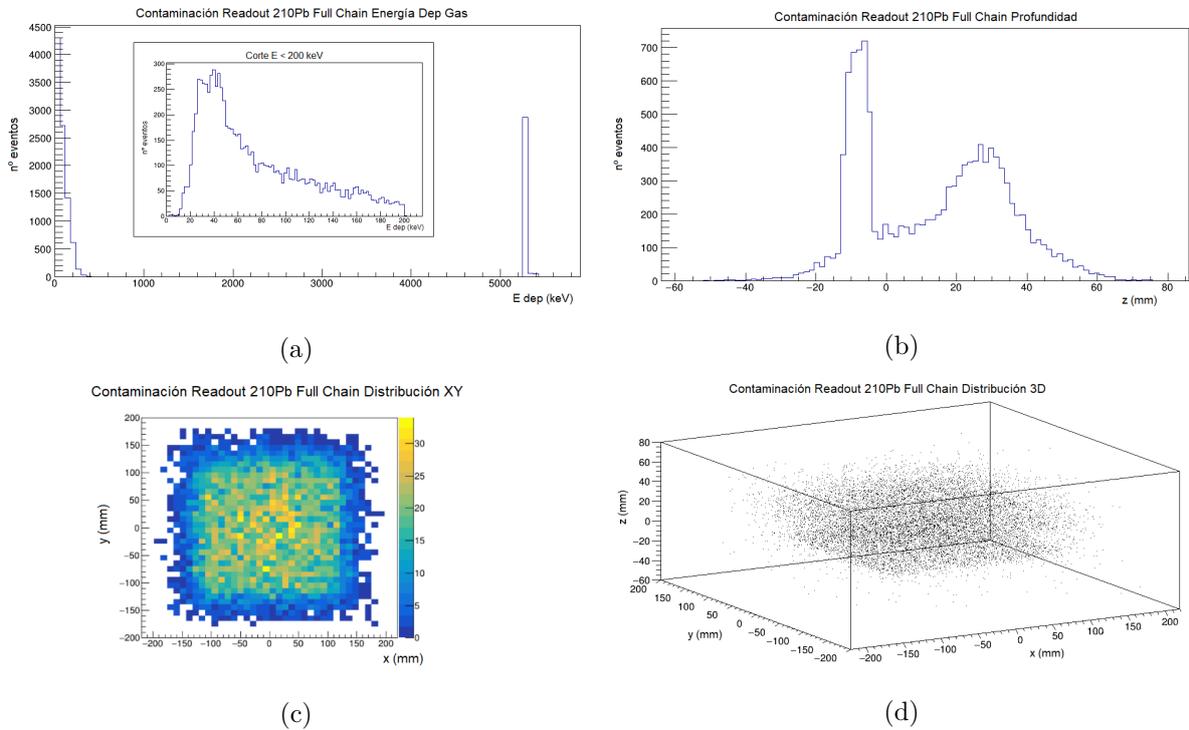


Figura 20: a) Espectro de energía depositada en el gas por contaminación superficial de ^{210}Pb *Full Chain* sobre el plano de lectura. Se distingue pico de las α del ^{210}Po en 5,3 MeV. En el interior ampliación en la zona de $E < 200 \text{ keV}$. b) Distribución de la posición promedio de la energía depositada por cada evento en el eje Z. c) Distribución en el plano XY. d) Distribución tridimensional.

Por otro lado, las gráficas de distribución espacial nos indican cómo los eventos salen del plano de lectura en dirección hacia arriba, hecho que nos permitirá distinguirlos de los que provienen de la ventana. En concreto, las α procedentes del plano de lectura (posición Z -30 mm) depositarán su energía promedio entre los -13 y -4 mm . El resto de eventos depositan su energía de forma más amplia con mayor probabilidad en torno a los 30 mm . Esto es similar a lo visto en la Sección 4.4. con los e^- del ^{210}Bi pero en sentido inverso.

5. Puesta a punto del detector en el laboratorio

En esta última sección se va a abordar de manera general el proceso de construcción, montaje experimental, primera toma de medidas y problemas encontrados del prototipo real en el laboratorio. El diseño de las componentes y construcción del detector fue llevado a cabo por el personal del GIFNA en las instalaciones del grupo IAXO (The International Axion Observatory) en el Edificio CIRCE del Campus Río Ebro de la Universidad de Zaragoza. El proceso de ensamblaje finalizó a comienzos de verano y estuvo disponible para tomar sus primeras medidas experimentales durante los meses de junio y julio de 2021.

5.1. Montaje experimental

El montaje experimental utilizado para la primera toma de datos en las instalaciones del CIRCE se muestra en la Figura 21.a. En la imagen se observa la vasija del detector de paredes de aluminio con la tapa superior de PE. En la tapa se abrió una ventana de las dimensiones estipuladas sobre la que se fijaron las dos rejillas de hilos de acero. Entre ambas rejillas se colocó una capa de mylar para evitar la fuga de gas al exterior. El propósito de las rejillas es mantener el mylar estirado y servir como zona de apoyo para las muestras. En el interior de la vasija se encuentra el plano de lectura Micromegas a 12 cm de la ventana. Para su correcto funcionamiento, tanto el cátodo como la mesh deben estar conectados a una fuente de voltaje externa. En esta ocasión se optó por conectar el cátodo a 3000 V y la mesh a 250 V, de forma que el campo eléctrico creado en región de conversión es de 229 V/cm. A su vez, el plano de lectura se conecta al sistema de adquisición que lee la información por *strips*. El gas Ar-ISO se suministra al interior desde un sistema de circulación controlado manualmente.

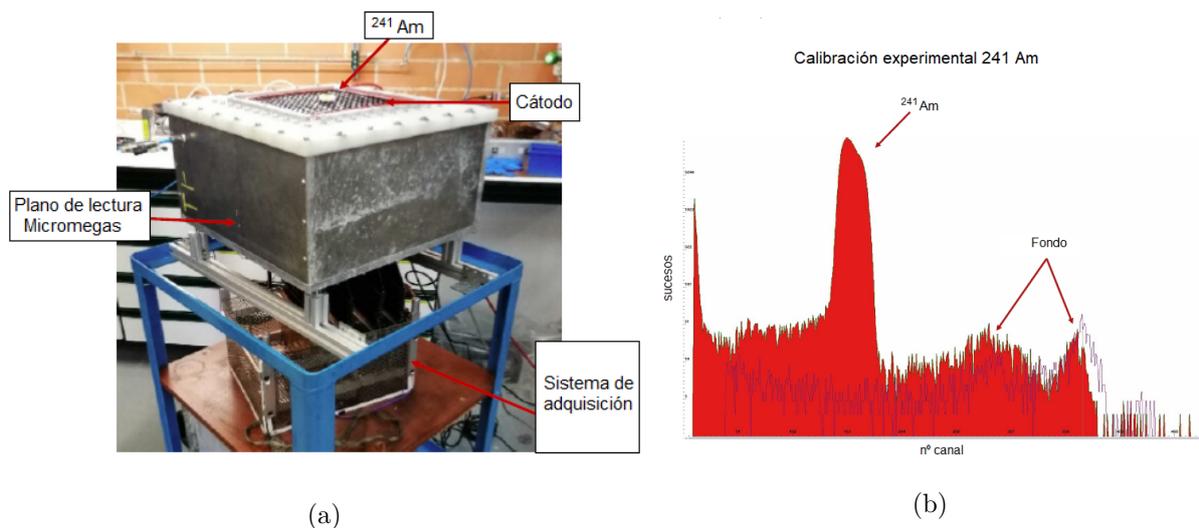


Figura 21: a) Montaje experimental utilizado para la calibración con ^{241}Am . Vasija de paredes de aluminio con tapa de PE y ventana superior. Fuente de ^{241}Am colocada sobre las rejillas. El cátodo está conectado a $V = 3000\text{ V}$ y la mesh del plano de lectura Micromegas está a $V = 250\text{ V}$. Abajo el sistema de adquisición conectado al plano de lectura. b) Espectro de calibración recogido en la mesh.

5.2. Primeros resultados experimentales

La primera medición realizada fue la calibración con una fuente de ^{241}Am . El espectro de energía obtenido en la mesh en función del número de canal se muestra en la Figura 21.b. En la gráfica se aprecia un pico predominante asociado a las α del decaimiento del ^{241}Am y un fondo no identificado en la parte derecha del espectro. La zona de baja energía ha sido excluida debido a una gran cantidad de sucesos relacionados con ruido electrónico. Se cree que el fondo de mayor energía puede deberse a la presencia de contaminación ambiental y/o superficial en alguno de los componentes del detector. Se considera preciso tomar en el futuro nuevas medidas con distintas configuraciones para identificar la fuente de fondo.

Los datos experimentales fueron analizados con REST para obtener información espacial de los eventos detectados. En la Figura 22 se muestra la distribución en el plano XY del origen y final de las trayectorias reconstruidas de los eventos asociados a la calibración con ^{241}Am y el fondo. Se observa que mientras los eventos procedentes de la fuente se distribuyen alrededor del ángulo sólido delimitado por la cápsula tal como ocurría en las simulaciones, los eventos de fondo cubren todo el área dada por la ventana. Esto nos indica que proceden de una fuente de contaminación extensa situada en la zona de la ventana. Lo más probable es que los isótopos derivados del ^{222}Rn (principalmente el ^{218}Po) presente en el aire del laboratorio se hayan depositado en el mylar por atracción electrostática y emanen radiación al interior.

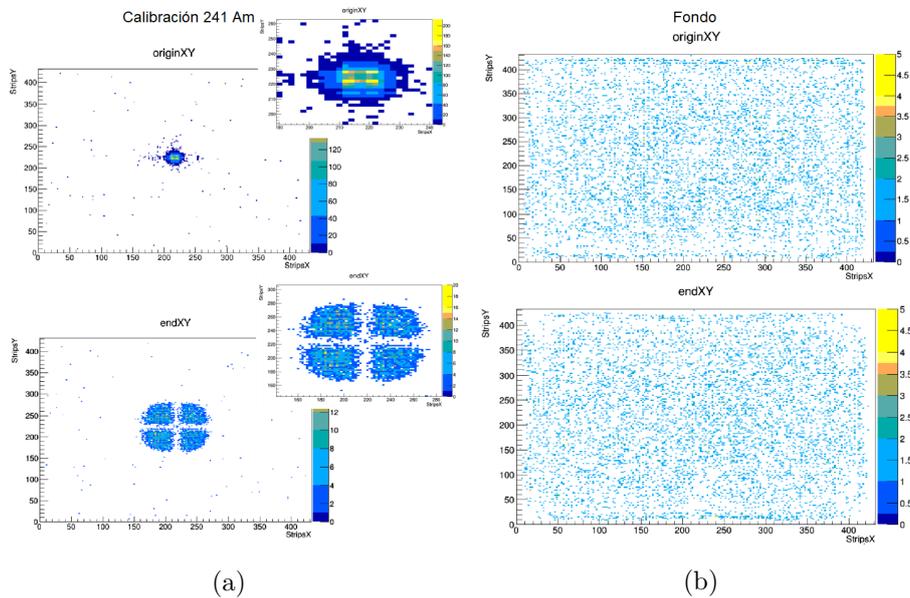


Figura 22: a) Distribución XY de los eventos detectados en la calibración con la fuente de ^{241}Am . El patrón encontrado se debe a un fallo de análisis producido por los *strips*, no es causado por las rejillas. b) Distribución XY fondo. Se ve que los eventos que proceden de la contaminación de fondo están distribuidos por todo el plano.

5.3. Futuras modificaciones

A raíz de los primeros resultados experimentales se han planteado una serie de estrategias para localizar las posibles fuentes de fondo y reducir su presencia. En primer lugar, se van a sustituir las rejillas iniciales y el mylar procurando que estén lo mínimo posible expuestos al aire antes de su uso. Asimismo, está prevista la construcción de una cámara superior que proteja al detector de la contaminación ambiental. Esta cámara actuará como intermediario entre la ventana y el exterior, y estará unida al sistema de circulación del gas que actualmente está en lazo abierto. La toma de medidas será retomada a lo largo de los próximos meses con la adquisición de una nueva bombona de gas Ar-ISO. Por último, sería conveniente limpiar todas las componentes del detector y comprobar las conexiones entre elementos con el fin de reducir el nivel de ruido electrónico.

6. Conclusiones

En este trabajo se han introducido las limitaciones actuales a las que se enfrentan los experimentos de bajo fondo para la búsqueda de sucesos poco probables. En concreto, se ha explorado el problema que supone la contaminación superficial en materiales producida por la progenie del ^{222}Rn en el nivel de fondo presente en laboratorios subterráneos. Su alta capacidad de depósito en superficies acompañada de la larga vida media del ^{210}Pb hacen inevitable tener que lidiar con una molesta señal de baja energía dentro de la región de interés de los experimentos. Por esta razón, resulta preciso desarrollar métodos de control que nos permitan caracterizar la presencia de dicha contaminación en materiales previamente a su uso en experimentos.

La vía de caracterización propuesta en este trabajo se basa en la detección de las partículas α emitidas en el decaimiento del ^{210}Po a través de un detector gaseoso de ionización implementado con tecnología Micromegas. En esta memoria nos hemos centrado en la simulación de la respuesta que tendría este tipo de detector partiendo del diseño conceptual del prototipo construido en el laboratorio. Para realizar las simulaciones hemos utilizado el entorno REST, el cual nos ha permitido configurar la geometría del detector, lanzar diversas fuentes y analizar los resultados. En primer lugar, hemos comprobado el funcionamiento del prototipo simulando la fuente de ^{241}Am que sería empleada para la calibración experimental. El análisis de esta primera simulación nos indica que el detector debería ser capaz de registrar α del orden de 5,5 MeV procedentes de fuentes situadas sobre la ventana. A continuación, hemos simulado los eventos que entrarían al detector derivados de la presencia de contaminación ambiental de ^{222}Rn en el aire. Esto resulta interesante porque el fondo observado experimentalmente se asocia principalmente a este tipo de contaminación. Por otro lado, se ha estudiado la señal que depositaría en el detector una muestra de cobre contaminada superficialmente con ^{210}Pb . Aquí hemos visto la señal de baja energía procedente de las desintegraciones β del ^{210}Pb y el ^{210}Bi , así como el espectro de la energía depositada por las α del ^{210}Po y su distribución espacial. Por desgracia, todavía no se han realizado mediciones experimentales en este aspecto y la elevada presencia actual de

ruido de fondo encontrada en el detector no nos asegura que seamos capaces de detectarlo en un futuro próximo. Por último, se ha calculado la pérdida de energía asociada al paso de las α por las rejillas y el mylar, y se ha simulado una posible contaminación del plano de lectura.

A la hora de valorar de forma global los resultados obtenidos por las simulaciones es preciso considerar los aspectos positivos y negativos. Por un lado, REST ofrece un entorno de simulación de fácil acceso con una infinita variedad de opciones para construir detectores y analizar los procesos que ocurren en su interior. No obstante, las simulaciones tienen lugar en condiciones ideales y, por consiguiente, la respuesta difiere a la observada experimentalmente. Este hecho ha sido evidenciado en la primera toma de medidas del prototipo en el laboratorio, donde el alto nivel de ruido hace difícil identificar claramente los procesos de fondo. Se espera que las modificaciones previstas ayuden a mejorar la sensibilidad real del detector en un futuro próximo. Asimismo, sería conveniente explorar nuevas geometrías que resulten más eficientes desde un punto de vista práctico. Un posible cambio sería utilizar una vasija de menor altura de forma que no quede volumen inutilizado debajo del plano de lectura y ajustar la distancia a la ventana al rango máximo de las α . Esto no sólo permitiría ahorrar gas sino que mejoraría la reconstrucción de las trayectorias y reduciría la probabilidad de interacción de eventos no deseados. La simulación de geometrías alternativas en REST y el análisis de otros tipos de detectores comerciales [21] podría ayudar a decidir el diseño de futuros prototipos.

En conclusión, el trabajo realizado constituye un paso inicial en el largo camino que supone el desarrollo de un detector de contaminación superficial de alfas de alta sensibilidad. En los próximos años, el GIFNA continuará trabajando en este proyecto cuyo resultado final se espera que beneficie a la gran diversidad de experimentos que alberga el LSC. En consecuencia, se busca favorecer el avance de la ciencia desarrollada en nuestra tierra y el alcance de sus contribuciones a nivel internacional.

Por último, considero desde una perspectiva académica y personal que la realización de este trabajo ha supuesto una inmersión en la realidad actual de la investigación científica en física de partículas, especialmente en su rama experimental. Las búsquedas bibliográficas y el conocimiento transmitido por todas las personas implicadas en el proyecto han contribuido a la comprensión y profundización de las cuestiones aquí tratadas. Si bien este trabajo se ha enfocado mayormente en el aprendizaje y uso de REST como entorno de simulación, el carácter colaborativo de este junto con las visitas realizadas al laboratorio han puesto de manifiesto la importancia de un trabajo grupal y multidisciplinar en el ámbito de la investigación. Por lo tanto, estimo que el propósito de este trabajo como puesta en práctica y conclusión final de las competencias adquiridas durante el Máster ha sido cumplido satisfactoriamente.

Referencias

- [1] Michael E. Peskin. Beyond the Standard Model. 1997. arXiv:hep-ph/9705479
- [2] D. M. Mei, A. Hime. Muon-Induced Background Study for Underground Laboratories. 2006. arXiv:astro-ph/0512125
- [3] Michael Leung. Surface Contamination From Radon Progeny. AIP Conference Proceedings 785, 184 (2005); doi.org/10.1063/1.2060470
- [4] N. J. T. Smith. The Development of Deep Underground Science Facilities. Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 229–232 (2012) 333–341; doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2012.09.052
- [5] Haiyan Du, *et al.* Screener3D: a Gaseous Time Projection Chamber for Ultra-low Radioactive Material Screening. 2021. arXiv:2107.05897v1
- [6] H. Ito, *textitet al.* Development of an alpha-particle imaging detector based on a low radioactivity micro-time-projection chamber. 2019. arXiv:1903.01090
- [7] W. Nazaroff and A. Nero. Radon And Its Decay Products In Indoor Air. John Wiley & Sons Inc., New York, 1998.
- [8] Aldo Ianni. Considerations on Underground Laboratories. 2020. J. Phys.: Conf. Ser. 1342 012003.
- [9] G. Schiller. Ph.D. Thesis. University of California Berkeley, Princeton NJ, 1984.
- [10] W. Jacobi, Activity and potential alpha energy of ^{222}Rn and ^{220}Rn daughters in different air atmospheres. Health Physics, 22, 441, 1972.
- [11] V. E. Guiseppe, *textitet al.* A review and outlook for the removal of radon-generated Po-210 surface contamination. 2018. doi.org/10.1063/1.5019006
- [12] S. N. Ahmed. Physics and Engineering of Radiation Detection. Elsevier, 2007. ISBN 0120455811.
- [13] NIST. ASTAR. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR.html>
- [14] SRIM. The Stopping and Range in Matter. <http://www.srim.org/>
- [15] Héctor Mirallas Sánchez. Diseño y puesta en marcha de un detector de radón mediante la tecnología Micromegas. Postgrado de Iniciación a la Investigación en Áreas Científicas, 2012.
- [16] The REST Framework. 2021. <https://sultan.unizar.es/rest/>
- [17] CERN. ROOT. 2021. <https://root.cern/about/>
- [18] CERN. Geant4. 2021. <https://geant4.web.cern.ch/node/1>
- [19] D. Malain and P. Kanchana. Evaluation of radiation safety for ionization chamber smoke detectors containing Am-241. 2019. J. Phys.: Conf. Ser. 1285 012047
- [20] Nuclear Data. Am-241. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=950241>
- [21] Alpha Counting UltraLo | XIA LLC. <https://xia.com/ultral0.html>