

# Estudio de un detector con tecnología “Segmented-Mesh Microbulk” en física de sucesos raros



**Universidad**  
Zaragoza



Facultad de Ciencias  
**Universidad** Zaragoza

**María Jiménez Puyuelo**

Trabajo de fin de Grado en Física

---

Dirigido por:

Javier Alberto Galán Lacarra

David Díez Ibáñez

2021-2022

# Índice

<b>1. Objetivos</b>	<b>1</b>
<b>2. Introducción</b>	<b>1</b>
2.1. Desintegración doble beta sin neutrinos . . . . .	2
2.2. Materia oscura . . . . .	4
<b>3. Detectores gaseosos</b>	<b>5</b>
3.1. Fenomenología y principio de detección . . . . .	5
3.2. Planos de lectura Micromegas . . . . .	7
<b>4. Segmented Mesh Microbulk</b>	<b>8</b>
<b>5. Metodología y software</b>	<b>9</b>
5.1. Reconstrucción de la geometría . . . . .	10
5.2. Simulación de eventos . . . . .	11
5.3. Respuesta del detector . . . . .	12
<b>6. Validación de la geometría y distribución de señales</b>	<b>14</b>
<b>7. Estudio del umbral</b>	<b>15</b>
7.1. Calibración del umbral con fotones de baja energía . . . . .	15
7.2. Calibración del umbral con muones cósmicos . . . . .	19
<b>8. Estudio de la resolución</b>	<b>21</b>
<b>9. Conclusiones</b>	<b>23</b>
<b>Referencias</b>	<b>24</b>
<b>Anexos</b>	<b>26</b>

## 1. Objetivos

Este trabajo se centra en el estudio de un detector TPC con plano de lectura *micromegas* con mesh segmentada (*segmented-mesh microbulk*). Este tipo de detectores de nueva generación ofrecen una lectura bidimensional de las posiciones xy de los eventos, con resolución espacial mejorada respecto de los detectores *micromegas* con *mesh* no segmentada, suponiendo un avance en la capacidad de reconstrucción de la trayectoria de partículas cargadas dentro del volumen de gas.

Entre las aplicaciones para las que se postulan estos detectores, destacan las que se enmarcan dentro de la Búsqueda de Sucesos Raros, como la materia oscura o la desintegración doble beta sin neutrinos, caracterizados por sus bajas probabilidades de ocurrencia. El umbral energético es un aspecto clave para detectar eventos de baja energía como los inducidos por WIMPs de baja masa, candidatos a materia oscura. Por su parte, la desintegración doble beta sin neutrinos requiere de altas resoluciones energéticas que permitan la distinción de su señal del fondo.

El objetivo principal de este trabajo es estudiar el impacto de las condiciones de medida en el umbral y resolución energéticos del detector a través de simulaciones de Monte Carlo donde se han recreado las condiciones de medida experimentales. Para ello, se ha partido del diseño de un prototipo existente, que será caracterizado experimentalmente fuera del contexto de este trabajo, y se han simulado diferentes niveles de ruido electrónico con el fin de estudiar la influencia en el umbral y la resolución del detector en función de su granularidad (tamaño de los canales de lectura).

## 2. Introducción

La Física de Sucesos Raros hace referencia a la barrera experimental que se presenta en la identificación de ciertos fenómenos que tienen una probabilidad de ocurrencia muy baja. Esta definición puede ser aplicada a diferentes ámbitos de la ciencia y, concretamente, en diferentes áreas de la física, como la Física Nuclear y de Partículas. En ambos ámbitos se comparten desafíos en cuanto a la detección de estos procesos, donde el reto principal es conseguir maximizar el ritmo del suceso y reducir el fondo. Este problema se puede abordar de varias maneras, desde el uso de blindajes, el trabajo en instalaciones subterráneas, la adecuada selección de materiales radiopuros hasta el diseño de algoritmos de discriminación de eventos.

En esta sección se va a hacer una revisión sobre dos procesos enmarcados dentro de la Física de Sucesos Raros: la desintegración doble beta sin neutrinos y la materia oscura.

### 2.1. Desintegración doble beta sin neutrinos

Los neutrinos fueron propuestos por Pauli en 1930 para solucionar el problema de la conservación energía-momento en la desintegración beta, demostrándose su existencia experimentalmente en 1956 (C.Cowan y F.Reines). Los tres tipos de neutrinos ( $\nu_\tau$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ) forman parte del Modelo Estándar como partículas sin masa y neutras. En los años 60 surgió el *problema de los neutrinos solares*: se detectaban un tercio de los neutrinos electrónicos solares que se esperaban según el Modelo Estándar. Al medir conjuntamente los tres tipos de neutrinos, la suma sí que se ajustaba a las predicciones. Esto indicó que los neutrinos sufrían oscilaciones y por lo tanto, deberían tener masa. A partir de la confirmación de la masa del neutrino surge la cuestión sobre su naturaleza, Dirac o Majorana. Un neutrino Majorana sería su propia antipartícula y uno Dirac es diferente de su antipartícula [1].

La desintegración doble beta es un proceso mediante el cual un núcleo ( $A, Z$ ) se desintegra a un núcleo hijo ( $A, Z - 2$ ), emitiendo dos electrones (o positrones) y otras partículas ligeras. En la desintegración doble beta con neutrinos ( $2\nu\beta\beta$ ) se emiten dos neutrinos y en consecuencia, se conserva el número leptónico, tal y como predice el Modelo Estándar. En 1987 se observó por primera vez en núcleos de  $^{82}\text{Se}$ , con una vida media estimada de  $1.1 \cdot 10^{20}$  años [2]. La desintegración doble beta sin emisión de neutrinos ( $0\nu\beta\beta$ ) teóricamente estaría permitida si los dos antineutrinos (o neutrinos) se aniquilaran mutuamente. La detección de este proceso significaría observar por primera vez un proceso que viola la conservación del número leptónico, lo que implica, además, que neutrino y antineutrino serían la misma partícula, y por lo tanto, el neutrino tendría que ser una partícula Majorana. Además, la determinación de su vida media ( $T_{1/2}^{0\nu}$ ) puede relacionarse con la jerarquía de masas de los tres tipos de neutrinos [1].

### Detección

Los experimentos actuales que buscan este fenómeno se basan en la detección directa. Como se muestra en la Figura 1, en una desintegración  $2\nu\beta\beta$ , el espectro de energía de los electrones es un continuo, dado que la energía disponible se reparte entre los electrones y los neutrinos ( $E_o = Q - E_{exc} = T_e + T_\nu$ ). Si no hay neutrinos, este espectro corresponderá a un pico centrado en  $E_o$ , cuya anchura dependerá de la resolución energética del detector.

Las vidas medias que se predicen para  $0\nu\beta\beta$  son mayores a  $10^{25}$  años [2], varios órdenes de magnitud de diferencia respecto a  $2\nu\beta\beta$ . Esto hace que el mayor reto en cuanto a la detección de la desintegración  $0\nu\beta\beta$  sea conseguir distinguir su señal del fondo y en última instancia, de los eventos de  $2\nu\beta\beta$ .

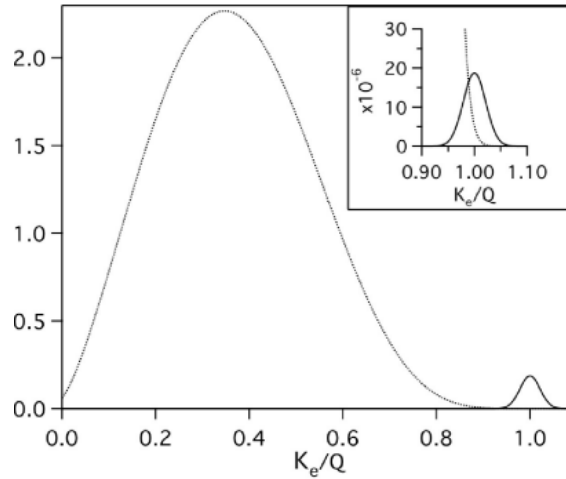


Figura 1: Espectro normalizado de una desintegración  $2\nu\beta\beta$ . Se observa la señal esperada por una desintegración  $0\nu\beta\beta$ . En la esquina derecha, en detalle, se muestra la misma situación pero con una escala de  $10^{-6}$  [2]

En el diseño de los experimentos, además de las técnicas habituales de reducción del fondo, es importante la elección del isótopo candidato: cuanto mayor sea  $Q_{\beta\beta}$ , la región de energía de interés se sitúa por encima de las energías de muchas fuentes de fondo natural. Además, hay que tener en cuenta que dada la baja probabilidad de ocurrencia, se requerirán grandes cantidades del mismo.

En un inicio, los detectores semiconductores de germanio, como los de los experimentos IGEX y Heidelberg-Moscú [1], jugaron un papel importante debido a que se trataba de una tecnología ya desarrollada y a que el  $^{76}\text{Ge}$  es un isótopo candidato a decaimiento  $0\nu\beta\beta$ .

Para mejorar la precisión se necesita aumentar el tamaño de los detectores. En el caso de tecnologías basadas en semiconductor supone un reto tecnológico y altísimos costes, debidos principalmente a la electrónica necesaria. Las cámaras de proyección temporal (TPC) con fuentes líquidas presentan una ventaja al ser más sencillo el escalado. EXO y KAMLAND son ejemplos que utilizan  $^{136}\text{Xe}$  [1].

Los experimentos que implementan TPCs en fase gaseosa destacan por su capacidad de proporcionar información topológica sobre las trayectorias de las partículas, que puede usarse para discriminar eventos del fondo [3]. En los años 90, Gotthard fue el primer proyecto en aplicar una TPC con  $^{136}\text{Xe}$  gaseoso. De forma más reciente, NEXT [4] y PANDAX-III [5] hacen uso de una TPC de este gas, que implementa la tecnología *micromegas*, objeto de estudio de este trabajo, y combinan el estudio topológico de los eventos junto con la información temporal dada por una señal electroluminiscente.

## 2.2. Materia oscura

La materia oscura fue propuesta en 1933 por Fritz Zwicky tras sus observaciones de las velocidades orbitales de las galaxias en el cúmulo Coma, que eran mucho mayores que las esperadas para materia luminosa. Observaciones posteriores como las de Vera Rubin y Albert Bosma, en los años 70, de las curvas de rotación de galaxias también dieron evidencias de la presencia de materia no luminosa [6]. Aunque la definición de materia oscura es amplia, para explicar estas observaciones, las partículas candidatas, entre otras características, deben ser neutras e interactuar débilmente [6].

En los primeros momentos se buscaron candidatos en las partículas ya conocidas, como los neutrinos. Aunque terminaron por descartarse ya que su densidad no era suficiente para explicar la materia oscura. Entre los candidatos más populares se encuentran los WIMPs <sup>1</sup> que se caracterizarían por presentar una interacción con la materia bariónica similar a la interacción débil y su masa estaría en un rango entre los 10 GeV hasta unos pocos TeV [6].

Existen tres posibles estrategias en la búsqueda de WIMPs: detección directa, detección indirecta y producción en colisionadores. Los métodos de detección directa tienen como objetivo determinar la energía depositada por un WIMP al colisionar elásticamente con los núcleos atómicos. La detección indirecta busca los productos de su aniquilación con materia oscura o con materia bariónica. La producción en grandes colisionadores como el LHC aportaría información acerca de las propiedades de la interacción de los WIMPs [6].

### DetECCIÓN DIRECTA

Cuando un WIMP colisione con un núcleo atómico se podrían observar fenómenos de ionización que se dan como consecuencia del retroceso nuclear. Para un WIMP de unos cientos de GeV de masa, se esperarían energías de retroceso de los núcleos del orden de los cientos de keV, por lo que se requerieren umbrales de energía bastante bajos en estos experimentos [7]. El acceso a la información topológica del evento permitiría distinguir entre señales producidas por materia o radiación ordinaria, de aquellos que podrían haber sido inducidos por WIMPs [7].

Las principales líneas de detección directa se basan en tres técnicas de detección: semiconductores, centelleadores y cámaras de proyección temporal, o TPCs.

Los detectores basados en semiconductores operan a temperaturas criogénicas, permitiendo medir tanto la ionización como los fonones excitados debido a depósitos mínimos de energía. CDMS y EDELWISS utilizan detectores de germanio y CRESST combina este principio con el uso de cristales centelleadores [6].

---

<sup>1</sup> *Weakly Interacting Massive Particles*

La colaboración DAMA/LIBRA en el Laboratorio Gran Sasso y el proyecto ANAIS en el Laboratorio Subterráneo de Canfrac exploran la posibilidad de detección de retrocesos nucleares por WIMPs a través de la señal de centelleo en cristales de NaI [6].

Los experimentos que se basan en TPCs, usan cámaras rellenas de gas noble, combinando en algunos casos la fase líquida y gaseosa (XENON1T, PANDAX, LUX). La presencia de la fase líquida ofrece entre otras ventajas, una mayor densidad, autoblanqueo y permite medir tanto la ionización en el gas como el centelleo [6, 7]. También existen proyectos que solamente utilizan cámaras rellenas de gas, como es el caso de TREX-DM [8], que implementa la tecnología *micromegas* y está dedicado a la búsqueda de WIMPs de baja masa por lo que un aspecto crítico en este experimento es alcanzar bajos umbrales de energía.

### 3. Detectores gaseosos

Como se ha visto en la sección 2, las cámaras de proyección temporal (TPC) ofrecen ventajas en aspectos como la escalabilidad, el bajo umbral, y la granularidad, que son críticos en experimentos de Física de Sucesos Raros. Además, permiten adaptar la composición de la mezcla de gas y características como la presión o densidad en función del objetivo del estudio, ofreciendo mayor versatilidad.

En esta sección se detalla brevemente la física que da lugar a la generación de señal en una TPC con plano de lectura *micromegas*, usando como referencia principal los capítulos 3 y 4 de [9].

#### 3.1. Fenomenología y principio de detección

La respuesta de los átomos o moléculas de un gas cuando una partícula atraviesa un volumen es diferente dependiendo de su naturaleza. Los fotones, en función de su energía, pueden interactuar por efecto fotoeléctrico, cediendo su energía a un electrón ligado; producir dispersión de electrones por efecto Compton; o generar un par electrón-positrón en presencia del campo de un núcleo. En los átomos del gas quedan vacantes de electrones que pueden ser llenadas por electrones de las capas más externas, emitiendo rayos X o transferir la energía a otro electrón del mismo átomo, expulsándolo como electrón *Auger*. Las partículas cargadas tienden a perder energía mediante colisiones inelásticas con las moléculas del gas. Los electrones sufren grandes desviaciones en su trayectoria mientras que las partículas cargadas pesadas siguen su trayectoria sin desviarse hasta que se frenan definitivamente, produciendo un gran depósito de energía.

Como consecuencia de estos procesos, se generan pares ion-electrón a lo largo de la trayectoria de la partícula inicial, que constituyen la ionización primaria. Algunos de estos electrones pueden ser expulsados con energía suficientemente alta (rayos  $\delta$ ) como para producir nuevas ionizaciones en el gas, constituyendo la ionización secundaria.

Estos procesos de ionización ocurren de manera aleatoria a lo largo de la trayectoria de la partícula primaria y se pueden modelar con la estadística de Poisson. Experimentalmente, el número de pares ion-electrón producidos ( $N_e$ ) se puede determinar como el cociente entre la energía cedida por la partícula incidente ( $E_o$ ) y la energía media necesaria para producir un par ion-electrón ( $W$ ),  $N = E_o/W$ . En gases nobles como Ar, que se utilizan habitualmente en las cámaras TPC,  $W$  es del orden de 26 eV/par [9, 10].

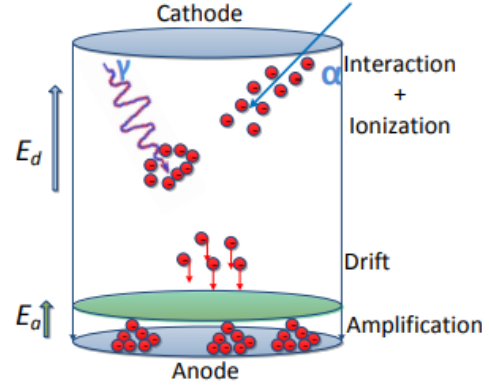


Figura 2: Esquema de una TPC. Se representan los procesos de ionización primaria, deriva y amplificación. Imagen tomada de [10].

Dada la naturaleza estadística de las ionizaciones, la fluctuación del número de pares ion-electrón producidos, asumiendo que son procesos independientes, es  $\sigma_{N_e} = \sqrt{N_e}$ . En la realidad, estos procesos no siguen totalmente esta estadística y se introduce un factor de corrección, llamado *Factor de Fano* ( $F$ ) tal que  $\sigma_{N_e} = \sqrt{FN_e}$ . El factor de Fano depende de la energía de la partícula y del gas. Por ejemplo, para Ar está en el entorno de 0.1-0.2 [11].

El *campo de deriva* (representado con  $E_d$  en la Figura 2) tiene la principal misión de llevar los electrones hacia la zona de amplificación. Al ser acelerados entre colisiones, adquieren una velocidad de deriva macroscópica, que depende de la composición del gas, la presión y la intensidad del campo eléctrico. Debido a las colisiones aleatorias, los electrones no siguen exactamente las líneas del campo de deriva, experimentando un movimiento de difusión dentro del gas.

Como la señal que producen los electrones primarios no es suficientemente alta por sí sola como para distinguirse del ruido electrónico, es necesario la amplificación de la señal. La multiplicación por avalancha aumenta rápidamente la cantidad de carga primaria mediante la aplicación de un campo eléctrico lo suficientemente elevado como para acelerar los electrones por encima del umbral de las colisiones inelásticas (*campo de avalancha*,  $E_a$  en la Figura 2). Las moléculas de gas se ionizan y excitan, aumentando el número de pares ion-electrón a lo largo de la trayectoria del electrón inicial. El factor de multiplicación del número de electrones en el gas es lo que se denomina ganancia, que depende tanto del gas como del campo aplicado.

Como consecuencia de las fluctuaciones en el número de ionizaciones ( $F$ ) y las variaciones en la ganancia de la multiplicación de avalancha ( $b$ ), la resolución en energía viene dada como:

$$FWHM_E/E = 2.35 \cdot \sqrt{W(F + b)/E} \quad (1)$$

Esta es la mínima resolución esperada para un detector gaseoso. Pueden existir otros factores adicionales que se sumen a estas contribuciones (como el ruido electrónico).



La forma en la que estas cargas inducen señal en los electrodos es una cuestión importante que se puede explicar mediante el Teorema de Shockley-Ramo [12]. Se trata de un resultado general que describe el método de cálculo de la corriente inducida por una carga en movimiento en el interior de un campo eléctrico. La idea es que la corriente eléctrica en el electrodo se debe al cambio en las líneas de flujo que van a parar al electrodo:

$$i(t) = q \cdot v(t) \cdot E_W \quad (2)$$

$v(t)$  es la velocidad de la carga y  $E_W$  es el campo eléctrico ponderado, que se define como el campo eléctrico cuando el potencial del electrodo es 1, el resto de conductores están conectados a tierra y la carga se ha retirado. La carga total inducida en un cierto electrodo será el resultado de integrar esa corriente a lo largo de toda la trayectoria de la carga. En [9] se puede encontrar el cálculo de la corriente inducida en un electrodo infinito de una anchura dada y con cargas moviéndose en dirección perpendicular.

### 3.2. Planos de lectura Micromegas

El desarrollo de las TPCs fue posible gracias a la invención de las MWPC (*Multi-Wire Proportional Chamber*) en 1968 por Charpark [13], que permitían obtener información espacial de los eventos gracias a la segmentación del ánodo en canales, contruidos por hilos de cobre, que funcionan como contadores independientes. Por su parte, con las cámaras de deriva es posible obtener información temporal independiente del evento y de la recolección de carga. Las TPCs desarrolladas en los años 70 por Nygren [14], combinaban la capacidad de localizar espacialmente los eventos en el plano xy de los MWPC con la proyección temporal de la carga. Las mejoras en el campo aparecieron con el progreso en las técnicas fotolitográficas para producir los electrodos en placas de circuitos impresos, con los que surgió MPGD (*MicroPattern Gaseous Detectors*). Dentro de esta categoría se encuentra la tecnología *micromegas* (*Micro-Mesh Gaseous Structure*), desarrollada en 1965 por Y.Giomataris en CEA-Saclay [15].

Las TPC con planos de lectura *micromegas* tienen dos regiones; la región de deriva y la región de amplificación, separadas por una malla (nos referiremos a ella como *mesh* o *micromesh*). Entre el cátodo y la *mesh* se encuentra el volumen de deriva, donde se aplica un campo del orden de 100 - 1000 V/cm. El volumen de amplificación es más pequeño y está limitado por el ánodo y la *mesh*, entre los que se aplica un campo eléctrico del orden de 100 kV/cm.

Existen dos tecnologías de fabricación desarrolladas en detectores *micromegas*, denominadas *bulk* y *microbulk*. Son estos últimos los que han demostrado tener unas características muy adecuadas para la Búsqueda de Sucesos Raros, debido a las bajas tasas de fondo y resolución energética en el rango de los keV [16]. En esta tecnología, la *mesh* se construye a partir de láminas de *Kapton*<sup>2</sup> recubiertas de cobre a las que se

---

<sup>2</sup>*Kapton* es una poliamida flexible con buenas propiedades aislantes

realizan orificios, con lo que se consiguen mallas más finas.

Al actuar como un solo canal, en la *mesh* se produce una señal única por evento y por lo tanto, no tiene capacidad de obtener información espacial del mismo. Esta señal puede ser utilizada para activar la electrónica de lectura (*trigger*). El ánodo se encuentra dividido en píxeles, que se leen por tiras en direcciones perpendiculares (Figura 3), de forma que la activación de dos tiras permite localizar la posición del evento en el plano  $xy$ .

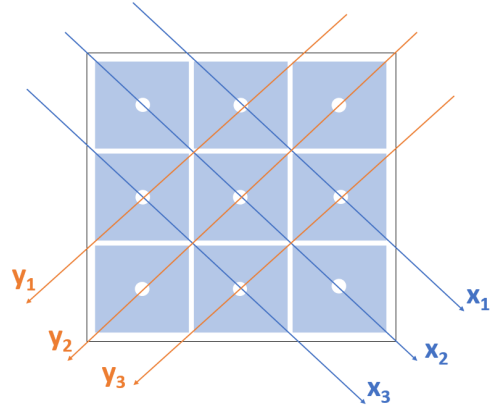


Figura 3: Esquema de lectura del ánodo en una placa *micromegas*

#### 4. Segmented Mesh Microbulk

En [17] y [18] se presenta por primera vez el diseño y caracterización de un prototipo de *micromegas microbulk* con la *mesh* segmentada, con el objetivo de simplificar el proceso de producción, mejorar la lectura de las coordenadas  $xy$  de los eventos, a la par que se mantienen las buenas propiedades obtenidas hasta el momento con los *microbulk*. En la Figura 4 se puede ver un esquema de la estructura de los canales (*pitch*) de la *mesh*, segmentada en tiras (*y-strips*) y el ánodo, que se encuentra segmentado en la dirección perpendicular (*x-strips*). De esta forma, la combinación de la lectura de las señales en ambos electrodos proporciona información espacial en el plano  $xy$  de un evento.

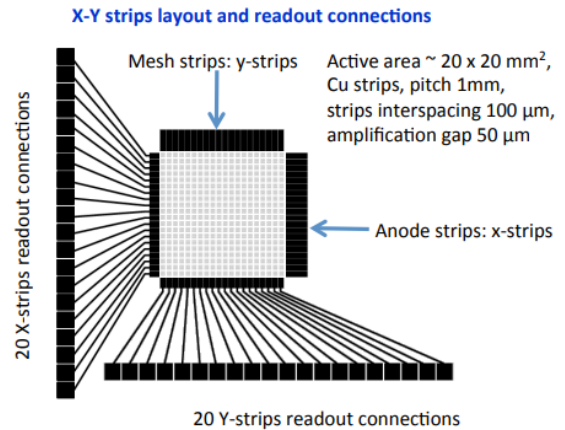


Figura 4: Esquema de los canales de ánodo y *mesh* [17]

Al estar la *mesh* segmentada en canales, su señal no puede usarse como *trigger* y hace necesaria una electrónica con capacidad de *auto-trigger*. Las tiras de la malla deben ser alimentadas con un alto voltaje (valor típico 340V [18]) para conseguir el campo de amplificación entre la *mesh* y el ánodo y, a la vez, deben poder leerse para obtener la información sobre las coordenadas en esta dirección. Para ello, se necesita el diseño de unas tarjetas FE (*front-end*) especiales, que separen las componentes AC y DC de la alimentación [17].

Para este trabajo se ha usado como referencia un prototipo constituido por 4 módulos (Figura 5), con diferente área activa y tamaño de *pitch*, que se resumen en la Tabla 1.

Detector	Área [cm <sup>2</sup> ]	Pitch [mm]	Nº canales
Up-Left	5 x 5	2	25 + 25
Down-Left	5 x 5	1	50 + 50
Down-Right	4.8 x 4.8	0.75	64 + 64
Up-Right	3.2 x 3.2	0.5	64 + 64

Tabla 1: Características del prototipo *segmented mesh microbulk*. Los 4 módulos se identifican mediante el nombre y presentan diferente área activa y anchura del canal (*pitch*)

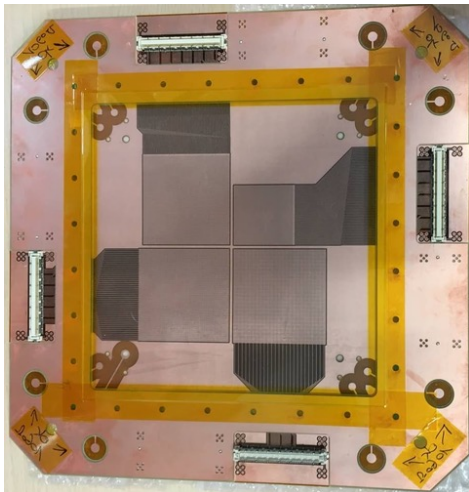


Figura 5: Prototipo de la placa de lectura *segmented mesh microbulk*

## 5. Metodología y software

En este trabajo nos hemos centrado en el estudio del prototipo presentado (Figura 5) a partir de simulaciones, cuyos códigos se pueden encontrar en [19].

Para ello, se ha utilizado REST-for-Physics (*Rare Event Searches Toolkit for Physics*) [20], un framework escrito en C++ principalmente, que surgió como iniciativa de la Universidad de Zaragoza y donde colaboran la Shanghai Jiao Tong University y CEA-Saclay, para proporcionar herramientas comunes para la adquisición, simulación y análisis de datos en TPCs. REST se encuentra completamente integrado con la interfaz de ROOT [21], que es un framework de análisis de datos orientado a objetos C++, diseñado en el CERN para el manejo de grandes cantidades de datos.

En REST hay tres tipos de clases C++ básicas, nombradas con el prefijo *TRest*:- las clases evento, las clases de metadatos, como contenedor de información y almacenamiento de parámetros relevantes y las clases *event process*, que definen protocolos con eventos de entrada y salida y permiten interconectar diferentes eventos específicos a través de un procesamiento secuencial (cadena de procesado). Todas ellas se pueden encontrar documentadas en [22].

Una herramienta importante es el *analysis tree*, una estructura que permite almacenar información relevante de los eventos durante el procesamiento de los datos.

### 5.1. Reconstrucción de la geometría

En primer lugar, se ha comenzado reconstruyendo la geometría del detector, con un archivo tipo GDML <sup>3</sup>. Para el propósito de este trabajo, la geometría implementada consiste en un volumen activo de gas, con geometría cúbica, y un plano de lectura (Figura 6). La descripción de la geometría contiene información relativa al volumen de gas de la cámara y parámetros sobre su composición y sus dimensiones.

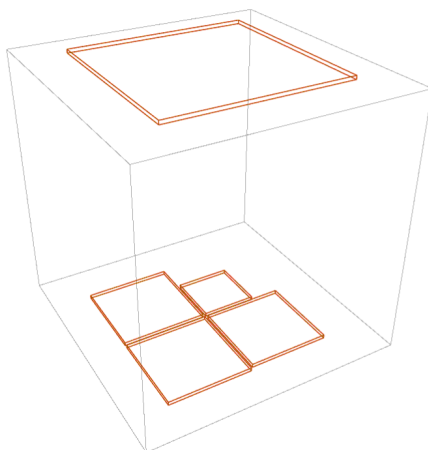


Figura 6: Vista de la geometría completa implementada mediante el fichero GDML. Se tiene la cámara de gas, el plano de lectura (plano inferior) y el cátodo (plano superior).

Se han implementado dos tamaños para el volumen de la cámara. En un primer estudio se aplicó un volumen de gas más grande, de 50 cm de altura, que nos permitió entender las interacciones de las diferentes partículas simuladas en el volumen de gas. Más tarde y como se justificará en la sección 7.2, para la calibración del umbral con muones, se redujo la altura de la cámara de gas a 1 cm.

Durante toda la caracterización se mantiene el mismo gas: una mezcla de Argón al 99 % con una proporción de un 1 % de Isobutano, a una presión de 1 bar y temperatura de 300 K. Este gas se ha escogido por ser una mezcla comúnmente utilizada en este tipo de detectores ya que produce resultados satisfactorios y su precio es de los más asequibles.

La parte más relevante de la reconstrucción del detector en este trabajo consiste en describir adecuadamente la geometría del plano de lectura con la *mesh* segmentada. Como hay 4 cuadrantes con tamaños de *pitch* y áreas diferentes, se ha definido cada uno con dos módulos, uno para cada plano (*mesh* y ánodo) por separado. También se define la posición del cátodo en el otro extremo del volumen de gas. Para esta tarea, se utilizó como referencia el módulo básico denominado *stripReadout* dentro de REST [23]. Esta definición se construye a través de una clase de metadatos dentro de REST (*TRestDetectorReadout*) que permite relacionar las coordenadas físicas de un

<sup>3</sup>*Geometry Description Markup Language* es un lenguaje diseñado específicamente para describir geometrías de detectores y otros sistemas que está totalmente integrado en ROOT y GEANT4

evento con los canales de la electrónica asociados, que será necesaria para reproducir la respuesta electrónica del detector (sección 5.3).

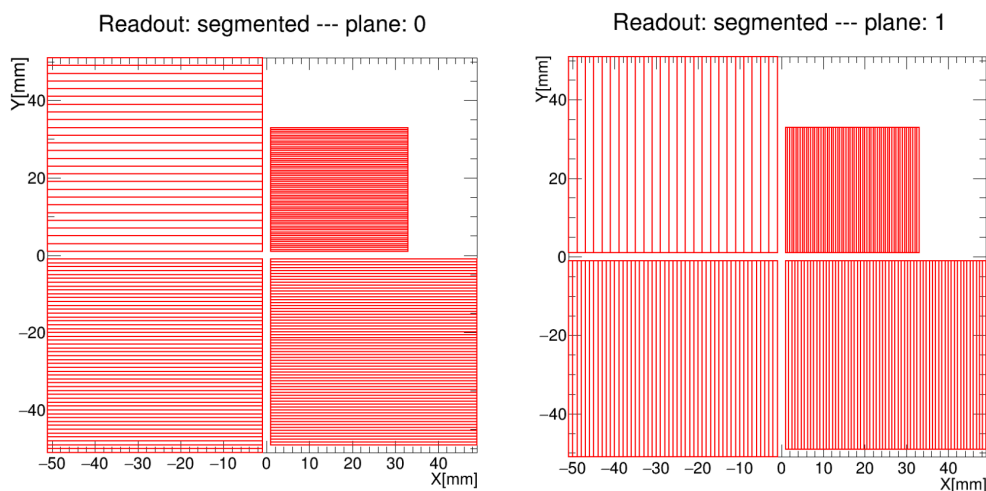


Figura 7: Reconstrucción de la *mesh* (plano 0) y el ánodo (plano 1) del prototipo. Los canales están dispuestos en direcciones perpendiculares en cada plano.

## 5.2. Simulación de eventos

Para la validación y caracterización de la configuración del detector se realizaron simulaciones de eventos de diferentes características, para lo que se empleó *restG4*, un paquete basado en GEANT4 [24], un código de simulación de interacciones de partículas con la materia, produciendo los resultados en formato REST y permitiendo, por lo tanto, su procesamiento posterior. Las condiciones de la simulación se definen en un fichero de configuración en formato XML <sup>4</sup>. De forma básica el esquema de este archivo incluye tres secciones: *TRestRun*, *TRestGeant4Metadata* y *TRestPhysicsLists*, que se encuentran descritas de forma detallada en la referencia [20].

Al lanzar la simulación de *restG4* se obtiene un archivo *.root* que almacena información sobre la posición y energía depositada de las interacciones de la partícula primaria con las partículas de gas, así como el tipo de interacción. En la Figura 8 se puede ver un ejemplo del depósito de energía de un muon.

<sup>4</sup>*Extensive Markup Language*, un lenguaje pensado para el intercambio de información de forma estructurada

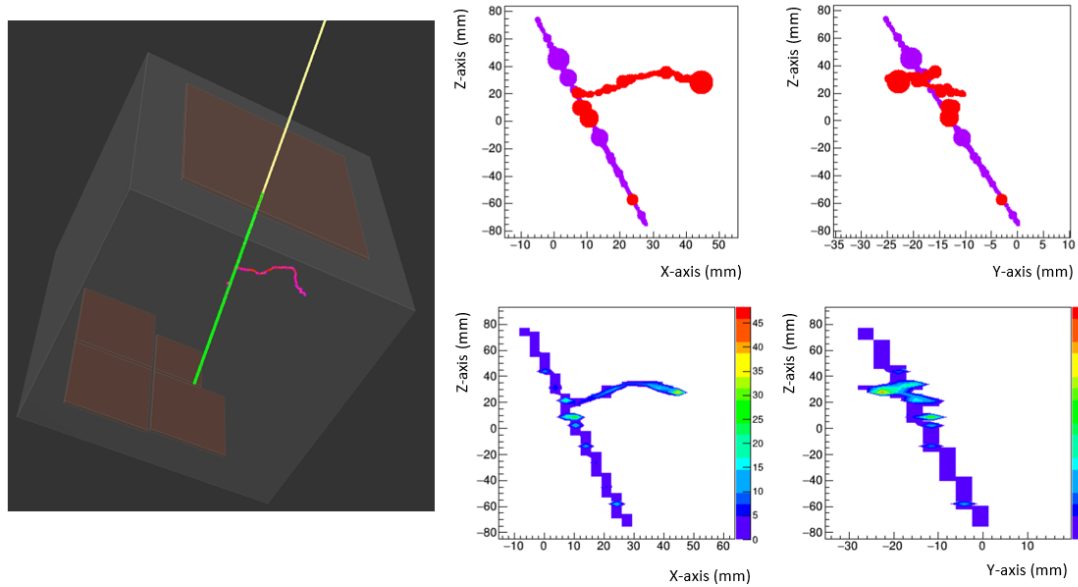


Figura 8: Evento obtenido de una simulación de muones cósmicos en una cámara de gas de 150 mm de lado. Izquierda: visualización 3D dentro de la geometría. Derecha: depósitos de energía generados por la interacción del muon con el gas.

### 5.3. Respuesta del detector

Una vez lanzados los eventos, se necesita reproducir la respuesta del detector. La Figura 9 representa esquemáticamente la cadena de procesamiento implementada en este trabajo que incluye algunos procesos de análisis y transformación relacionados con la física del detector.

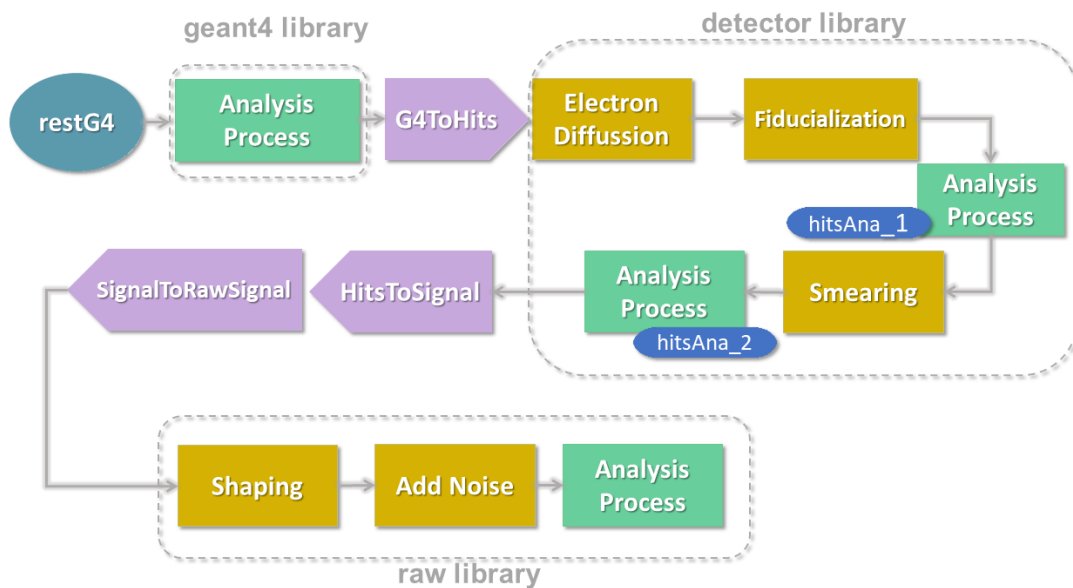


Figura 9: Cadena de procesamiento implementada que reproduce la respuesta real del detector.

*TRestGeant4AnalysisProcess* permite extraer información relevante sobre los depósitos de energía de una simulación GEANT4. Dentro del tipo de evento *TRestGeant4Event* se almacenan los *hits* que incluyen los procesos físicos y la identificación del volumen geométrico donde tuvo lugar la interacción. Este proceso añade nuevos observables al *analysis tree*, como la energía depositada en el volumen de gas (*gasVolumeTotalEdep*).

Después se utiliza un proceso de transformación, *TRestGeant4ToHits*, que transforma un evento *TRestGeant4* a un evento *TRestDetectorHits*. Este proceso permite seleccionar solamente aquellos depósitos de energía que ocurren en los volúmenes de la geometría elegidos en la configuración. En este caso como se trabaja con un solo volumen de gas, es este volumen el que se considera. Con el proceso de análisis dentro de la clase *TRestDetectorHits* se puede obtener la energía y posición media de los eventos tipo *hit* registrados en el volumen de gas. Dentro de esta clase, se han incluido varios procesos de transformación internos, que permiten obtener un comportamiento más cercano al real:

- *TRestDetectorElectronDiffusionProcess* simula la deriva de cargas a partir de la difusión espacial de los *hits*. Esto depende de la distancia de deriva definida y los coeficientes de difusión longitudinales y transversales, que se encuentran definidos en la clase *TRestDetectorGas*.
- *TRestDetectorHitsSmearingProcess* produce fluctuaciones en la energía depositada en los *hits*. Estas variaciones están comprendidas dentro de un rango que se puede fijar con la resolución de energía expresada en FWHM en una energía de referencia escogida y relacionada con la Ecuación 3.1.
- *TRestFiducializationProcess* permite seleccionar los *hits* dentro del volumen activo deseado, que, este caso, está determinado por la definición del plano de lectura.

*TRestDetectorHitsToSignalProcess* es un proceso para transformar los *hits* en señales de tiempo físicas, para lo cual se requiere de un *TRestDetectorReadout* como el descrito en la sección 5.1 que proporciona la relación entre las coordenadas físicas y los canales de la electrónica asociados.

*TRestDetectorSignalToRawSignalProcess* produce un muestreo de los datos almacenados en formato *TRestRawSignalEvent*, reproduciendo el efecto de la conversión analógico-digital de los ADC de la electrónica. Puede incluirse un factor de ganancia, que multiplica los datos de la señal de entrada por un cierto valor (*gain*). Dentro de la clase *TRestRawSignal* se han utilizado dos procesos de transformación que permiten acondicionar las señales simuladas de forma que sean más cercanas a las de un experimento real: *TRestRawSignalShapingProcess* define la forma del pulso y *TRestRawSignalAddNoiseProcess* agrega ruido aleatorio a la señal de entrada mediante el parámetro *noiseLevel*.

Finalmente, el proceso de análisis *TRestRawSignalAnalysisProcess* permite extraer

varios observables, de los cuales, los que se han utilizado en este trabajo son:

- *NumberOfSignals* y *NumberOfGoodSignals*: son el número de pulsos registrados en un evento y el número de pulsos de un evento identificados como buenos a través de unas condiciones de umbral establecidas.
- *ThresholdIntegral*: es el área de todos los pulsos de un evento que superan un cierto umbral. Este observable tiene una conexión experimental importante. En el laboratorio no se tiene acceso a la energía depositada en el volumen de gas directamente pero mediante la distribución del área de los pulsos se puede reconstruir el espectro de energía.

La descripción detallada de todos los parámetros disponibles se puede encontrar en [22]. En la Tabla 2 se resumen aquellos más relevantes que se han utilizado en la cadena de procesado.

Tipo de Proceso	Parámetro	Valor
Global	<i>sampling time</i>	100 ns
SmearingProcess	<i>resolution</i>	12 % @ 5keV
DetectorSignalToRawSignal	<i>gain</i>	1000
RawSignalShapingProcess	<i>gain</i>	1
RawSignalShapingProcess	<i>shaping type</i>	gauss
RawSignalAddNoiseProcess	<i>noise level</i>	0 a 5

Tabla 2: Valores definidos para los parámetros más relevantes de la cadena de procesado

## 6. Validación de la geometría y distribución de señales

Para realizar una primera verificación de la reconstrucción de la geometría y observar que los resultados de las simulaciones son los esperados se presenta un pequeño análisis de la distribución de señales en función de la granularidad de los detectores.

En la Figura 10, a la izquierda, se representan las coordenadas sobre el plano de lectura de los eventos de una simulación de fotones lanzados uniformemente en el volumen de gas de 50 cm de altura. Estas coordenadas se obtienen accediendo a los observables *xMean* e *yMean* de los *hits* en la cadena de procesado. La distribución del número de señales muestra que en los detectores con granularidad más fina (menor tamaño de *pitch*), el máximo de la distribución se obtiene para un mayor número de señales. Esto se debe a que un evento de una cierta extensión se corresponderá a un mayor número de canales cuanto más fino es el granulado.



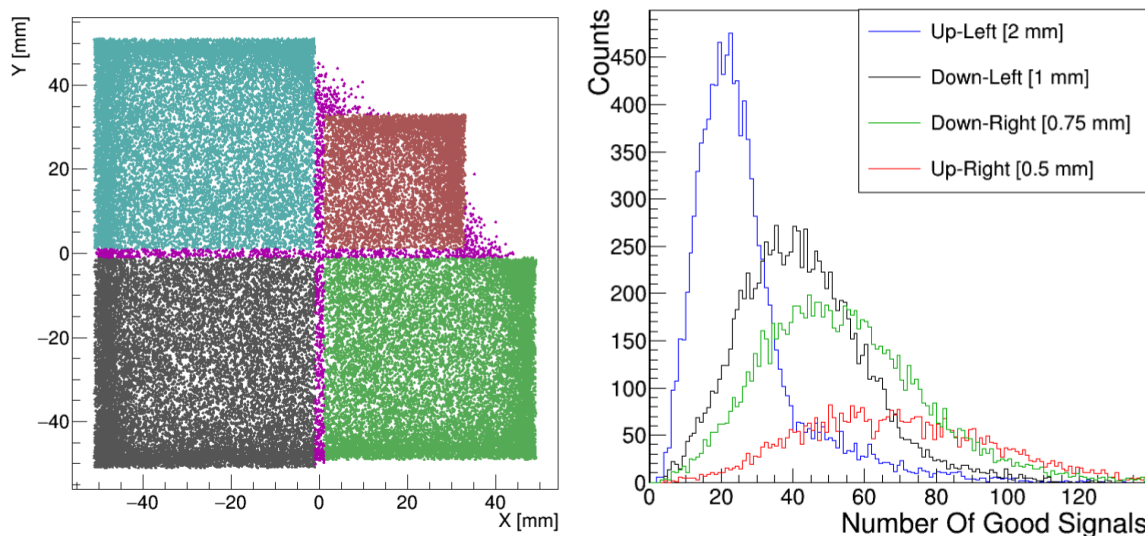


Figura 10: Simulación de 55000 fotones de 0-10 keV. Izquierda: mapa bidimensional de los *hits*, diferenciando con colores los planos de lectura a los que corresponden. En morado, los eventos que se localizan en la región intermedia. Derecha: distribución del número de señales en función de la granularidad del plano de lectura.

## 7. Estudio del umbral

En esta sección se va a estudiar la dependencia del umbral del detector en función del tamaño del canal (*pitch*) así como el impacto del ruido electrónico introducido a través de la cadena de procesado. Esta caracterización se realiza a partir de simulaciones de dos tipos de eventos; fotones de baja energía y muones cósmicos, con el objetivo de comprobar la respuesta del detector a diferentes partículas y ver si se puede establecer una relación entre el umbral energético obtenido con cada una de ellas.

### 7.1. Calibración del umbral con fotones de baja energía

Los WIMPs pueden experimentar dispersión elástica con los núcleos de gas del detector, de una manera similar a cómo lo hacen los neutrones, aunque la naturaleza de sus interacciones sea diferente. Por otro lado, los retrocesos inducidos en ambos casos pueden imitar la señal de los rayos X de baja energía, lo que hace interesante la caracterización de la respuesta del detector a fotones de baja energía. Con este fin se lanzó una simulación de fotones con un rango de energías de 0 a 10 keV distribuidos de forma aleatoria en todo el volumen de gas, de 50 cm de altura. Una vez obtenida la simulación de GEANT4 se reprodujo la respuesta del detector a diferentes niveles de ruido.

El ruido electrónico afecta a la identificación de las señales (Figura 11). Esto se refleja en una pérdida de las señales más pequeñas conforme se aumenta el nivel de ruido, que dejarán de contribuir a la medida del observable *ThresholdIntegral*. El espectro de energía de los eventos GEANT4, da cuenta de la energía depositada sobre

el volumen de gas ( $gasVolumeTotalEDep$ ) y por lo tanto no se ve afectado por los cortes realizados en la cadena de procesado que tienen que ver con el área activa de cada uno de los cuatro detectores. Por esta razón, el observable que interesa analizar es la energía de los eventos tras el proceso de fiducialización, es decir, la energía de los *hits*, para asegurarnos de que se trata de la energía depositada en el volumen activo.

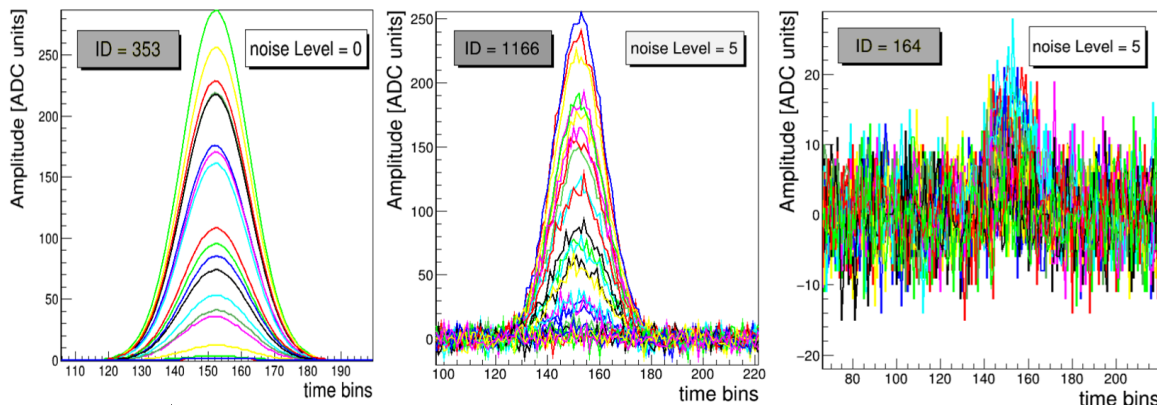


Figura 11: Señales ( $T_{RestRawSignal}$ ) de eventos de fotones diferentes, con energías 8.74 keV (ID=353), 7.92 keV (ID=1166) y 0.59 keV (ID=164). Se ha aplicado el proceso de *shaping* que da forma de gaussiana al pulso y diferentes niveles de ruido como se indica.

Es necesario realizar un corte de estos datos en función del  $ThresholdIntegral$ , relacionado con la energía del suceso como se demuestra en el Anexo A. Este es el observable que estaría disponible experimentalmente y es el que determinaría el límite de medida en bajas energías, independientemente de la granularidad del detector.

Para hacer un estudio en función del tamaño del *pitch*, hay que diferenciar los eventos en función del módulo del detector en el que se induzca la señal. Para ello, se realizaron cuatro cortes diferentes, que permitieran seleccionar a través de la posición media del *hit* sobre el plano ( $xMean$ ,  $yMean$ ), el módulo al que corresponde dicha lectura.

### Efecto del ruido en la respuesta energética

En la Figura 12 se puede ver el efecto del ruido sobre el espectro de energía depositada para algunos niveles de ruido de 0 a 5. Al aumentar el nivel de ruido, el espectro se desplaza hacia mayores energías. Esto se debe a que se pierde la correcta identificación de eventos de baja energía. También se puede apreciar que existen diferencias en el resultado producido en función del tamaño del *pitch* y área activa de los detectores. Por ejemplo, el detector de mayor granularidad, 0.5 mm, pierde mayor cantidad de eventos a bajas energías para un mismo nivel de ruido que el detector de 2 mm de *pitch*.

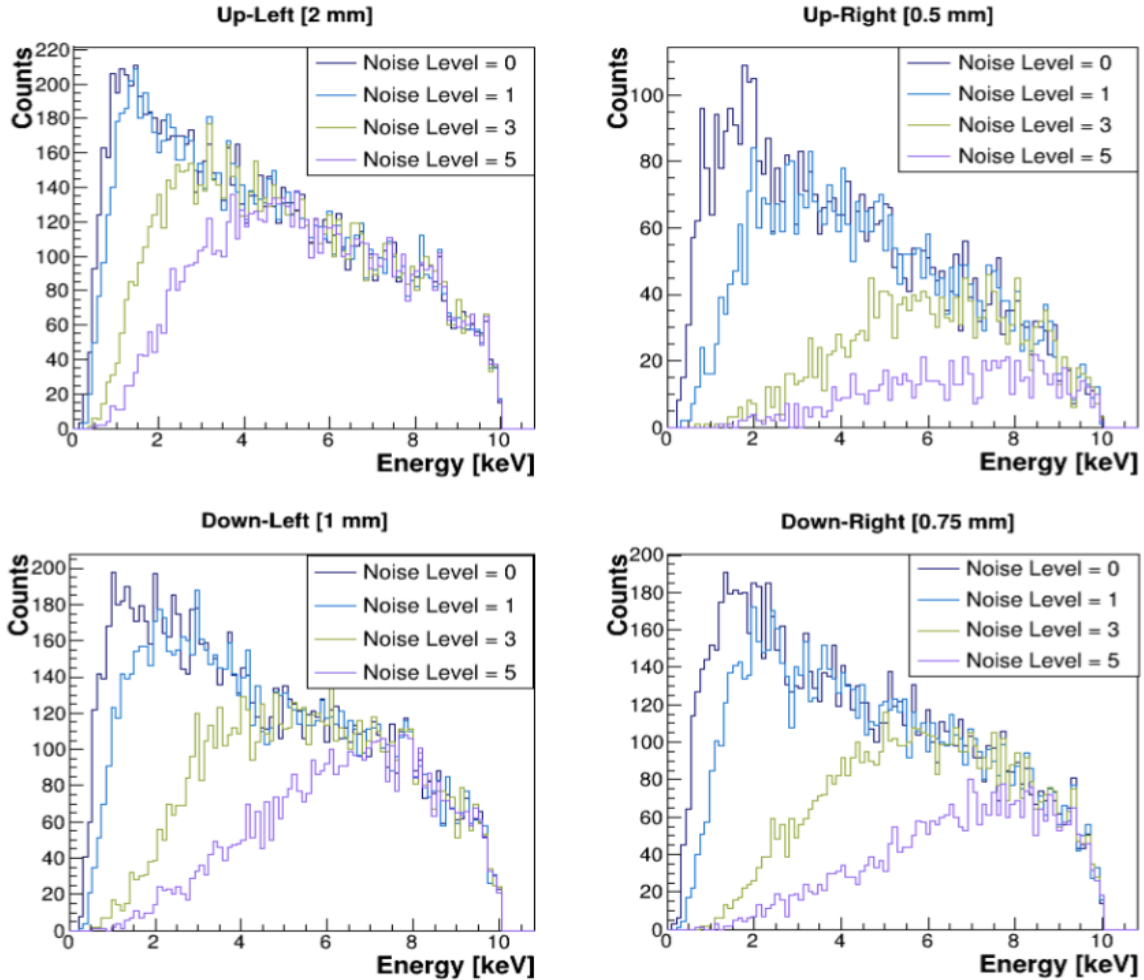


Figura 12: Histograma del observable *energy* obtenido en la primera etapa del procesado *TRestDetectorHitsAnalysisProcess* de los eventos tras el proceso de fiducialización aplicando el corte en el observable *ThresholdIntegral*  $> 5000$ .

### Cálculo del umbral y ajuste

El umbral viene dado por la mínima energía detectable a un cierto nivel de ruido. En este caso, cada detector tendrá su propio umbral. Para cuantificarlo, se dividió el histograma obtenido en el procesado con un nivel de ruido entre el histograma sin ruido introducido. Este procedimiento permite obtener un cociente entre el número de cuentas en ambas situaciones en función de la energía. En la Figura 13 se puede ver un ejemplo de esto mismo, comparando los cocientes obtenidos con el menor nivel de ruido junto con el más alto, en cada detector.

El criterio que se estableció para determinar el umbral fue encontrar la energía para la cual el número de eventos registrados es del 50% de los que se habían obtenido sin ruido electrónico. Para ello se realizó un ajuste de los puntos a una función error, que presenta una forma similar a la de los cocientes mostrados en la Figura 13. Los detalles de los ajustes realizados junto con la parametrización del umbral se pueden encontrar detallados en el Anexo B.

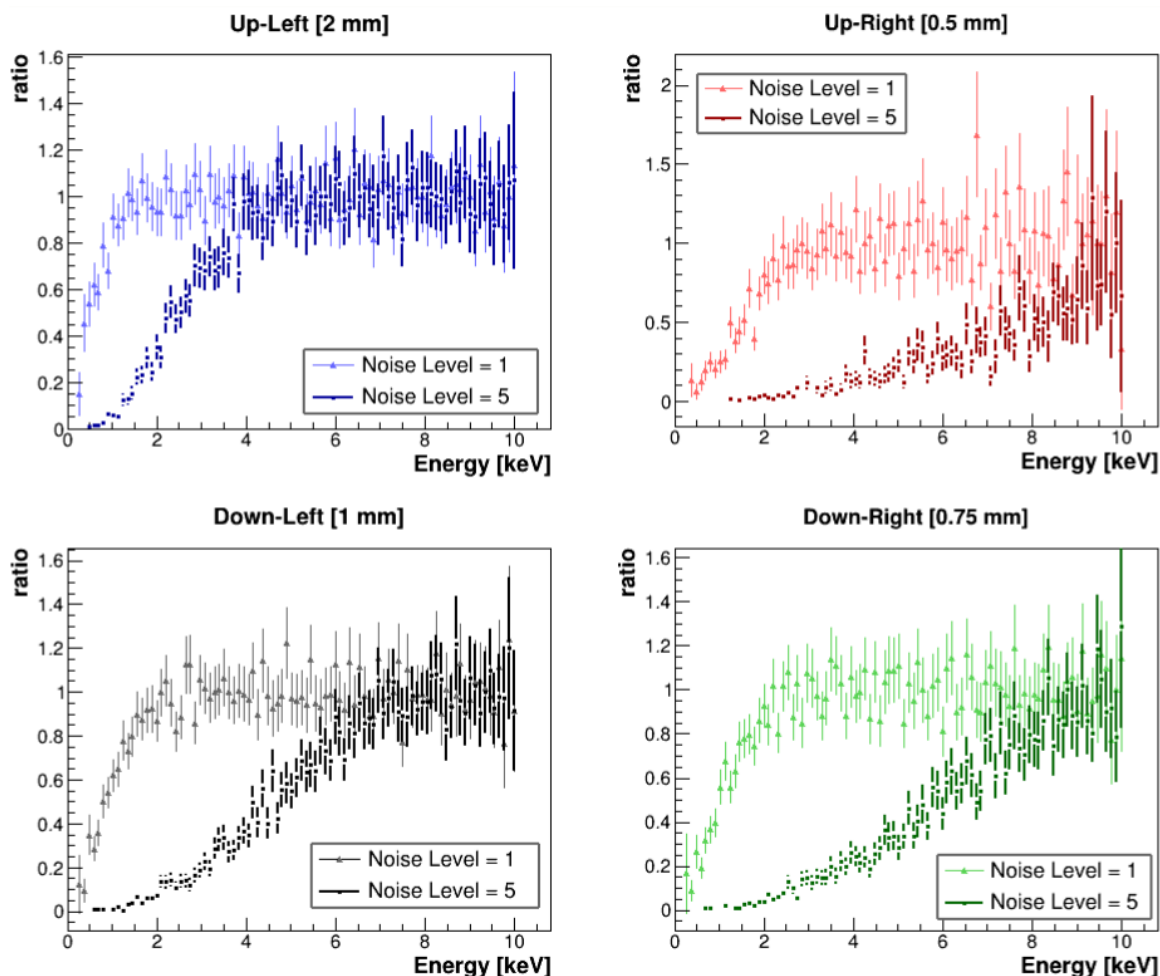


Figura 13: Ratio calculado para dos niveles de ruido diferentes y en función del tamaño del *pitch*.

## Resultados

En la Figura 14 se muestran los resultados de los cálculos descritos anteriormente en los cuatro detectores para los 5 niveles de ruido simulados. En términos generales, cuanto peores son las condiciones de ruido a las que el detector es sometido, la energía umbral va aumentando. Esto es debido a que la capacidad de identificación de las señales más pequeñas se va perdiendo, lo que se traduce en una reducción en el número de cuentas registradas a bajas energías. Cuando mayor es el nivel de ruido introducido, esto va afectando a eventos de mayores energías.

Los puntos obtenidos demuestran que la granularidad del detector tiene influencia en el umbral. En el detector de mayor tamaño de *pitch*, el aumento del nivel de ruido de 1 a 5 supone la multiplicación del umbral en un factor 3. Mientras, en el detector de 0.5 mm de *pitch*, el umbral con mayor ruido es más de 4 veces el que se obtiene con las condiciones más favorables. El resto de detectores suponen situaciones intermedias a estas dos.

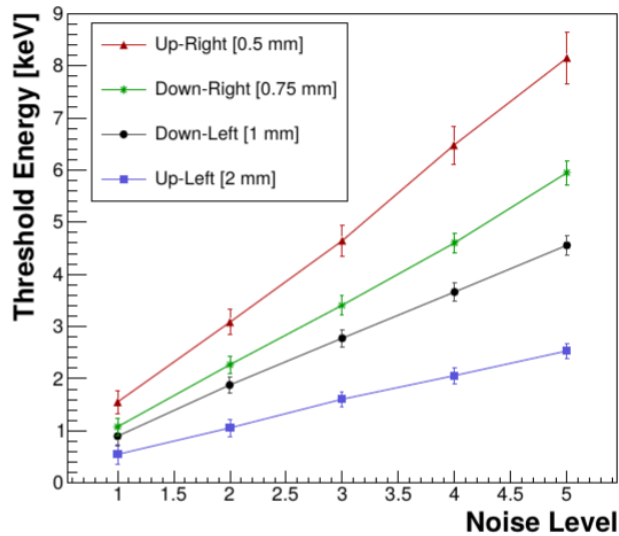


Figura 14: Umbral energético obtenido en simulaciones de fotones de baja energía (0-10 keV) en el prototipo *Segmented Mesh Microbulk*. Los resultados se muestran en función del tamaño de *pitch* y nivel de ruido.

## 7.2. Calibración del umbral con muones cósmicos

Los muones cósmicos pueden constituir una fuente importante de fondo en experimentos de búsqueda de sucesos raros. Sin embargo, en las primeras fases de caracterización de los detectores también pueden ser de utilidad. En esta sección planteamos la aplicación del método de determinación del umbral energético detallado en sección 7.1, a partir de simulaciones GEANT4 de muones cósmicos.

### Respuesta energética en función de la distancia de deriva

Los muones cósmicos presentan un continuo de energías que se extienden hasta unos 300 GeV [25] y la energía que depositan en el detector se corresponde con la de una partícula mínimamente ionizante, MIP. Si se mantiene la geometría cúbica de 50 cm de lado para el volumen de gas utilizada en sección 7.1, obtenemos un espectro con un máximo de eventos situado en los 700 keV como el que se observa en la Figura 15.

Dado que nuestro objetivo es aplicar el método propuesto en la sección 7.1 con este tipo de eventos y tratar de ver si es comparable con el obtenido con las simulaciones de fotones, es necesario que este espectro esté centrado en menores energías. La solución que se encontró es reducir el volumen de gas, concretamente el espesor, hasta obtener un espectro centrado en torno a los 10 keV. La geometría finalmente escogida fue un espesor de gas de 10 mm.

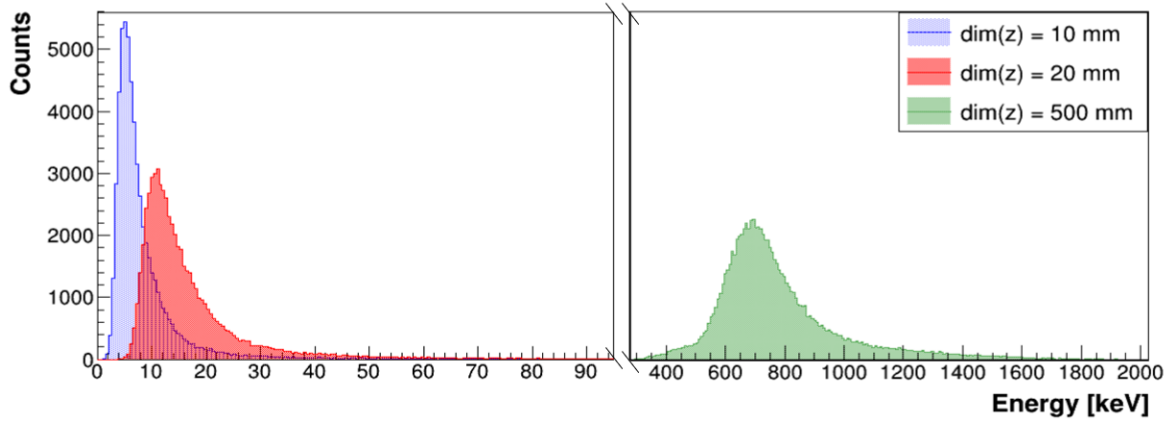


Figura 15: Espectro de energía depositada en simulaciones de muones cósmicos para diferentes espesores de gas. Derecha: espesor de 500 mm. Izquierda: 20 mm y 10 mm.

### Respuesta energética en función del ruido

En la Figura 16 tenemos la respuesta energética del detector a la simulación de muones cósmicos con diferentes niveles de ruido procesados, en los que se ha aplicado el mismo corte que se realizó con la simulación de fotones en el observable *ThresholdIntegral*, para poder establecer una comparativa entre los resultados en uno y otro caso. Para el detector  $pitch = 2$  mm, apenas se observa el efecto del corte en el espectro, ya que para todos los niveles de ruido aplicados el espectro se mantiene igual. Esto ocurre también si comparamos los espectros a nivel de ruido 0 y 1 en todos los detectores, lo que refleja las limitaciones del método propuesto. Para obtener una calibración del umbral a estos niveles sería necesario reducir aún más el espesor de gas.

En la Tabla 3, a la izquierda, se muestran los resultados de umbral energético para un nivel de ruido fijo en función del tamaño de  $pitch$ , que reflejan que se mantiene la dependencia del umbral en función de la granularidad vista en la sección 7.1. A la derecha, se comparan los umbrales energéticos determinados a partir de la simulación de fotones con la simulación de muones cósmicos, para el detector de mayor granularidad. Estos resultados demuestran que se mantiene la tendencia de aumento del umbral energético en respuesta a peores condiciones de ruido electrónico, aunque se observa una desviación de la tendencia en el punto con segundo nivel de ruido más bajo, que podría deberse a una menor estadística en esta simulación. Esto pone de manifiesto la limitación del método aplicado en esta geometría con bajos niveles de ruido.

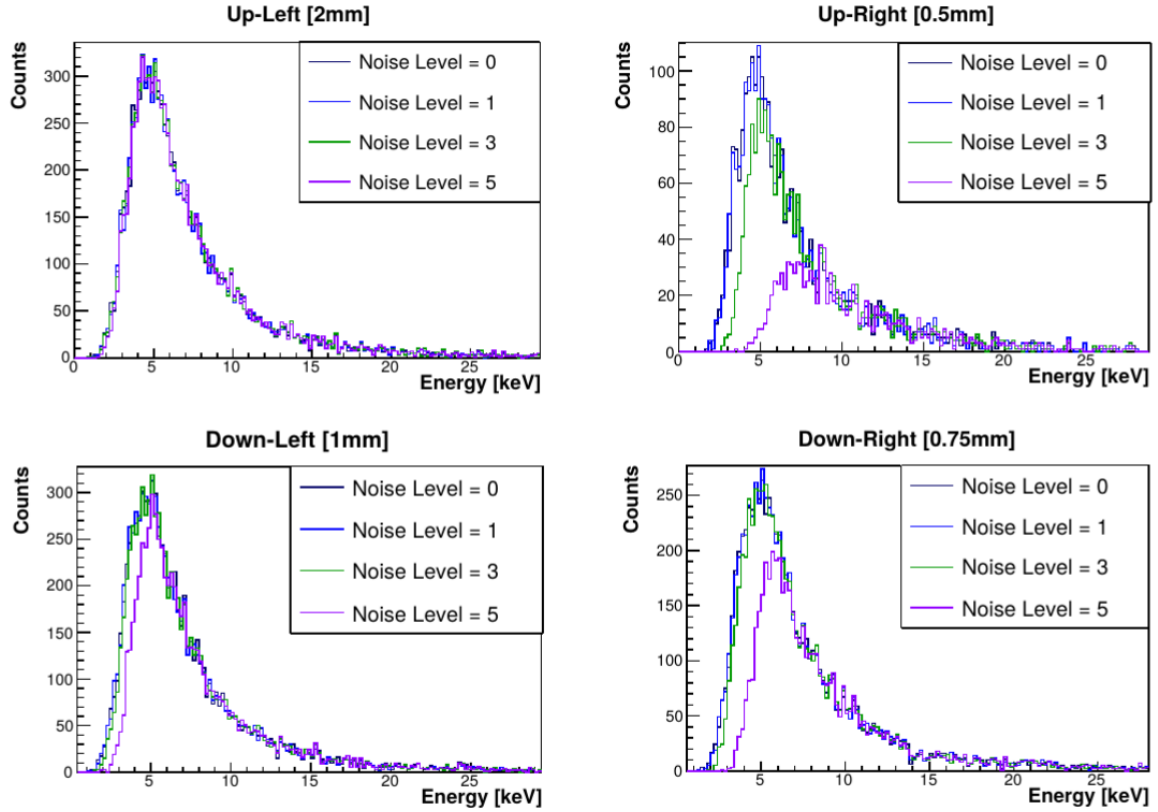


Figura 16: Espectro del observable *energy* de *TRestDetectorHitsAnalysisProcess* tras el proceso de fiducialización aplicando el corte en *ThresholdIntegral* > 5000

nivel de ruido=3		pitch = 0.5 mm	Umbral [keV]	
muones cósmicos			muones cósmicos	fotones
pitch [mm]	Umbral [keV]	nivel de ruido		
1	$2.0 \pm 0.8$	1	$2.2 \pm 0.7$	$1.55 \pm 0.22$
0.75	$2.8 \pm 0.7$	2	$2.4 \pm 1.5$	$3.08 \pm 0.24$
0.5	$3.9 \pm 0.7$	3	$3.9 \pm 0.7$	$4.6 \pm 0.3$
		4	$5.3 \pm 0.6$	$6.5 \pm 0.4$
		5	$6.6 \pm 0.7$	$8.1 \pm 0.5$

Tabla 3: Izquierda: umbral en función de la granularidad. Derecha: comparación del umbral energético obtenido mediante las simulaciones de muones cósmicos y fotones de baja energía en función del ruido electrónico para el detector de 0.5 mm de *pitch*.

## 8. Estudio de la resolución

En esta sección se va a realizar un estudio del detector mediante simulaciones de fotones monoenergéticos de 5 keV de energía con el propósito de determinar la evolución de la resolución energética en función del tamaño del *pitch* y el nivel de ruido electrónico introducido a través de la cadena de procesado. La fuente se fue posicionando sobre el centro de cada cuadrante, a 2 cm del plano de lectura, para evitar efectos de difusión y obtener la mayor estadística posible.

Como se ha comentado en la sección 5.3, existe un procedimiento específico, *TRest-DetectorSmearingProcess*, que produce fluctuaciones en la energía depositada en los *hits* de manera que reproduzcan el efecto de la resolución de un detector real en la medida del espectro de los eventos lanzados. Para ello, se determina una resolución en una energía de referencia. En TPCs con *micromegas* no segmentadas y mezclas de Argón-Isobutano en la cámara de deriva, se pueden alcanzar resoluciones del 11 % en 5.9 keV [17, 18]. En base a estos datos, una elección razonable es establecer una resolución del 12 % a 5 keV para la resolución mínima descrita en la sección 3.

## Espectros de energía

El efecto de la introducción de la resolución en la respuesta del detector mediante la cadena de procesado se puede ver en la Figura 17, a la izquierda. Antes de aplicar *TRestDetectorSmearingProcess*, el espectro está caracterizado por una línea dominante en 5 keV y tras aplicarlo, el pico se ensancha adquiriendo una forma de gaussiana. Aparecen otras dos energías con menor estadística en el entorno de 2 keV que provienen de desexcitaciones atómicas del argón en la cámara. En la misma figura, a la derecha, la distribución del observable *ThresholdIntegral* demuestra que este es una buena elección, dado que el área del pulso es una magnitud proporcional a la energía del evento y, por tanto, su distribución reproduce el espectro en energías. Además, como se obtiene en la última etapa de la cadena de procesado, permite analizar el efecto del ruido electrónico en la resolución intrínseca del detector. De forma cualitativa se puede comprobar que la anchura de los picos aumenta conforme las condiciones de ruido empeoran.

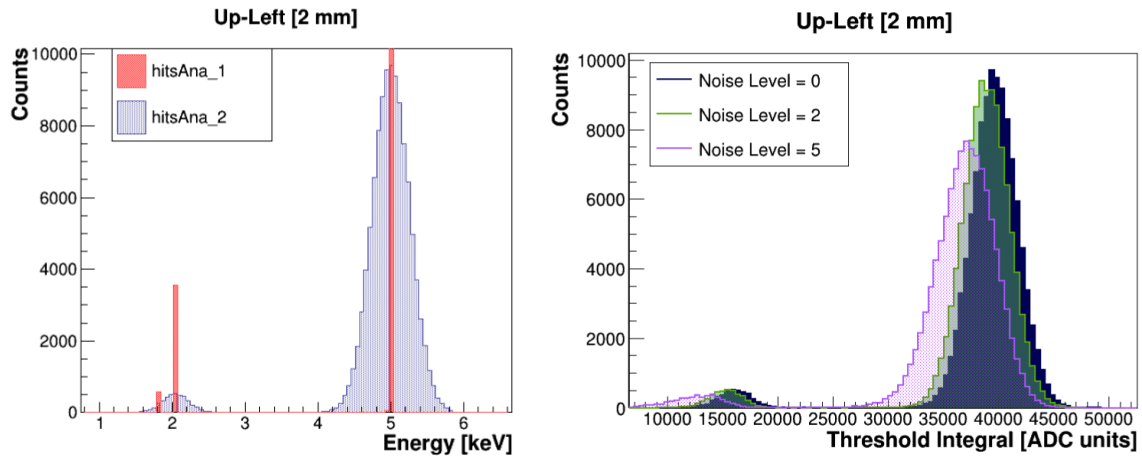


Figura 17: Izquierda: comparación de los histogramas en energía antes (*hitsAna1*) y después (*hitsAna2*) de aplicar *TRestDetectorSmearingProcess*. Derecha: distribución del observable *ThresholdIntegral* para diferentes niveles de ruido introducidos en el procesado.



## Resultados

El parámetro que se utiliza habitualmente para cuantificar la resolución de un detector es la altura a media altura (FWHM, *Full Width Half Maximum*) y para determinarlo en las simulaciones realizadas, se hace un ajuste de los picos dominantes de 5 keV a una gaussiana que se detalla en el Anexo C. Los resultados obtenidos para todos los detectores se muestran en la Figura 18. Independientemente del tamaño del *pitch*, el ruido electrónico empeora la resolución, como ya se había visto en la distribución de *ThresholdIntegral*. La granularidad del detector tiene influencia en la resolución y en cómo afecta el nivel de ruido. Así, para el detector de mayor tamaño de *pitch*, el aumento del nivel de ruido de 1 a 5, supone un incremento en la resolución de un  $3.99 \pm 0.04\%$ . Mientras, en el detector de 0.5 mm de *pitch*, la resolución para el mayor umbral se diferencia en  $21.0 \pm 0.1\%$  respecto de las mejores condiciones de ruido. El resto de detectores suponen situaciones intermedias a estas dos.

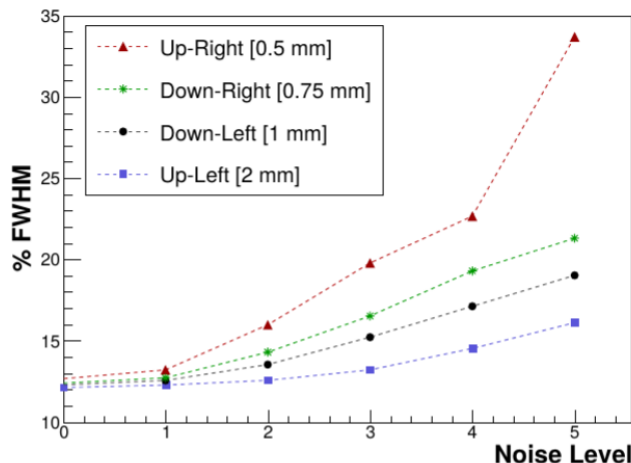


Figura 18: Resolución del prototipo *Segmented Mesh Microbulk* simulado en función del nivel de ruido y la granularidad de los módulos.

## 9. Conclusiones

En este trabajo se ha remarcado la relevancia de las tecnologías de detección en la Física de Sucesos Raros. Las TPC gaseosas y, en particular, con planos de lectura *micromegas*, ofrecen ventajas frente a otras tecnologías, al tener costes más reducidos al aumentar la escala de los experimentos manteniendo una alta granularidad, que brinda una capacidad de discriminación de eventos en base a la información topológica extraída. El estudio de la fenomenología de las interacciones que tienen lugar en estos detectores ha permitido comprender los procesos que llevan a la generación de la señal en el plano de lectura como un pulso de corriente inducida (Teorema de Shockley-Ramo).

Mediante simulaciones de diferentes eventos se ha podido caracterizar la respuesta de un detector con un nuevo diseño del plano de lectura, *segmented mesh microbulk*,

del que se ha reproducido su configuración. El conocimiento de la energía umbral es un aspecto crítico para experimentos de materia oscura como la búsqueda de WIMPs de baja masa. Los resultados demuestran que bajo las mismas condiciones de ruido electrónico, la granularidad del detector influye en el umbral, que sufre variaciones menores en aquellos detectores con mayor tamaño de *pitch*. El método propuesto para la calibración del umbral se ha aplicado a simulaciones con dos tipos de partículas, siendo de especial interés experimental la de muones cósmicos, de la que se ha concluido que para obtener unos resultados comparables a la simulación con fotones, lo más importante y limitante es la reducción del volumen de gas. La caracterización de la resolución energética en función de las condiciones de medida es especialmente interesante para la detección de desintegraciones doble beta sin neutrinos y muestra que los detectores de mayor granularidad ofrecen mejor resolución, para un mismo nivel de ruido.

Nuestro estudio se ha centrado en la relación entre el umbral y resolución energéticos del detector en función del nivel de ruido electrónico introducido, siendo este igual en los cuatro módulos. Sin embargo, en una situación real, aquellos con mayor tamaño de *pitch* son propensos a tener mayor ruido electrónico, dado que la capacitancia de cada canal es mayor en estos casos. Por lo tanto, es necesaria una caracterización experimental que permita tener una relación real entre la granularidad del detector y el umbral energético que complemente las conclusiones extraídas en este trabajo.

## Referencias

- [1] Pablo F De Salas et al. “Neutrino mass ordering from oscillations and beyond: 2018 status and future prospects”. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* 5 (2018), pp 36.
- [2] Steven R Elliott y Petr Vogel. “Double beta decay”. *arXiv preprint hep-ph/0202264* (2002).
- [3] S Cebrián et al. “Micromegas readouts for double beta decay searches”. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2010.10 (2010), pp 010.
- [4] P Novella et al. “Measurement of the Xe 136 two-neutrino double- $\beta$ -decay half-life via direct background subtraction in NEXT”. *Physical Review C* 105.5 (2022), pp 055501.
- [5] Xun Chen et al. “PandaX-III: Searching for neutrinoless double beta decay with high pressure 136Xe gas time projection chambers”. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy* 60.6 (2017), pp. 1-40.
- [6] Laura Baudis. “Direct dark matter detection: the next decade”. *Physics of the Dark Universe* 1.1-2 (2012), pp. 94-108.
- [7] JG Garza et al. “Micromegas for dark matter searches: CAST/IAXO & TREX-DM experiments”. *EPJ Web of Conferences*. Vol. 174. EDP Sciences. 2018, pp 01008.

- 
- [8] FJ Iguaz et al. “TREX-DM: a low-background Micromegas-based TPC for low-mass WIMP detection”. *The European Physical Journal C* 76.10 (2016), pp. 1-28.
- [9] Alfredo Tomas. “Development of time projection chambers with Micromegas for rare event searches”. Tesis doct. Universidad de Zaragoza, 2013.
- [10] D Herrera. “Development of a Micromegas Time Projection Chamber in Xe-based penning mixtures for rare event searches”. Tesis doct. Universidad de Zaragoza, 2014.
- [11] Ines Krajcar Bronić et al. “The Fano factor for electrons in gas mixtures”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., B* 71.4 (1992), pp. 366-370.
- [12] S. Ramo. “Currents Induced by Electron Motion”. *Proceedings of the IRE* 27.9 (1939), pp. 584-585.
- [13] Georges Charpak y F. Sauli. “Multiwire Proportional Chambers and Drifts Chambers”. *Nucl. Instrum. Meth.* 162 (1979), pp. 405-428.
- [14] David R. Nygren. “Origin and development of the TPC idea”. *Nucl. Instrum. Meth. A* 907 (2018), pp. 22-30.
- [15] J. I. Collar e Y. Giomataris. “Possible low-background applications of MICRO-MEGAS detector technology”. *Nucl. Instrum. Meth. A* 471 (2001), pp. 254-259.
- [16] S Andriamonje et al. “Development and performance of Microbulk Micromegas detectors”. *Journal of Instrumentation* 5.02 (2010), P02001.
- [17] Theodoros Geralis et al. “A real xy microbulk Micromegas with segmented mesh”. *PoS* (2014), pp 055.
- [18] M. Diakaki et al. “Development of a novel segmented mesh MicroMegas detector for neutron beam profiling”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A* 903 (2018), pp. 46-55.
- [19] María Jiménez. *Github repository*. URL: <https://github.com/mariajmz/segmented-mesh>.
- [20] Konrad Altenmüller et al. “REST-for-Physics, a ROOT-based framework for event oriented data analysis and combined Monte Carlo response”. *Computer Physics Communications* (2022), pp 108281.
- [21] *ROOT*. URL: <https://root.cern.ch/>.
- [22] *REST-for-Physics*. URL: <https://sultan.unizar.es/rest/classes.html>.
- [23] *REST-for-Physics. Basic readouts repository*. URL: <https://github.com/rest-for-physics/basic-readouts> (consultado 2022).
- [24] J Allison et al. “Recent developments in Geant4”. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A* 835 (2016), pp. 186-225.
- [25] “Appendix A - Miscellaneous Data: Tables”. *Cosmic Rays at Earth*. Ed. por Peter K.F. Grieder. Amsterdam: Elsevier, 2001, pp. 1029-1048. ISBN: 978-0-444-50710-5.

## Anexos

### A. Relación entre ThresholdIntegral y energía del evento

En la Figura 19, tenemos un histograma bidimensional que relaciona *ThresholdIntegral* con la energía de los *hits*. Demuestra que existe una proporcionalidad entre el área de los pulsos y la energía, lo que permite concluir que este es un buen observable con el que trabajar.

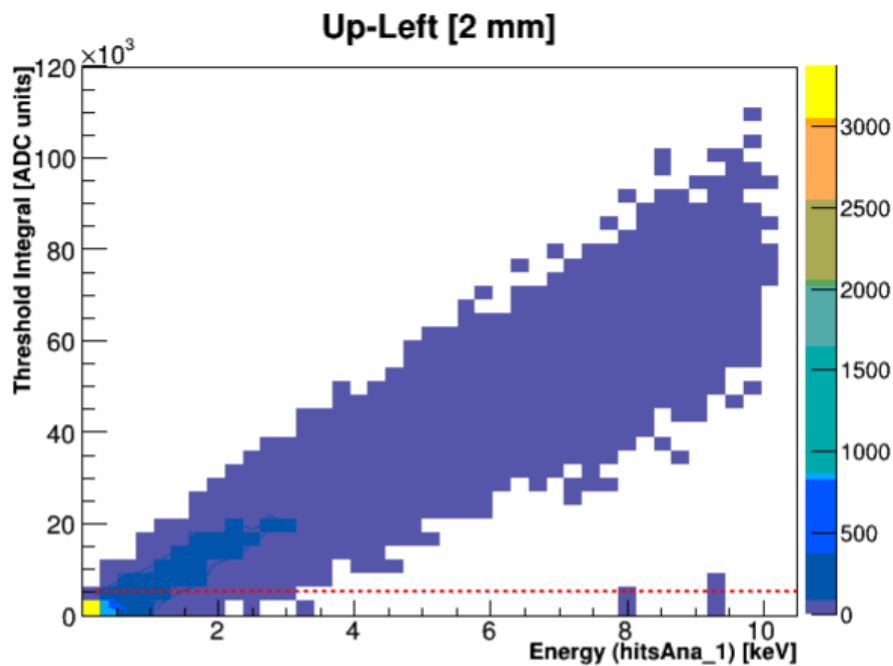


Figura 19: Histograma bidimensional entre la energía de los hits y el área de los pulsos. Se representa el corte realizado en 5000 unidades ADC

## B. Ajuste a la respuesta del detector y obtención del umbral

Para calcular el umbral a partir de los espectros en energía de los eventos simulados, calculamos la relación entre el número de eventos con una cierta energía procesados con un cierto nivel de ruido entre el número obtenido a nivel de ruido cero. Los puntos se ajustan a una función error, en la que se introdujeron dos parámetros,  $A$  y  $B$ , que permitan desplazar la función vertical y horizontalmente y modificar la pendiente de la misma:

$$F(x) = \frac{\text{erf}(A \cdot x + B) + 1}{2} \quad (3)$$

De esta manera el umbral ( $x_{th}$ ) se puede obtener como función de los parámetros de ajuste:

$$F(x) = 0.5 \rightarrow \text{erf}(A \cdot x + B) = 0 \rightarrow x_{th} = -\frac{B}{A} \quad (4)$$

Para realizar los ajuste se usó la función *Fit* de ROOT, teniendo en cuenta los errores estadísticos de los espectros (proporcionales a la raíz del número de cuentas), propagados al cociente. En la Figura 20 se puede ver un ejemplo del ajuste del cociente para el detector de 0.75 mm de *pitch*. En base a los parámetros obtenidos tras el ajuste, que se muestran en la misma figura, la energía umbral de este detector con un nivel de ruido 3 es de  $3.39 \pm 0.18$  keV.

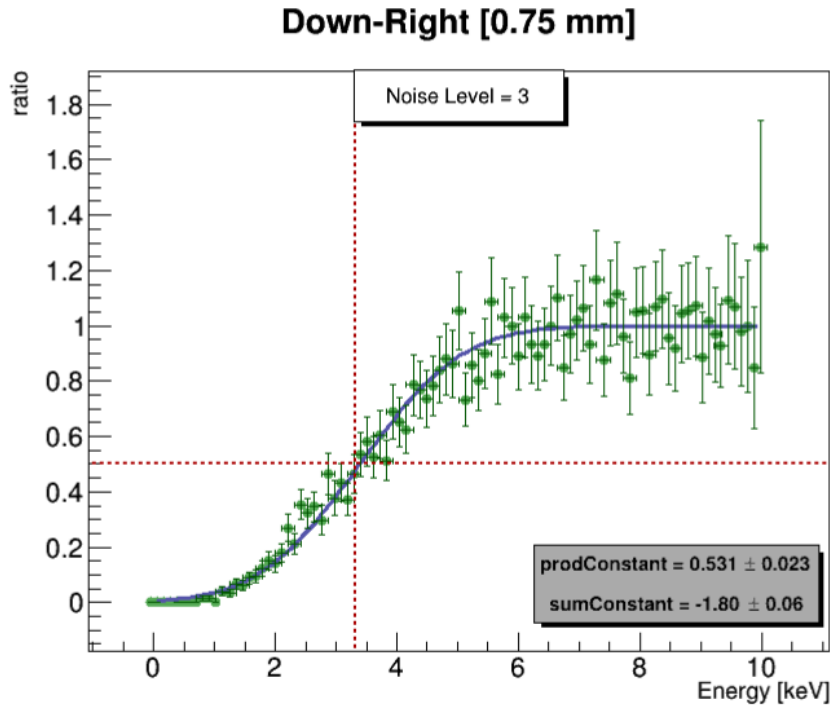


Figura 20: Ejemplo de un ajuste a la función  $F(x)$  para la distribución de ratios en un nivel de ruido intermedio (3) sobre los eventos del detector con *pitch* igual a 0.75 mm.

## C. Ajuste del espectro de energía para obtención de la resolución

Para determinar la resolución de un detector se utiliza habitualmente la altura a media altura (FWHM, *Full Width Half Maximun*). En los espectros en energía de las simulaciones de fotones monoenergéticos realizadas hacemos un ajuste de los picos centrales de 5 keV a una gaussiana de ecuación general:

$$F(x) = C \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (5)$$

Entre otros parámetros, se obtiene  $\sigma$ , que se puede relacionar con el FWHM mediante un factor multiplicativo:

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)} \cdot \sigma \quad (6)$$

La resolución se expresa en % respecto a la energía de referencia, por lo que:

$$FWHM(\%) = \frac{2.35 \cdot \sigma}{\mu} \cdot 100 \quad (7)$$

En la Figura 21 se muestra el ajuste del pico principal del espectro realizado con *Fit* de ROOT en el detector de 1 mm de granularidad para un nivel de ruido 3. Cabe destacar que los errores de los parámetros del ajuste son muy inferiores ( $< 0.5\%$ ) al orden de magnitud de los parámetros.

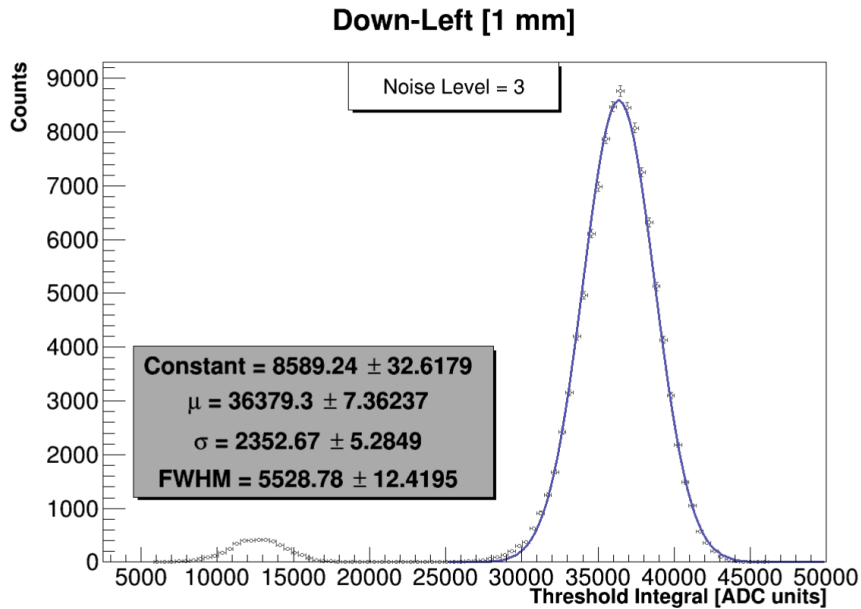


Figura 21: Ejemplo de un ajuste del pico dominante de 5keV a la función gaussiana sobre el espectro de los evento simulados sobre el detector de 1 mm y un nivel de ruido intermedio (3).