

Héctor Mirallas Sánchez

Desarrollo de grandes planos de  
lectura Micromegas para  
experimentos de búsqueda de  
sucesos poco probables

Director/es

García Irastorza, Igor  
Dafní, Theopisti

<http://zaguan.unizar.es/collection/Tesis>



Universidad de Zaragoza  
Servicio de Publicaciones

ISSN 2254-7606



Tesis Doctoral

**DESARROLLO DE GRANDES PLANOS DE  
LECTURA MICROMEGAS PARA EXPERIMENTOS  
DE BÚSQUEDA DE SUCESOS POCO PROBABLES**

Autor

**Héctor Mirallas Sánchez**

Director/es

García Irastorza, Igor  
Dafnı́, Theopısti

**UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA**  
**Escuela de Doctorado**

Programa de Doctorado en Fısica

2024





**Universidad**  
Zaragoza

Tesis Doctoral

Desarrollo de grandes planos de lectura  
Micromegas para experimentos de  
búsqueda de sucesos poco probables

Autor

Héctor Mirallas Sánchez

Directores

Igor García Irastorza

Theopisti Dafní

Laboratorio de Física Nuclear y Astropartículas  
Área de Física Atómica, Molecular y Nuclear  
Departamento de Física Teórica  
Universidad de Zaragoza

Mayo 2024



# Prólogo

La memoria de investigación que a continuación se presenta ha sido realizada bajo el paraguas de la Universidad de Zaragoza, pero en colaboración con la Jiao Tong University de Shanghai, en la parte que corresponde a los detectores para doble beta, y con otros organismos de forma continua como el CERN o el CEA Irfu de París.

Mi vinculación con la Universidad de Zaragoza en este periodo desde el 2015 ha sido a través del programa de doctorado, a lo que hay que añadir además los últimos 5 años trabajando bajo un contrato como técnico superior de apoyo a la investigación, y que ha tenido como principal objetivo el desarrollo de detectores de bajo fondo para los observatorios de axiones CAST y IAXO.

El afianzamiento en el grupo de investigación en el que se desarrolla esta tesis se produjo al cursar varios estudios, todos ellos con una alta dedicación dentro del grupo: post-grado 'Introducción a la investigación' (2012), beca de colaboración (2012) y 'Master de físicas y tecnologías físicas' (2013). Durante este tiempo, antes de comenzar el programa de doctorado en 2015, tuve la oportunidad de realizar mi primer desarrollo de un detector basado en TPC para el experimento CAST.

Tras la matriculación en el programa de doctorado en 2015, y coincidiendo con el inicio de la colaboración del grupo en el proyecto PandaX-III, tuve la oportunidad de formar parte del equipo de este experimento, centrándome en el desarrollo de un plano de lectura teselado para este detector, elaborando así la primera parte de esta tesis. Además, a partir del 2018, participaría también de forma activa en la puesta en marcha del experimento TREX-DM, que se instalaría en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc durante ese año y que formaría la segunda parte de esta tesis. A partir del año 2019, concluyendo mi colaboración con el proyecto PandaX-III y habiendo sido recientemente contratado como técnico de apoyo a la investigación en la Universidad de Zaragoza, compatibilizaría mi dedicación al experimento TREX-DM con los trabajos de desarrollo de detectores en el proyecto IAXO, quedando este último fuera del objeto de esta memoria.

Debido a mis estudios previos en ingeniería industrial, durante todos estos años de investigación el nicho de especialización ha sido la parte más técnica e instrumental de los experimentos. Por eso esta tesis tiene como núcleo central el diseño, la puesta en marcha y la optimización de estos experimentos, incluyendo los procesos de ingeniería necesarios para llevarlos a cabo y que ocupan gran parte de esta memoria. A pesar de su carácter técnico, cada una de las partes en las que se ha trabajado ha sido introducida y motivada en el marco de las investigaciones en física fundamental,

en la que este tipo de experimentos se suelen clasificar, no perdiendo de vista el objetivo último de cada desarrollo.

En el período de tiempo en el que se han extendido los trabajos que llevan a la consecución de esta tesis se han ido alternando períodos de diseño y desarrollo con períodos de puesta en marcha, intervenciones para correcciones en los detectores y tomas de datos. Por lo tanto, tomamos la decisión de que la estructura de esta memoria siguiera un orden cronológico de estos trabajos, un orden natural de los acontecimientos pero derivado de continuas decisiones consensuadas, obedeciendo siempre al interés científico.

# Agradecimientos

Cualquier sección de agradecimientos que se precie de formar parte de una memoria de investigación, algo que necesita de mucha dedicación, contendrá un listado casi infinito de personas que forman o han formado parte de la vida del pobre investigador. Ellas son quienes han sufrido todos y cada uno de los incontables tropiezos científicos sucedidos en esta etapa, y han disfrutado, poco, de los escasos logros.

Casi es de obligado cumplimiento comenzar agradeciendo a la familia. Y así lo haré, agradeciendo a mi familia primero el hecho de haberme traído al mundo, como no. Y segundo y mejor, el hecho de haberme traído al mundo y además darme amor, cariño y una infancia feliz. Las oportunidades han venido después, por tener la suerte de pertenecer a una sociedad que cuida al individuo.

He pensado en no referirme a nadie en concreto en estos agradecimientos, no dar ningún nombre, aunque sea por llevar la contraria y no cumplir con el estándar. Pero es imposible y al menos quiero dirigirme a dos personas muy muy especiales: mis hijas, Lucía y Candela. Ellas inundan de ilusión mis mañanas y las amanecen más brillantes, hasta que entran al cole, momento en el que empieza mi 'fiesta' diaria. Por las tardes suelen estar con María, mi compañera, la que me apoya, me soporta y mantiene cuerdo. ¡Qué suerte tenerte a mi lado!

Comenzando las mañanas así uno puede con cualquier laboratorio que se ponga por delante. Y si no, siempre cuentas con el comodín de alguno de los compañeros que acude en tu ayuda. Porque una de las suertes que he tenido al trabajar en este grupo es que la calidad humana es monstruosa, como monstruosos son los expedientes académicos de todos ellos, que nunca dejarán de intimidar a este humilde y eterno estudiante. Enhorabuena a todos, por vuestras carreras, pero sobre todo, y lo digo de corazón, por ser gente tan 'guay' (expresión usada en los años 90 para adjetivar de forma muy positiva una cosa).

Os agradezco el cuidado y lo educado del trato que me habéis dirigido, el rigor de vuestros consejos, la profesionalidad de vuestras acciones. Incluso la paciencia que habéis tenido conmigo en muchas ocasiones.

Subir a Canfranc siempre ha supuesto un impulso motivacional, aunque últimamente no anden las cosas tan bien por allá arriba. Profundas tertulias en el coche, en la sobremesa, en buena compañía. O esos viajes al CERN, agotadores pero emocionantes, cuantas discusiones y risas nos depararon. También aquellos viajes a Shanghai o a París, para juntarnos con el resto de los equipos de las colaboraciones. Que lo sepan, fuera de España también hay buena gente.

En fin: a Theopisti, a Juan, a Igor, a Gloria, a Juanan, a Alfonso, Xavi, Paco, Elisa, Patricia, Diana, Laura, Clara, Diego, Alicia, Marías (x3), Susana, Marisa, Javieres (x3), Xinglong, Carmen, José Manuel, Miguel Ángel, Iván, Cristina, Oscar, Davides (x2), Luis, Pedro, Ángeles (x3), Jaime, Julia, Konrad, Yikun, Jorges (x2), Itxaso, Fran. Y Silvia, Alberto, Sergio, Esther, Eduardo, Héctor, Thomas, Rui, Ke-Han, Shaobo y tantos otros... Al final me habéis hecho escribir los nombres, seguro que me dejo alguno, perdón.

Algo no muy habitual en los agradecimientos, por ir en contra del espíritu de esta sección, es hacer desagradecimientos. Y aquí sí que no voy a dar nombres, solo diré que la proporción de estos respecto a los agradecimientos lo estimo en apenas un 5%. Es una suerte.

¡Ah!, y algo tampoco muy habitual. Quiero agradecerme a mí mismo, por qué no, intentando desprenderme lo máximo posible de cualquier atisbo de narcisismo, pero con orgullo. Porque no sé si este trabajo es merecedor de la titulación que su memoria persigue, pero seguro que es merecedor de reconocimiento al esfuerzo y la dedicación. Motivada por el amor a la física, la pasión por la tecnología y la ilusión de trabajar con el grupo humano que acabo de nombrar. Muchas gracias a todos.

# Contenidos

<b>Prólogo</b>	<b>1</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>3</b>
<b>1 TPCs y Micromegas, una combinación óptima</b>	<b>11</b>
1.1 Cámaras de Proyección Temporal . . . . .	11
1.1.1 Principio de funcionamiento de una TPC gaseosa con lectura de carga . . . . .	12
1.2 Planos de lectura Micromegas . . . . .	17
1.2.1 Necesidad de escalar planos de lectura Micromegas . . . . .	19
1.3 Sistemas de apoyo, adquisición de datos y análisis en TPCs con Micromegas . . . . .	20
<b>I Escalado de planos de lectura basados en Micromegas para el experimento PandaX-III</b>	<b>27</b>
<b>2 El experimento PandaX-III y la búsqueda de la desintegración doble beta sin neutrinos</b>	<b>29</b>
2.1 El neutrino y la desintegración doble beta . . . . .	29
2.2 El proyecto T-REX y el experimento PandaX-III . . . . .	31
<b>3 El módulo SR2M para grandes planos de lectura</b>	<b>35</b>
3.1 Circuito Micromegas . . . . .	37
3.1.1 Anchura de las strips y el tamaño del píxel . . . . .	40

3.1.2	Selección del conector . . . . .	44
3.2	Sistema de reinserción de electrones . . . . .	45
3.3	Pasa-muros . . . . .	49
3.4	Soporte de cobre y teselación . . . . .	54
3.5	Instalación del módulo SR2M . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Puesta en marcha del módulo SR2M</b>	<b>61</b>
4.1	Primer espectro . . . . .	62
4.2	Ganancia y transmisión de electrones . . . . .	63
4.3	Lectura de los canales . . . . .	66
4.4	Plano de lectura con 7 módulos SR2M . . . . .	70
<b>5</b>	<b>El conector FtF y la segunda versión del módulo SR2M</b>	<b>75</b>
5.1	El conector Face-to-Face (FtF) . . . . .	76
5.1.1	Principio de funcionamiento del conector FtF . . . . .	76
5.1.2	Análisis de deformaciones bajo tensiones en la zona de contacto	77
5.1.3	Banco de pruebas para el conector FtF . . . . .	81
5.2	La segunda iteración del módulo SR2M . . . . .	86
5.2.1	Modificación del ERS . . . . .	87
5.2.2	Tensado del circuito Micromegas . . . . .	87
5.2.3	Plano de lectura con 7 módulos SR2M . . . . .	88
5.2.4	Plano de lectura con 52 módulos . . . . .	90
<b>II</b>	<b>Optimización del plano de lectura y los sub-sistemas en el experimento TREX-DM</b>	<b>93</b>
<b>6</b>	<b>La búsqueda del WIMP</b>	<b>95</b>
6.1	El WIMP . . . . .	96
6.2	Motivaciones para la búsqueda del WIMP de baja masa . . . . .	100
6.3	El experimento TREX-DM . . . . .	101

6.3.1	Recorrido del experimento TREX-DM . . . . .	103
<b>7</b>	<b>TREX-DM en el LSC</b>	<b>107</b>
7.1	Instalación en el LSC . . . . .	108
7.2	Puesta en marcha con Ar + 1 % Isobutano . . . . .	110
7.3	Puesta en marcha con Ne + 2 % Isobutano . . . . .	119
7.3.1	Corrientes de fuga y problemas de estabilidad . . . . .	123
7.4	Umbral de energía . . . . .	126
7.5	Primeras medidas de fondo . . . . .	128
7.6	Reducción de fondo dominado por Radón . . . . .	129
<b>8</b>	<b>Nuevo plano de lectura para TREX-DM</b>	<b>133</b>
8.1	Nuevas Micromegas . . . . .	134
8.1.1	Estudio por zonas del circuito . . . . .	136
8.1.2	Revisión del área activa . . . . .	140
8.1.3	Reducción de fondo de las Micromegas . . . . .	143
8.2	Nuevos cables de extensión . . . . .	147
8.3	Nuevos conectores FtF . . . . .	150
8.4	Nuevos pasamuros . . . . .	150
8.5	Primeras pruebas de la nuevas Micromegas . . . . .	153
8.6	Instalación y toma de datos con las nuevas Micromegas en TREX-DM	157
<b>9</b>	<b>Etapas de pre-amplificación con GEM</b>	<b>163</b>
9.1	Motivaciones . . . . .	164
9.1.1	Estudios previos . . . . .	165
9.2	Diseño experimental . . . . .	167
9.3	Medidas en TPC de 2 litros . . . . .	169
9.3.1	Técnica experimental . . . . .	169
9.3.2	Resultados . . . . .	170

9.3.3	Conclusiones . . . . .	172
9.4	Medidas en TPC de 50 litros . . . . .	173
9.4.1	Técnica experimental . . . . .	173
9.4.2	Resultados . . . . .	175
9.4.3	Conclusiones . . . . .	182
<b>III Desarrollo del AlphaCamm: un detector de partículas alfa de alta sensibilidad</b>		<b>183</b>
<b>10</b>	<b>El primer demostrador como detector de partículas alfa</b>	<b>185</b>
10.1	Necesidad de un detector de partículas alfa superficiales . . . . .	186
10.2	Primer demostrador . . . . .	189
<b>11</b>	<b>Modelo de fondo por emanación para el AlphaCamm</b>	<b>193</b>
11.1	Modelo de fondo por emanación de Radón . . . . .	194
11.1.1	Concentración de Radón en el volumen de estudio . . . . .	194
11.1.2	Contribución por parte de la concentración inicial de Radón $N_{Rn}(0)$ . . . . .	197
11.1.3	Contribución por parte de la concentración de Radio $N_{Ra}$ . . . . .	200
11.1.4	Contribución desde el exterior por caudal (Q) y por <i>outgassing</i> , permeabilidad y fugas (M) . . . . .	202
11.2	Evaluación del modelo de fondo por emanación . . . . .	203
11.2.1	Caudal de Radón M por fugas, permeabilidad y <i>outgassing</i> . . . . .	204
11.2.2	Concentración de Radón en el aire $N_{Rn}^{air}$ . . . . .	205
11.2.3	Concentración de Radón en la mezcla de gas $N_{Rn}^{gas}$ . . . . .	206
11.2.4	Concentración de Radio $N_{Ra}$ . . . . .	207
11.2.5	Concentración inicial de Radón $N_{Rn}(0)$ . . . . .	209
11.2.6	Resultados del modelo de fondo por emanación . . . . .	210
<b>12</b>	<b>Diseño, fabricación y puesta en marcha del AlphaCamm</b>	<b>213</b>

<i>CONTENIDOS</i>	9
12.1 Diseño final y fabricación . . . . .	214
12.1.1 Opciones de operación . . . . .	215
12.1.2 Diseño del cátodo/porta-muestras . . . . .	216
12.2 Montaje y puesta en marcha . . . . .	218
12.3 Medidas de fondo . . . . .	224
12.3.1 Acciones para la identificación del fondo . . . . .	225
12.4 Medida de materiales . . . . .	228
12.5 Conclusiones . . . . .	229
<b>Resumen y conclusiones</b>	<b>230</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>241</b>



# Capítulo 1

## TPCs y Micromegas, una combinación óptima

### 1.1 Cámaras de Proyección Temporal

Los detectores de partículas gaseosos son instrumentos que producen señales debido a la interacción de las partículas que atraviesan el gas contenido en el detector. Un tipo de detector gaseoso, la cámara de proyección temporal (TPC por *Time Projection Chamber*), es bien conocido en el campo de la investigación en Física de partículas a partir de su invención a finales de los años 70 por Marx y Nygren [1], resultado de la evolución de la cámara proporcional multi-hilos (MWPC por *Multi-wire Proportional Chamber*) [2].

Las cámaras proporcionales multi-hilos o MWPCs fueron ampliamente utilizadas desde su invención en 1968, ya que resultaron un gran avance en la medición de la trayectoria de las partículas. Las MWPCs consistían en un plano formado por hilos independientes y paralelos, separados una mínima distancia entre ellos ( $\sim 0.1$  cm), y colocados entre dos electrodos planos [2]. Cuando un electrón o nube de electrones, procedente de la ionización del gas por parte de una partícula que atravesaba la zona entre los electrodos, era atraído hacia uno de los hilos se producía una multiplicación de estos electrones, mediante el efecto de avalancha electrónica, debido al fuerte campo eléctrico aplicado en la zona. A pesar de sus limitaciones, principalmente en la resolución y el ritmo de interacciones capaces de medir, han sido utilizadas en multitud de aplicaciones, como en imagen médica, detección de rayos X y ultravioleta, difracción de neutrones y astronomía, entre otros.

Fruto de la evolución de las MWPCs en 1971 aparecieron las cámaras de deriva (*drift chambers*) con multi-hilos [3], en las que se medía el tiempo de llegada de los electrones a los hilos, permitiendo así mejorar la resolución espacial perpendicular a estos. Heredando esta idea y como estrategia para la construcción de los detectores

de los aceleradores PEP (Positron-Electron Project) y PETRA (Positron-Electron Tandem Ring Accelerator), surgieron en 1978 las TPCs. Estaban formadas por un volumen de gas que se ionizaba cuando una partícula ionizante lo atravesaba y en el que los electrones producto de la ionización eran dirigidos hacia un plano de lectura formado por multi-hilos. La medida del tiempo de llegada de los electrones permitía, como en el caso de las cámaras de deriva, reconstruir la componente espacial en el eje perpendicular al plano de lectura.

Las TPCs han sufrido una importante evolución desde su invención. Además de TPCs gaseosas, hoy en día existen TPCs en fase líquida e incluso con dos fases líquida-gaseosa dentro del mismo volumen. En el mismo sentido, los planos de lectura también han sufrido una evolución importante, desde los MPGD (*Micropattern Gaseous Detectors*), una evolución de los planos multi-hilos, hasta los planos de lectura desarrollados para la detección de los fotones de centelleo producidos durante la ionización.

### **1.1.1 Principio de funcionamiento de una TPC gaseosa con lectura de carga**

Cuando una partícula ionizante atraviesa una TPC gaseosa con un plano de lectura de carga ioniza parte de los átomos del gas. Los electrones libres tras la ionización derivan hacia el plano de lectura gracias a la aplicación de un campo eléctrico. De esta forma, cada nube de electrones que llega al plano de lectura genera una señal que puede ser leída y almacenada (figura 1.1).

Si el plano de lectura está dividido en zonas y cada nube de electrones que llega a una zona genera una señal que puede ser leída de manera independiente, se puede hacer una reconstrucción de la trayectoria de la partícula ionizante en el plano XY del plano de lectura. Además, y esto es lo que define a una TPC, si se mide la diferencia temporal con la que los electrones primarios llegan al plano de lectura, se podrá hacer una reconstrucción de la traza en los planos XZ y YZ, siendo Z el eje de coordenadas perpendicular al plano de lectura y cuya dirección siguen los electrones primarios en su deriva hacia este.

En el caso en el que una TPC gaseosa con lectura de carga tiene un plano de lectura en el que los electrones pueden ser multiplicados, gracias al efecto de avalancha electrónica, la señal que se obtiene también es multiplicada. El factor de multiplicación de la señal es proporcional al factor de multiplicación de los electrones primarios, aunque su relación exacta vendrá determinada por las propiedades del plano de lectura (geometría, distribución del campo eléctrico, materiales, etc.)

### **Interacción de las partículas con detectores gaseosos**

Principalmente las partículas que interactúan con un detector gaseoso se pueden dividir en dos grupos: fotones y partículas cargadas.

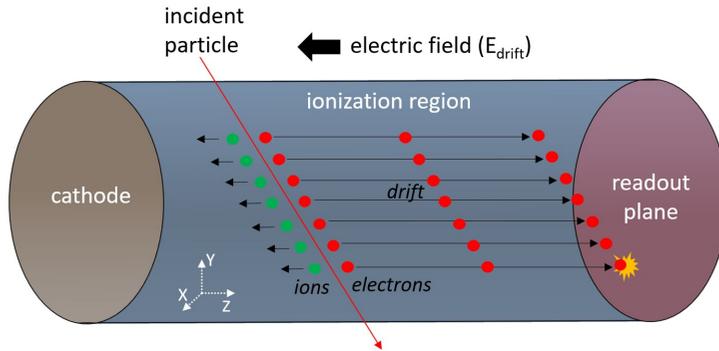


Figura 1.1: Principio de funcionamiento de una TPC gaseosa con un plano de lectura de carga: una partícula atraviesa la región de ionización e ioniza parte de los átomos del gas, los electrones libres después de la ionización derivan hacia el plano de lectura gracias al campo eléctrico  $E_{drift}$  aplicado en esta región, cada nube de electrones que llega al plano de lectura genera una señal que es leída y almacenada. La segmentación del plano de lectura permite la lectura independiente de cada zona del mismo y, por lo tanto, la localización del evento en el plano XY. La medida diferencial en el tiempo de llegada de cada señal permite reconstruir, conociendo la velocidad de los electrones durante su deriva hacia el plano de lectura, la coordenada Z (perpendicular al plano de lectura) relativa del evento.

Los principales mecanismos de interacción de los fotones con los detectores gaseosos son el efecto fotoeléctrico, la dispersión *Compton* y la producción de pares.

Un haz de fotones se caracteriza por el hecho de que, aunque su intensidad disminuye al atravesar un material, la energía de los fotones que no se eliminan del haz no se degrada. Sin embargo, cuando una partícula cargada interactúa con un medio gaseoso sufre una reducción de su energía y, dependiendo de si son ligeras o pesadas, se comportan de manera diferente: las partículas ligeras, como los electrones, sufren desviaciones de su trayectoria mientras que las pesadas, como las partículas  $\alpha$ , no cambian su dirección.

Los principales mecanismos de interacción de las partículas cargadas con los detectores gaseosos son las colisiones inelásticas, en las que se producen interacciones de Coulomb con los electrones atómicos del medio, y Breemstrahlung, en el que durante su frenado emiten radiación electromagnética que puede ionizar el medio.

La interacción de los fotones con un medio determinado viene definida por su sección eficaz (figura 1.2). Mientras que la pérdida de energía de una partícula cargada cuando atraviesa el medio se conoce como poder de frenado (figura 1.3)

En el caso de las partículas cargadas de baja masa, como el electrón, es necesario tener en cuenta los efectos relativistas al calcular la pérdida de energía por colisiones inelásticas, por lo que el poder de frenado se ve alterado respecto a las partículas cargadas pesadas. La figura 1.4 muestra un ejemplo del poder de frenado de los

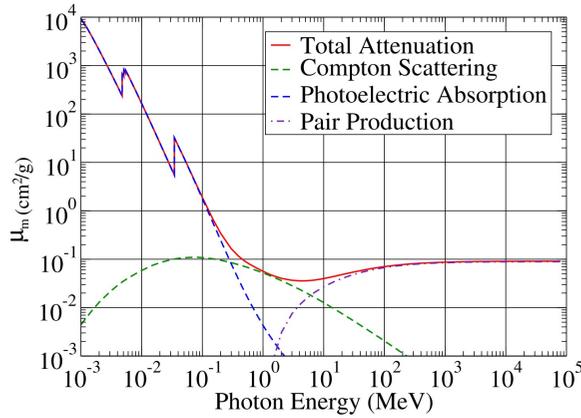


Figura 1.2: [4] Sección eficaz de la interacción de los fotones en Xenón frente a su energía. Se observa cómo a bajas energías ( $<1$  MeV) el efecto fotoeléctrico predomina sobre el resto de mecanismos. Entre 1 MeV y 10 MeV la dispersión *Compton* es la predominante, mientras que a partir de 10 MeV el mecanismo predominante es la producción de pares.

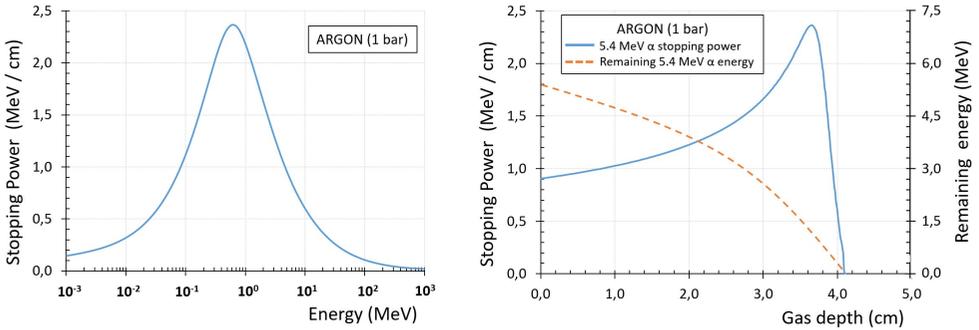


Figura 1.3: ● Izquierda: Poder de frenado de las partículas  $\alpha$  frente a la energía de la partícula, para Argón a 1 bar de presión. Datos para generar la curva recopilados de [5]. ● Derecha: Densidad de ionización y energía restante de las partículas  $\alpha$  de 5.4 MeV (energía inicial) frente a su recorrido en el gas, para Argón a 1 bar de presión, calculado a partir del poder de frenado. Obsérvese el pico de Bragg al final de la trayectoria, en el que la densidad de ionización aumenta.

electrones en Argón, donde se comprueba cómo la pérdida de energía por colisión es continua y predominante a bajas energías ( $< 10$  MeV), mientras que para energías mayores ( $> 10$  MeV) la pérdida se produce principalmente por Breemstrahlung.

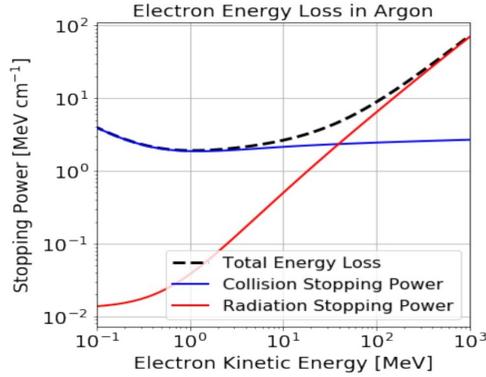


Figura 1.4: [6] Poder de frenado de los electrones en Argón

### Ionización

Dependiendo de los procesos por los cuales se produce la ionización del gas por parte de una partícula que lo atraviesa, se puede diferenciar entre ionización primaria o secundaria. En la ionización primaria la partícula que atraviesa el gas genera directamente por colisión pares ion-electrón, mientras que la ionización secundaria suele producirse cuando los electrones procedentes de la ionización primaria son expulsados con la energía suficiente como para ionizar de nuevo el gas. La transferencia Penning también puede contribuir a la ionización secundaria y ocurre cuando los átomos de gas excitados pueden ionizar las moléculas de otro gas añadido a la mezcla (mezclas Penning).

Aunque no toda la energía  $E_0$  cedida por la partícula que atraviesa el gas es capaz de ionizar las moléculas del mismo, el número de pares ion-electrón  $N_e$  que es capaz de producir es proporcional a esta energía:

$$N_e = \frac{E_0}{W} \quad (1.1)$$

siendo  $W$  la energía media necesaria para crear un par ion-electrón en un gas determinado. Se ha comprobado experimentalmente que en gases nobles  $W$  es prácticamente el mismo para partículas  $\alpha$  que para electrones, pero existen diferencias para otras moléculas complejas, como los hidrocarburos. También se ha comprobado experimentalmente que  $W$  es independiente de la energía depositada.

Sin embargo, dos partículas cargadas idénticas que depositan una energía  $E_0$  en un gas no producirán necesariamente el mismo número de pares electrón-ion, ya que las colisiones inelásticas que se producen se rigen por probabilidades, por lo que las medidas del número de electrones primarios poseerán una varianza. Esta varianza  $\sigma_e^2$  es cuantificada a través del factor de Fano  $F$  (en el rango de 0.17-0.23 para Argón y 0.13-0.17 para Xenón), de manera que  $\sigma_e^2 = FN_e$ . Por lo tanto, existe un límite en la resolución  $R$ , definida como la anchura del pulso a media altura (%FWHM del

inglés *Full Width at Half Maximum*), que se puede alcanzar en un detector gaseoso, debido a este comportamiento estadístico:

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{W}{E_0}} F \quad (1.2)$$

### **Deriva de los electrones hacia el plano de lectura**

Un electrón libre en un gas en el que se aplica un campo eléctrico sufre una aceleración debido al campo aplicado hasta que se produce una colisión con una molécula del gas, en la que pierde la velocidad adquirida, para ser nuevamente acelerado por el campo. Esta sucesión de aceleraciones y colisiones del electrón resulta en una velocidad media de deriva  $v_d$  que viene definida como

$$v_d = \frac{eE}{m} \tau \quad (1.3)$$

donde  $\tau$  es el tiempo medio entre colisiones.

Debido a la dispersión con moléculas de gas, los electrones pueden cambiar de dirección, aunque en promedio seguirán las líneas de campo. El proceso por el cual una nube de electrones, procedentes de la ionización primaria, se va extendiendo conforme se va desplazando por la TPC gracias al campo eléctrico, se llama difusión. La difusión puede dividirse en transversal, cuando se produce en una dirección perpendicular a la dirección de deriva, y longitudinal, cuando se produce en la dirección de deriva. La desviación cuadrática media  $\sigma_d$  de la nube de electrones después de una longitud recorrida  $L$  puede escribirse como

$$\sigma_d = D\sqrt{L} \quad (1.4)$$

donde  $D$  es el coeficiente de difusión.

### **Planos de lectura de carga**

Los planos de lectura normalmente usados en las primeras TPCs utilizaban las técnicas heredadas de las cámaras proporcionales multi-hilos (MWPC por *Multi-wire Proportional Chamber*) [2], y puesto que los hilos que formaban los planos de lectura no podían instalarse ni muy cerca entre ellos ni con mucha precisión, su resolución espacial estaba limitada. Por lo tanto, un paso muy importante en la evolución de estos detectores fue el uso de técnicas de micro-electrónica y foto-litografía para la fabricación de planos de lectura de mayor precisión y con la capacidad de realizar una primera etapa de amplificación de electrones, gracias al efecto de avalancha electrónica [7], efecto que en las cámaras multi-hilos con alta densidad de hilos era

difícil de conseguir. Comenzaba así un nuevo tipo de planos de lectura llamados MPGD (*Micropattern Gaseous Detectors*).

Los detectores MPGD que más se han consolidado desde entonces son principalmente de dos tipos: GEM (*Gas Electron Multiplier*) [8] y Micromegas (*MICRO-MEsh Gaseous Structure*) [9]. Esta última tecnología será la que se utilice en el desarrollo de los grandes planos de lectura a lo largo de esta memoria.

## 1.2 Planos de lectura Micromegas

Los planos de lectura de tipo Micromegas son estructuras para la amplificación de los electrones procedentes de la ionización de los átomos que componen el gas, normalmente de una TPC, al paso de una partícula ionizante a través de ella. Las Micromegas consisten básicamente en un plano superior con aperturas y un plano inferior ciego, separados por a una pequeña distancia (figura 1.5). El elevado campo eléctrico aplicado entre los dos planos ( $\sim$ kV/mm) provoca el efecto de avalancha electrónica: cuando uno o más electrones penetra por las aperturas del plano superior de la Micromegas, este efecto produce una multiplicación de estos electrones. Toda la carga resultante de la multiplicación produce una alteración del campo eléctrico  $E_{amp}$ , de manera que entre los dos planos de la Micromegas se induce una señal, gracias al acoplo electromagnético entre ambos a través del material dieléctrico que los separa (aire, kapton, etc). La lectura de la señal puede ser realizada tanto en el plano inferior (lectura del ánodo, o los píxeles/strips si el ánodo está segmentado) como en el plano superior (lectura en el cátodo, o también llamado mesh).

Las técnicas usadas para la producción de planos de lectura Micromegas se han ido perfeccionando desde su invención y actualmente existen dos de ellas mediante procesos semi-automáticos, permitiendo su producción en mayores cantidades y mejor calidad: la tecnología bulk [10] y la tecnología microbulk [11].

La distancia entre el plano superior e inferior en la tecnología bulk suele situarse en el rango de 128–256  $\mu$ m, con una alta ganancia (factor de multiplicación de los electrones que entran en la zona con  $E_{amp}$ ) en torno a  $\approx 2 \cdot 10^4$  en Ar + 5 % isobutano. Tiene buena uniformidad en la ganancia a lo largo de toda la superficie y consigue buenas resoluciones de energía, en torno al 20 % FWHM para fotones de 5.9 keV en Ar + 5 % isobutano.

En la tecnología microbulk (figura 1.5), la usada en el desarrollo de los planos de lectura en esta tesis, la distancia entre el plano superior e inferior suele situarse en el rango de 25–100  $\mu$ m. Se alcanzan ganancias similares a la tecnología bulk, pero tienen una mayor precisión y uniformidad, lo que les permite alcanzar mejores resoluciones de energía cercanas al límite impuesto por el factor de Fano [12], en torno al 11 % FWHM para fotones de 5.9 keV en Ar + 5 % isobutano.

Además de una mayor uniformidad, la tecnología microbulk también posee una

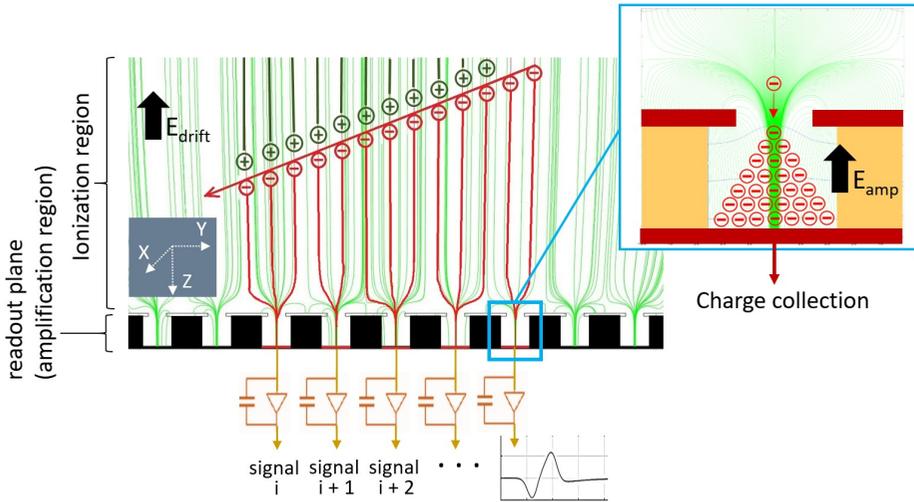


Figura 1.5: Principio de funcionamiento de una Micromegas (el esquema pertenece a una Micromegas de tipo microbulk): Cuando los electrones primarios procedentes de la ionización de una partícula (ver figura 1.1) entran en la región de amplificación se produce una multiplicación de estos electrones a través del proceso de avalancha electrónica, induciendo una señal que es leída y amplificada por la electrónica de adquisición. La segmentación del plano inferior de la Micromegas permite la lectura independiente de cada zona del mismo y, por lo tanto, la localización del evento en el plano XY de la Micromegas. La medida diferencial en el tiempo de llegada de cada señal permite reconstruir, conociendo la velocidad de deriva de los electrones en la zona de conversión, la coordenada Z (perpendicular al plano de lectura) relativa del evento.

ventaja intrínseca respecto a la tecnología bulk: su radiopureza. La radiopureza puede definirse como la capacidad que tiene un material para minimizar su contribución al fondo de un detector, y suele cuantificarse en términos de radiactividad por unidad de masa o superficie de los isótopos radioactivos contenidos en el material. Las Micromegas de tipo microbulk se construyen a partir de láminas de cobre–kapton–cobre, materiales conocidos y muy limpios desde el punto de vista de la radiopureza. Únicamente los compuestos químicos usados durante su producción, o la exposición a un ambiente que provoque su contaminación, pueden hacer empeorar su limpieza intrínseca inicial. Esta característica hace de la tecnología microbulk la óptima para su aplicación en experimentos de sucesos poco probables y de bajo fondo que usen TPCs gaseosas, en los que la contribución al fondo radioactivo de cualquier material que forme el detector debe ser minimizado.

### 1.2.1 Necesidad de escalar planos de lectura Micromegas

El uso de TPCs en los experimentos de Física de partículas ha ido creciendo desde su invención, y con ello el desarrollo de sus planos de lectura, hasta llegar a tamaños equivalentes a edificios (ALICE o ATLAS en el CERN). Pero su uso en otra clase de experimentos de esta rama de la Física, los habitualmente denominados experimentos de sucesos poco probables, muy por debajo en el número de interacciones y energía a los que de forma clásica los experimentos en Física de partículas están acostumbrados, ha sido más reciente.

Este trabajo se centra en dos de este tipo de experimentos para la búsqueda de sucesos poco probables: la búsqueda de la desintegración doble beta sin neutrinos (experimento PandaX-III) y la búsqueda del WIMP (experimento TREX-DM). En ambos se usa una TPC gaseosa de gran tamaño, haciendo necesario que el plano de lectura correspondiente también lo sea. Además, el futuro de ambos tipos de experimentos pasa por la construcción de detectores cada vez más grandes, y con ello los planos de lectura que llevan asociados.

Aparte del interés concreto para este trabajo, en general, los detectores gaseosos en los experimentos de sucesos poco probables están alcanzando previsiones de tamaños que superan la tonelada de gas como blanco. Por lo tanto, los trabajos aquí presentados también tienen un interés para el desarrollo de otros planos de lectura como posible alternativa o apoyo a otras tecnologías usadas.

Tanto el experimento PandaX-III como el experimento TREX-DM usan planos de lectura Micromegas de tipo microbulk. Esta tecnología se ha asentado en los últimos años y sufre de una mejora continua, aunque una de sus limitaciones consiste en los tamaños máximos que se pueden fabricar. En el momento de comenzar esta tesis, el tamaño máximo para el área activa (área efectiva de recolección de electrones) era de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , limitación con la que se desarrolló el plano de lectura para PandaX-III, aumentando hasta  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  durante el desarrollo del plano para TREX-DM.

Debido a esta limitación de tamaño y al aumento por otro lado del tamaño de los experimentos doble beta, se tuvo la necesidad de desarrollar un plano de lectura teselado, mediante un mosaico de módulos con Micromegas de tipo microbulk. Este trabajo se lleva a cabo durante la primera parte de esta memoria y en el contexto del experimento PandaX-III. La segunda parte, con un único plano de lectura de  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  instalado en TREX-DM, se centra en las especificaciones que definen una Micromegas y su respuesta en un detector gaseoso a alta presión (10 bar).

Además, durante los trabajos en TREX-DM surgió la necesidad de reducir el umbral de energía del experimento, por lo que se comenzó el desarrollo de otro plano de lectura compuesto, el sistema GEM-Micromegas, en el que una GEM fabricada expresamente para este sistema fue instalada encima de la Micromegas. Y por último, aprovechando el desarrollo de la Micromegas para TREX-DM, se planifica, diseña y pone en marcha un nuevo detector gaseoso para la detección de partículas  $\alpha$  superficiales, el llamado AlphaCMM, atendiendo a todos los requerimientos de un detector de bajo fondo y con una proyección más allá del experimento TREX-DM.

### 1.3    **Sistemas de apoyo, adquisición de datos y análisis en TPCs con Micromegas**

Los sistemas complementarios desarrollados e implementados para el funcionamiento de las TPCs que se describen en esta memoria han sido utilizados y, en parte, desarrollados o modificados. Aunque no son el objeto de este trabajo, a continuación se nombran los más importantes y más utilizados:

#### **Slow control**

El sistema de control o *slow control* monitoriza el estado de los diferentes sub-sistemas que conforman el experimento (sistema de gas, sistema de adquisición, sistema de calibración, sensores, etc) y actúa sobre cada uno de ellos en tiempo real según las condiciones programadas.

La correcta monitorización y almacenamiento de las variables gestionadas por el *slow control* permiten conocer con mayor o menor detalle el estado del detector en cada momento y correlacionar, en última instancia, estas variables con los observables procedentes del análisis de los datos recogidos en el plano de lectura.

En el caso específico de una TPC con planos Micromegas es importante que el *slow control* pueda monitorizar y controlar los parámetros propios de las fuentes de tensión utilizadas para producir el campo de amplificación en las Micromegas (voltaje, intensidad, encendido, apagado, etc). De forma continua se almacena el estado de las mismas, de manera que se conocen en todo momento las condiciones en las que se ha realizado la amplificación de los electrones procedentes de la región de ionización.

El *slow control* también puede permitir una programación de acciones sobre las fuentes de tensión, o cualquier otro elemento controlado por el mismo, ante uno o una serie de acontecimientos (reducción del voltaje en la Micromegas si se produce una pérdida de presión o chispas, reducción del campo de deriva ante chispas en el cátodo, bloqueo de los puertos de entrada y salida de gas ante variaciones no controladas de presión, etc).

El nivel de implementación del *slow control* para la lectura y el control de los equipos, sensores y actuadores marcará el carácter manual, semi-automático o automático del experimento.

#### **Sistema de gas**

Una TPC gaseosa, por definición, contiene un gas o una mezcla de gases como blanco para las partículas que se desean detectar. En una TPC con lectura de carga mediante Micromegas el gas tiene que estar optimizado para los tres procesos principales que se producen: ionización del gas por parte de la partícula que atraviesa la TPC, deriva

de los electrones primarios hacia la Micromegas y proceso de avalancha electrónica en la propia Micromegas.

El sistema de gas en una TPC suministra la mezcla adecuada al volumen de detección. Dependiendo de las necesidades del experimento, este sistema puede estar dotado con diferentes sensores y actuadores, de forma que se aseguren las mejores condiciones durante todo el tiempo en el que el experimento está funcionando.

En el caso de una TPC con Micromegas, en la que tanto el proceso de deriva de los electrones hacia el plano de lectura como el proceso de avalancha electrónica son muy sensibles a impurezas en el gas, suele instalarse un sistema de recirculación con filtros, como mínimo de humedad y oxígeno, para mantener el gas en buenas condiciones.

La correcta implementación del sistema de gas en el *slow control* permitirá programar las condiciones adecuadas en cada etapa (ciclo de llenado, ciclo de vaciado, modo de toma de datos, etc).

Tanto el experimento PandaX-III como el experimento TREX-DM utiliza una TPC con gas a 10 bar de presión, con una mezcla de Xenón y trimetilamina (TMA) en el caso de PandaX-III y una mezcla de Argón o Neón más Isobutano ( $iC_4H_{10}$ ) en el caso de TREX-DM. El sistema de gas en ambos casos es similar (figura 1.6).

Para poner en marcha la TPC primero se realiza el vacío en el sistema con una turbo-bomba y seguidamente se inyecta la mezcla de gas seleccionada para su funcionamiento desde un reservorio en el que previamente se ha hecho la mezcla. Cuando se alcanza la presión de operación en la TPC se pone en marcha el sistema de recirculación con bomba y filtros. Los filtros se seleccionan dependiendo de la mezcla utilizada y el tipo de impurezas que se desean filtrar y en ambos casos se utilizaron filtros de humedad y oxígeno.

Diferentes válvulas y sensores se distribuyen a lo largo del sistema de gas para permitir la operación durante los diferentes modos de funcionamiento (vacío, llenado, recirculación, recuperación de la mezcla, etc.). Un controlador de caudal a la entrada de la cámara y un *back pressure* a la salida permiten controlar la presión y el caudal en la TPC de forma automática durante los diferentes modos de operación.

En el caso de TREX-DM el volumen de gas utilizado durante las medidas con el detector no se recuperaba, evacuándolo a la atmósfera si se quería comenzar un nuevo ciclo de vaciado para cambiar la mezcla, realizar una intervención o simplemente reducir la presión en la TPC. Sin embargo, en el caso de PandaX-III, puesto que el coste de la mezcla era considerablemente mayor, se utilizaba un sistema manual de bombeo criogénico con Nitrógeno líquido para enfriar el reservorio y así recuperar el gas desde la TPC.

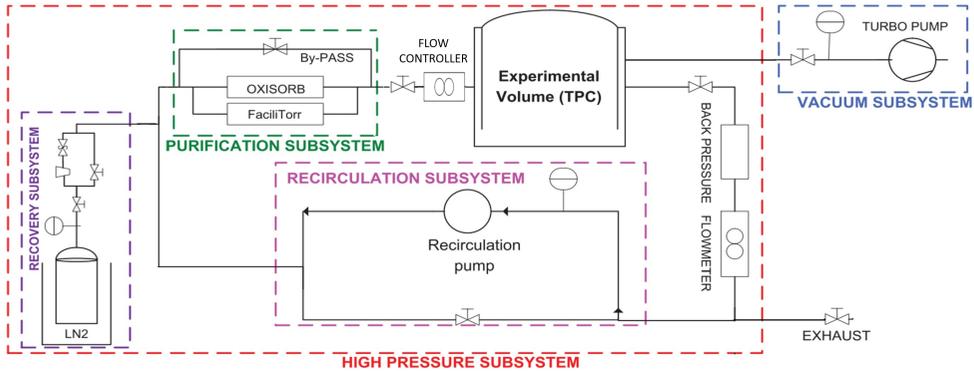


Figura 1.6: Esquema del sistema de gas utilizado en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza durante el desarrollo del plano de lectura para PandaX-III, similar al utilizado en el experimento TREX-DM.

### Sistema de adquisición de datos

El sistema de adquisición o sistema DAQ (*Data Acquisition*) se encarga de recoger, amplificar, dar forma, digitalizar y guardar las señales provenientes de los planos de lectura en una TPC. Generalmente se compone de una o varias tarjetas electrónicas comúnmente llamadas *front-end*, situadas cerca del plano de lectura, que son las que se encargan de amplificar la carga que llega a este, le dan forma y digitalizan la señal generada; una tarjeta electrónica comúnmente llamada *back-end*, no necesariamente situada cerca del plano de lectura, que suele encargarse de la gestión y sincronización de las tarjetas *front-end*; y un sistema de almacenamiento de datos, normalmente un PC, que gestiona la recepción y almacenamiento de los datos procedentes de la electrónica de adquisición.

Todos estos elementos deben dimensionarse adecuadamente según las necesidades de cada TPC, dependiendo del número de canales a leer, el ritmo de eventos que se produce o la cantidad de información que se genera en cada uno de ellos, entre otros. En el caso de los planos de lectura con recolección de carga, como ocurre en los planos Micromegas, el *front-end* suele contener un amplificador de carga (*charge amplifier*), en la primera etapa, que integra la corriente del plano de lectura y produce un voltaje de salida proporcional al valor integrado de la corriente de entrada.

Obedeciendo al comportamiento de la carga cuando es recogida en el plano de lectura (densidad de carga, tiempo de llegada, respuesta del plano de lectura) el *front-end* puede ajustarse para que la señal generada cumpla con los requisitos impuestos por el tipo de análisis que se va a ejecutar posteriormente.

Las tarjetas de adquisición de datos usadas en los trabajos que se describen en esta memoria han sido desarrolladas principalmente en el CEA Irfu de París y la mayoría usan el chip AGET [13] (figura 1.7) como amplificador de carga. Este chip fue fabricado con tecnología CMOS e impulsado por las estrategias de la comunidad de Física nuclear para su uso en TPCs.

Tanto en el AlphaCamm como en la primera puesta en marcha de TREX-DM, también se han usado electrónicas de adquisición basadas en el chip AFTER [14], antecesor del chip AGET y muy similar a este. La principal diferencia entre ambos es que el disparo o *trigger* en el chip AFTER debe hacerse siempre de manera externa, mientras que en el chip AGET puede ser gestionado por el propio chip, usando la señal proveniente del propio plano de lectura al que está conectado.

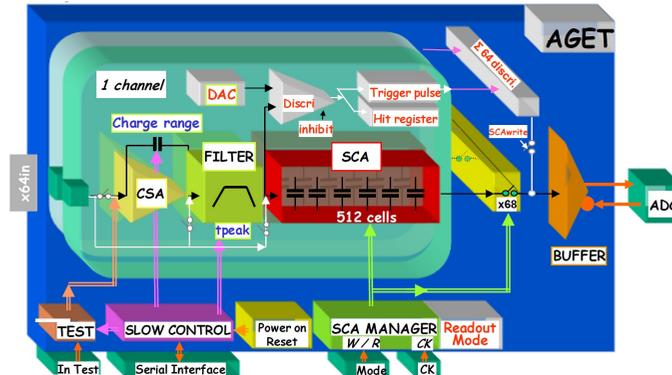


Figura 1.7: [13] Esquema de la arquitectura del chip AGET.

### REST-for-Physics, el marco para el análisis de datos

El análisis de los datos obtenidos en una TPC deben ser tratados y analizados adecuadamente. En el caso de los datos recogidos en los detectores desarrollados en esta tesis el entorno o *framework* utilizado para su análisis es el software REST-for-Physics [15], desarrollado dentro del grupo durante los últimos años. En la figura 1.8 se muestra la secuencia de procesos en REST de los que se compone el análisis para cada evento recogido en una Micromegas.

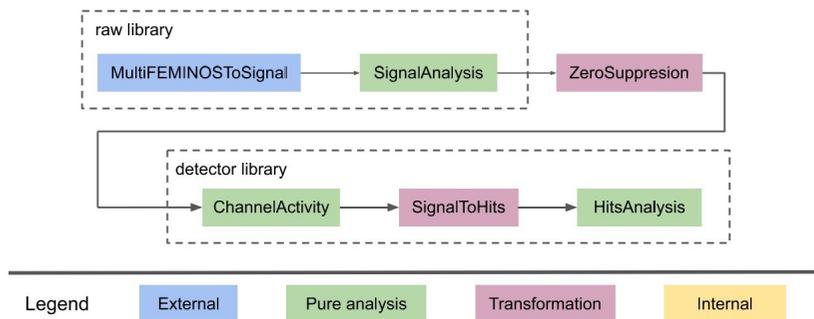


Figura 1.8: [15] Flujo de datos durante el análisis para cada evento recogido en una Micromegas por la electrónica de adquisición FEC-Feminos, usada en varios detectores en esta tesis.

El primer proceso transforma a formato ROOT [16] los datos de la TPC recogidos en el formato impuesto por el sistema de adquisición. Este proceso tiene que ser generado específicamente para cada tipo de sistema de adquisición usado. En el caso de la figura 1.8 se trata del sistema FEC-Feminos con chip AGET, junto con el proceso MultiFEMINOSToSignal. El primer análisis de la señal se realiza en el proceso SignalAnalysis, con el cálculo de varios observables (figura 1.9).

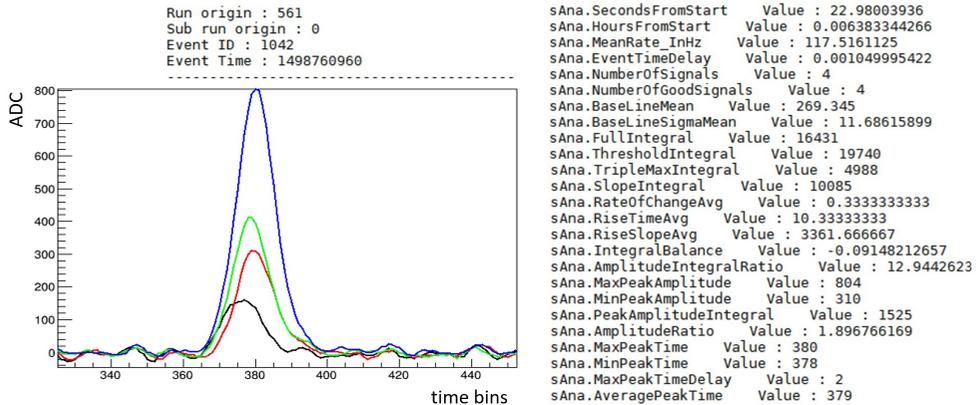


Figura 1.9: Señales recogidas por el sistema de adquisición correspondiente a un evento generado en una TPC con Micromegas. • Izquierda: reconstrucción de la señal a partir de 512 valores en unidades de ADC por cada canal leído. Cada color es un canal diferente que corresponde con un área diferente en la Micromegas segmentada. • Derecha: lista de observables calculados por el proceso SignalAnalysis a partir de las señales de los canales en el evento mostrado.

El último proceso de análisis SignalToHits utiliza la información, previamente introducida en la correspondiente librería *detector library*, sobre las características de la TPC (geometría, mezcla de gas, campo eléctrico de deriva, etc), y particularmente sobre la segmentación de la Micromegas (en píxeles o *strips*), para el cálculo de observables que describen la topología del evento. Como ejemplo, la figura 1.10 muestra la reconstrucción de la trayectoria de una partícula  $\alpha$  durante la cual ha producido la ionización del gas contenido en la TPC.

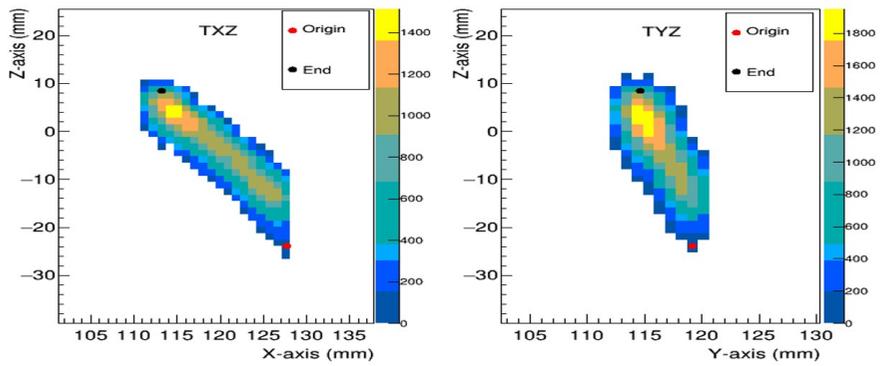


Figura 1.10: Proyección de un evento producido por una partícula  $\alpha$  atravesando e ionizando el gas de una TPC con plano de lectura Micromegas. Los colores representan la integración de las señales en XZ (izquierda) y en YZ (derecha).



## Part I

# Escalado de planos de lectura basados en Micromegas para el experimento PandaX-III



## Capítulo 2

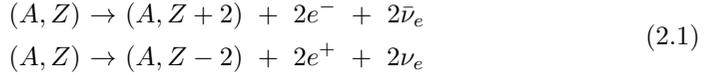
# El experimento PandaX-III y la búsqueda de la desintegración doble beta sin neutrinos

### 2.1 El neutrino y la desintegración doble beta

En 2015 el japonés Takaaki Kajita y el canadiense Arthur B. McDonald recibieron el premio Nobel de Física por el descubrimiento de las oscilaciones de los neutrinos solares, producido a principios del siglo XXI, en los observatorios de neutrinos Super-Kamiokande [17] y SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [18]. Tras ellos, otros experimentos pudieron medir estas oscilaciones, también en Super-Kamiokande [19] pero para neutrinos atmosféricos, y en KamLAND [20] para neutrinos procedentes de un reactor nuclear. Este descubrimiento significó una prueba de que los neutrinos tienen una masa distinta de cero.

El estudio del neutrino tiene una relación histórica muy importante con el proceso de desintegración beta, que se produce cuando un nucleón del núcleo atómico cambia de sabor y se emite un (anti)electrón y un (anti)neutrino. El estudio de este tipo de desintegraciones, ya observadas a finales del siglo XIX, permitió a Enrico Fermi publicar una teoría en 1933 que describía mediante la fuerza débil las interacciones que se producían en esta desintegración, e incluir el neutrino en ellas. Tras ello, y después de que Maria Goeppert Mayer en 1935 propusiera la idea de la desintegración doble beta y Ettore Majorana en 1937 propusiera la posibilidad de que el neutrino fuera su propia anti-partícula, Wendell H. Furry propuso en 1939 que la desintegración doble beta puede producirse sin emisión de neutrinos, si los neutrinos son del tipo Majorana.

La desintegración doble beta es un tipo de desintegración en la que dos neutrones se transforman simultáneamente en dos protones, o viceversa, de manera que permite que el átomo se acerque a la proporción óptima de protones y neutrones, como en la desintegración beta simple:



En la práctica, la desintegración doble beta puede observarse cuando, siguiendo la ley de la conservación de la energía, se prohíbe la desintegración beta simple. Esto sucede con los elementos más estables, con un número atómico par y un número de neutrones par. En estos elementos la fuerza de apareamiento hace que los núcleos par-par estén mucho más ligados y la desintegración beta simple está fuertemente suprimida, debido a que provocaría un cambio muy grande de espín. Según las partículas emitidas en la desintegración, el proceso se puede clasificar en varios modos, de los cuales dos son los más conocidos: la desintegración doble beta con emisión de neutrinos ( $2\nu\beta\beta$ ) y la desintegración doble beta sin neutrinos ( $0\nu\beta\beta$ ).

Para la desintegración  $2\nu\beta\beta$ , el número leptónico se conserva, por lo tanto el proceso está permitido por el Modelo Estándar. La energía de transición  $Q_{\beta\beta}$  se comparte entre los dos electrones y los dos neutrinos emitidos. La señal experimental es la suma de la energía de los dos electrones emitidos, luego es continua con un valor medio alrededor de  $Q_{\beta\beta}/3$  y finaliza en la energía  $Q_{\beta\beta}$ , como se muestra en la figura 2.1. Varios experimentos, como NEMO o CUPID, han podido medir los tiempos de semi-desintegración  $2\nu\beta\beta$  de varios isótopos.

En la desintegración  $0\nu\beta\beta$  el número leptónico no se conserva, lo que implicaría una Física más allá del Modelo Estándar. Los dos electrones transportarían toda la energía cinética disponible (el retroceso nuclear es despreciable a efectos prácticos) y el espectro mostraría un único pico en el punto final (figura 2.1). Si se observara la desintegración  $0\nu\beta\beta$  se confirmaría que el neutrino es una partícula masiva de Majorana ( $\nu = \bar{\nu}$ ,  $m_\nu \neq 0$ ), permitiendo además determinar su masa efectiva.

Debido a la baja tasa de eventos en este proceso, con una semivida prevista por encima de  $10^{26}$  años para los principales isótopos, uno de los mayores desafíos de los experimentos es el poder discriminar con una alta eficiencia los eventos procedentes de la desintegración  $0\nu\beta\beta$  respecto de los eventos del fondo radioactivo y respecto de los eventos de la propia desintegración  $2\nu\beta\beta$ . En los últimos años se está aumentando el esfuerzo en el desarrollo de nuevas y mejores técnicas de bajo fondo, ya no solo en el ámbito de los experimentos doble beta, sino en el resto de experimentos de búsqueda de sucesos poco probables, consiguiendo así reducir notablemente el fondo radioactivo de los detectores. Sin embargo, los experimentos de búsqueda de la desintegración  $0\nu\beta\beta$  que usan el propio detector como contenedor del isótopo emisor del doble beta, están obligados a mejorar enormemente las técnicas de discriminación para poder diferenciar aquellos eventos procedentes de la desintegración  $0\nu\beta\beta$  de los procedentes de la propia desintegración  $2\nu\beta\beta$ .

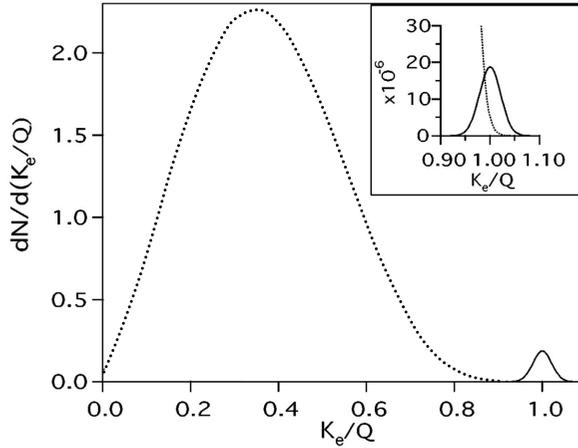


Figura 2.1: [21] Espectro esperado correspondiente a la suma de la energía cinética de los electrones  $K_e$  ( $Q = Q_{\beta\beta}$  es el punto final) para las desintegraciones  $2\nu\beta\beta$  normalizadas a 1 (curva punteada) y  $0\nu\beta\beta$  (curva continua). El espectro  $0\nu\beta\beta$  está normalizado a  $10^{-2}$  ( $10^{-6}$  en el recuadro). Los espectros están convolucionados con una resolución de energía del 5%, representativa de varios experimentos. El recuadro ilustra en detalle los espectros esperados cerca del punto final y donde la desintegración  $2\nu\beta\beta$ , junto con el fondo natural dependiente de la energía de transición  $Q_{\beta\beta}$  del isótopo medido, representa el máximo fondo posible que permite la observación de la desintegración  $0\nu\beta\beta$ .

## 2.2 El proyecto T-REX y el experimento PandaX-III

El proyecto T-REX (*TPCs for Rare Event eXperiments*) [22] durante los últimos años, bajo la financiación de la European Research Council, ha tenido como objetivo fusionar las más novedosas técnicas de lectura en TPCs gaseosas y las técnicas de ultra bajo fondo, para desarrollar ideas prácticas que pudieran usarse en el campo de la Física que se ocupa de la búsqueda de sucesos poco probables. El componente principal de estos estudios es el uso de planos de lectura tipo Micromegas [9] de última generación y su desarrollo posterior para cumplir con los estrictos requisitos de este tipo de experimentos.

El diseño clásico de Micromegas se ha utilizado en varias aplicaciones, incluidos experimentos de Física de partículas como ATLAS [23], COMPASS [24] o CAST [25] en el CERN, o en experimentos de Física de neutrinos como T2K [26]. Desde su invención se han invertido muchos esfuerzos para mejorar el rendimiento de estos detectores, empezando por su técnica de construcción. Estos esfuerzos han dado como resultado dos nuevos tipos de Micromegas: la tecnología *bulk* [10] y la *microbulk* [11].

La tecnología Micromegas es una lectura muy prometedora para aplicaciones

en la búsqueda de sucesos poco probables con TPCs a alta presión, especialmente la tecnología tipo microbulk, gracias a su baja radiactividad [27, 28]. Por lo tanto, el objetivo del proyecto T-REX era explorar este potencial y para ello se construyeron detectores de ambos tipos (bulk y microbulk), que fueron probados en el laboratorio y también instalados en experimentos en operación, como en el experimento CAST [25], logrando muy buenos niveles de discriminación de fondo. También se hizo la puesta en marcha y primera toma de datos con el prototipo NEXT-MM [29], para la búsqueda de la desintegración  $0\nu\beta\beta$ , como una de las opciones para dotar a este experimento de un plano de lectura. En este trabajo se incluyeron medidas con las tecnologías bulk y microbulk en mezclas de referencia: Ar + 2% iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (isobutano) y Xe + 2% TMA (trimetilamina), demostrándose las capacidades de reconstrucción topológica del sistema. Este trabajo [30] es pionero en el uso de tecnología microbulk en un sistema grande a alta presión, obteniéndose una resolución de energía del 10.6% (1 bar) y del 12.5% (2.7 bar) a 30 keV.

También el proyecto T-REX llevó a la construcción y puesta en funcionamiento del detector TREX-DM [31], para la búsqueda de WIMPs [32], que se estudia en la segunda parte de esta tesis.

En el proyecto T-REX se ha demostrado que una TPC con Xenón y planos de lectura Micromegas es una solución muy competitiva para la búsqueda de la desintegración  $0\nu\beta\beta$  [33]. Las Micromegas del tipo microbulk se pueden construir e implementar con niveles extremadamente bajos de radiactividad y muestran muy buen comportamiento en mezclas Xe+TMA a 10 bar [30], con buenas cifras en términos de ganancia, resolución espacial y resolución de energía (3% FWHM en la energía  $Q_{\beta\beta}$ ). Además, la mezcla Xe+TMA muestra una difusión transversal de aproximadamente 1 milímetro para una deriva de 1 metro, un valor notable que mejora la calidad de la reconstrucción topológica del evento, pudiendo así ajustar el tamaño del píxel en la fase de diseño de las Micromegas para aprovechar esta baja difusión. La capacidad de discriminación del fondo en la región de interés, mediante la información topológica de los eventos doble beta (una traza continua con dos depósitos de energía separados en un extremo), es un potencial a explotar para reducir el fondo de los experimentos.

Uno de los objetivos de esta tesis es el desarrollo de soluciones técnicas para implementar este concepto de lectura a mayores escalas, manteniendo el rendimiento obtenido en los prototipos de pequeña escala. Estos trabajos de desarrollo enfocados en la búsqueda de la desintegración  $0\nu\beta\beta$  se han realizado gracias a la colaboración PandaX-III [34], que inició el proyecto para la construcción de un primer detector de 140 kg de Xenón enriquecido con <sup>136</sup>Xe y tecnología Micromegas como plano de lectura.

PandaX-III es un proyecto para la búsqueda de la desintegración  $0\nu\beta\beta$  en el laboratorio CJPL (China Jinping Underground Laboratory). La primera fase del experimento consta de la construcción de una TPC de 140 kg, con una sensibilidad a la semivida del <sup>136</sup>Xe en la desintegración  $0\nu\beta\beta$  de 10<sup>26</sup> años, después de 3 años de funcionamiento. En una segunda fase está prevista la construcción de más TPCs, con posibles mejoras en términos de resolución energética y control de fondo, hasta tener

un total de una tonelada de masa activa. Con tres años de vida útil, el experimento completo puede alcanzar un límite para  $T_{1/2}^{0\nu}$  de  $10^{27}$  años.

El componente central del experimento PandaX-III es una TPC de gas a 10 bar de presión. La TPC cilíndrica presenta un diseño simétrico con un cátodo en el medio y planos de lectura en los dos extremos, como se muestra en la figura 2.2. Para cada mitad de la TPC su volumen activo mide aproximadamente 1 m de largo y 1.5 m de diámetro. Mediante la aplicación de un voltaje negativo de hasta 100 kV en el cátodo, el campo eléctrico generado (campo de deriva) desplaza los electrones primarios producidos en la ionización del gas por parte del un evento ionizante hacia los dos extremos, donde se encuentran los planos de lectura. Una jaula de campo a lo largo del cilindro asegura un campo de deriva homogéneo en el volumen activo.

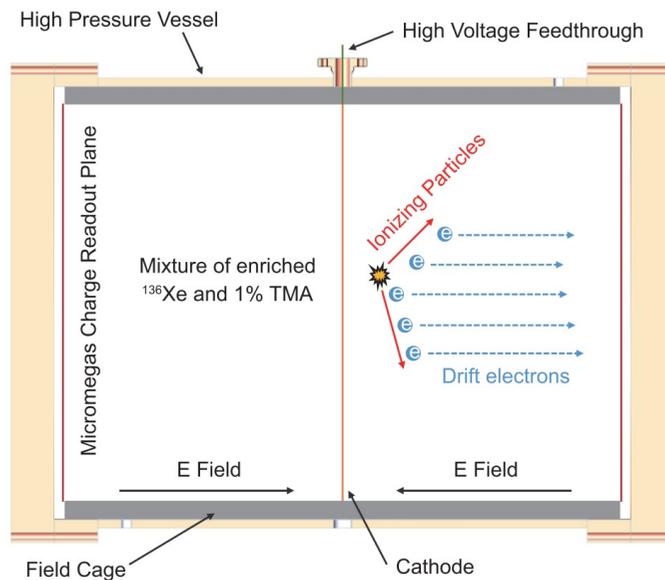


Figura 2.2: [34] Esquema de la TPC de PandaX-III, con los componentes principales.

Desde el principio del proyecto se optó por la tecnología microbulk Micromegas como línea principal para el desarrollo del plano de lectura de la TPC del experimento. La construcción de un plano de 1.5 m de diámetro con esta tecnología suponía un reto, puesto que el máximo tamaño que se podía fabricar en aquel momento era de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , lo que obligaba a realizar un plano de lectura teselado con varias Micromegas. Así nació la idea del desarrollo de un único módulo Micromegas que pudiera ser instalado formando un plano de lectura mayor: el SR2M (*Scalable Radiopure Readout Module*).

Cada módulo de lectura SR2M, basado en la tecnología Micromegas tipo microbulk, cubriría  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  del plano de lectura total. Mediante la lectura con el módulo SR2M se miden tanto las coordenadas X-Y como el tiempo de llegada de los electrones al módulo. Las resoluciones espaciales y temporales del módulo SR2M son del orden de 1 mm y de hasta 10 ns, determinado por un lado por el

tamaño del pixel en la Micromegas (parámetro de fabricación) y por otro lado por la máxima frecuencia de muestreo de la electrónica utilizada (100 MHz). La cámara que conforma la TPC está fabricada con cobre radiopuro y contiene 140 kg de gas Xenón (90 % enriquecido con  $^{136}\text{Xe}$ ) a 10 bar. El gas Xenón se mezcla con 1 % de TMA para mejorar la calidad de la señal en las Micromegas en términos de resolución de energía y difusión de electrones.

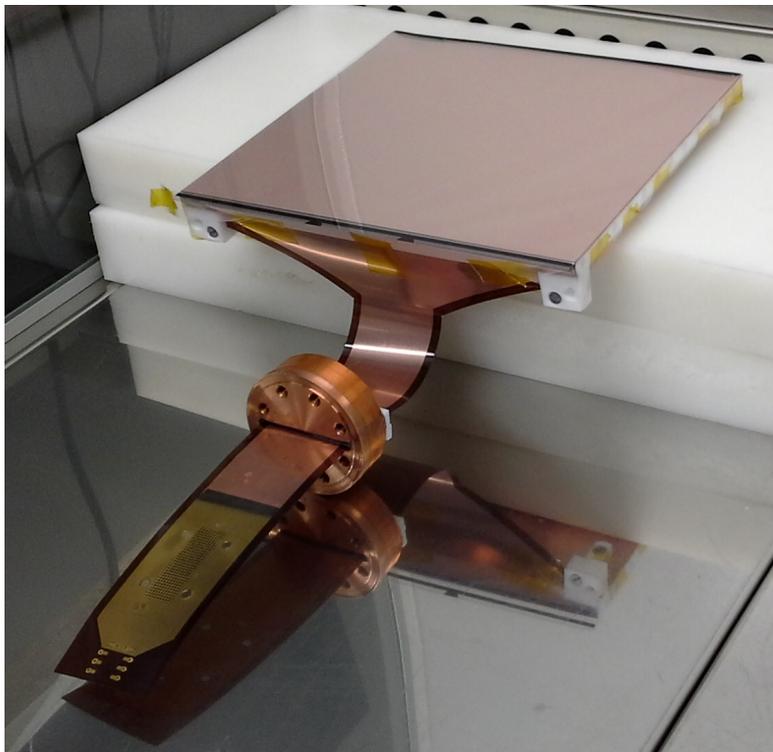
Un sistema de gas a alta presión [34] suministra y purifica la mezcla de gas usada, con re-circulación continua. Un prototipo de este sistema de gas ya se ha puesto en funcionamiento con éxito, como sub-sistema del prototipo de TPC que se está desarrollando en los laboratorios de la SJTU (Shanghai Jao Tong University), previo a la construcción de la TPC final de 140 kg.

La electrónica de lectura de PandaX-III es uno de los subsistemas clave del experimento. Entre muchos de sus requisitos y características deseadas, la electrónica de lectura debe proporcionar bajo ruido, alta resolución de energía, escalabilidad a varias decenas de miles de canales y el nivel más bajo posible de radiactividad. La electrónica ha sido diseñada para integrar la carga en los píxeles de la Micromegas y las señales del cátodo (mesh en la Micromegas), digitalizando la señal después de darle forma y enviando los paquetes de datos al ordenador de adquisición. Cada FEC (*Front-End card*) contiene 4 chips ASIC llamados AGET [13], cada uno con 64 canales. Este chip fue desarrollado en Saclay, IRFU CEA en Francia, como un chip genérico para ser utilizado en una TPC con medidas calorimétricas y topológicas.

Hasta ahora el equipo del proyecto PandaX-III ha conseguido construir un prototipo de TPC con 7 módulos SR2M para demostrar la viabilidad del sistema TPC con Micromegas, con buenos resultados en términos de transmisión de electrones, ganancia y resolución de energía con varias fuentes radioactivas ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{55}\text{Fe}$ ). La construcción del detector de tamaño completo ya se ha finalizado, junto con 52 módulos SR2M basados en Micromegas desarrolladas en China y, una vez se concluyan las pruebas en superficie, se instalará en el Laboratorio Subterráneo de Jinping [35].

## Capítulo 3

# El módulo SR2M para grandes planos de lectura



Uno de los objetivos de este trabajo es conseguir grandes planos de lectura mediante la instalación de varios circuitos Micromegas tipo microbulk [11], centrándose en el diseño de un único módulo, el llamado *Scalable Radiopure Readout Module* (SR2M en adelante), que permitirá la construcción de diferentes planos de lectura con diferentes tamaños en el ámbito de los experimentos de sucesos poco probables y bajo fondo. Este módulo no solo se compone del circuito Micromegas sino de las piezas complementarias para su manejo, ensamblaje y conexión.

Las Micromegas del tipo microbulk ofrecen principalmente dos ventajas respecto a las tipo bulk. La primera es su baja radiactividad intrínseca, ya que los materiales de los que están fabricadas son principalmente Cobre y Poliimida (nombre del compuesto genérico del que está formado el kapton®). Es cierto que los métodos litográficos con baños químicos durante su fabricación introducen una pequeña contaminación, sobre todo en  $^{238}\text{U}$  y  $^{40}\text{K}$  [36]. Sin embargo, existe un margen de mejora a través del control de estos procesos litográficos para reducir aún más su radiactividad. La segunda ventaja es su mayor resolución de energía, alcanzando el 11 % FWHM para fotones de 5.9 keV y el 1.8 % FWHM para alfas de 5.5 MeV [11]. La capacidad de estar por debajo del 1 % FWHM en la energía de desintegración doble beta ( $Q_{\beta\beta} = 2.457$  MeV para el isótopo  $^{136}\text{Xe}$ ) hace de este tipo de detectores grandes candidatos para su instalación en experimentos para la búsqueda de la desintegración doble beta sin neutrinos, como el caso del experimento PandaX-III.

Este tipo de experimentos de sucesos poco probables y bajo fondo definen las especificaciones para diseñar el módulo SR2M que se enumeran a continuación:

- **Escalabilidad:** Este es el punto clave y el principal objetivo en el diseño del módulo SR2M. Los experimentos de búsqueda de materia oscura y los de la desintegración doble beta sin neutrinos cada vez necesitan de mayores volúmenes de exposición/conversión. Esto conlleva mayores planos de lectura capaces de detectar los eventos producidos dentro de la cámara, con una resolución espacial y de energía determinados por cada experimento. En la fecha en la que se planteó el diseño del módulo SR2M las dimensiones máximas para la fabricación de una Micromegas tipo microbulk eran 20 x 20 cm<sup>2</sup>, completamente insuficientes para los experimentos de gran volumen que plantean planos de lectura por encima de los 10<sup>4</sup> cm<sup>2</sup>.
- **Radiopureza:** Debido a la necesidad de tener un fondo muy bajo en este tipo de experimentos, el módulo SR2M debe cumplir altos requisitos de radiopureza. Las Micromegas tipo microbulk, como ya se ha explicado, tienen una radiactividad intrínseca baja [36], y además potencialmente mejorable. Sin embargo, el módulo necesita de otras piezas para su construcción, limitando los materiales que pueden ser usados. En [36] se hace un estudio de radiopureza sobre una amplia lista de materiales usados en experimentos de sucesos poco probables con Micromegas, y que será una referencia importante a la hora de seleccionar los materiales para el módulo SR2M.
- **Máxima eficiencia en la recolección de electrones primarios:** En la construcción de un gran plano de lectura mediante módulos pueden quedar

espacios de ajuste entre ellos. Estos espacios, junto con la distorsión del campo eléctrico en sus cercanías, pueden provocar la pérdida de electrones primarios, reducir la capacidad de reconstrucción del evento y empeorar la resolución de energía. Aparte del espacio entre los módulos, también puede haber otros procesos que produzcan una baja eficiencia o uniformidad en la recolección de electrones primarios hacia los agujeros de amplificación de la Micromegas (figura 1.5). Todos estos procesos se dan durante el transporte de estos electrones desde la región de ionización hacia la Micromegas (recombinación, *attachment*, transmisión de electrones, etc.).

- **Mínimo número de conexiones hasta la electrónica:** Las conexiones intermedias en la cadena de conexión desde la Micromegas (desde el píxel o *strip* correspondiente) hasta la electrónica de lectura pueden producir con el tiempo fallos de conectividad, cambios en la impedancia y capacitancia del canal por conexión débil o *crosstalk*. Por ello el diseño del módulo SR2M debe maximizar la robustez de la cadena de conexión.

Con estas especificaciones se lanzó un primer diseño conceptual (ver figura 3.1) sobre el que iterar y avanzar en el proceso hasta el diseño final. Este primer concepto se basaba en la fabricación de una Micromegas tipo microbulk con el mayor área activa posible en ese momento y con una extensión del circuito, o lengüeta, utilizado para extraer los canales directamente hasta el exterior de la cámara. La Micromegas se uniría a un soporte rígido que permitiría la manipulación y el ensamblaje hasta su posición final en el plano de lectura.

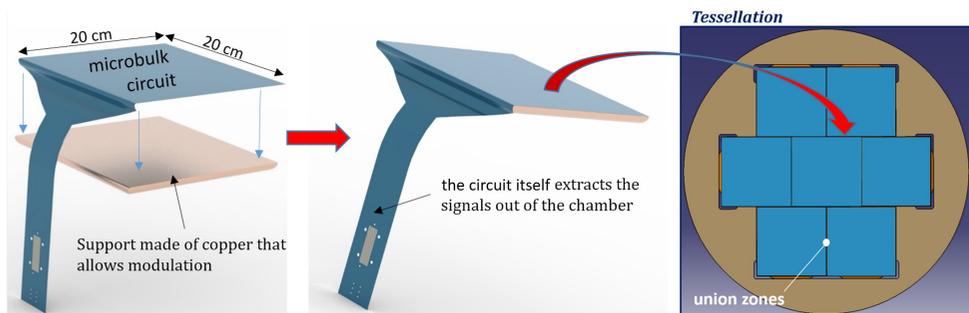


Figura 3.1: Ilustración del primer diseño conceptual del módulo SR2M. La Micromegas, con una lengüeta para la extracción de canales, se une a un soporte rígido para ser ensamblada en el plano de lectura. Las Micromegas del tipo microbulk son láminas con un espesor del orden de las decenas de  $\mu\text{m}$ , con una rigidez similar a la de una hoja de papel, por lo que deben ser manipuladas con cuidado.

### 3.1 Circuito Micromegas

Para el desarrollo del módulo SR2M fue necesario el diseño de un circuito Micromegas ajustado a las especificaciones del módulo. Este diseño puede verse en la figura 3.2,

donde se muestran las tres capas que forman el circuito. En la figura 3.3 puede verse una superposición de las capas inferior e intermedia correspondiente a una esquina del área activa.

El área activa es de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , el mayor área que el proceso de fabricación permitía en el momento del diseño del módulo SR2M. La única motivación para hacer un área más pequeña era la mejor adaptación a cualquier geometría futura del plano de lectura, por el hecho de que un módulo más pequeño puede rellenar el espacio de forma más óptima. Sin embargo, un área más pequeña aumenta el número total de elementos mecánicos necesarios, complicando el montaje, y tendrá además más zonas de unión entre los módulos que son susceptibles de provocar la pérdida de electrones primarios.

El tamaño máximo de la lámina de cobre-kapton-cobre que se puede usar para la fabricación de una Micromegas tipo microbulk es de  $50 \times 50 \text{ cm}^2$ , sobre la que se podía producir un área activa máxima de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . Estas dimensiones permitían tener una lengüeta en la Micromegas de 30 cm de longitud, suficiente para poder extraer los canales fuera de la TPC si la pared/tapa es plana.

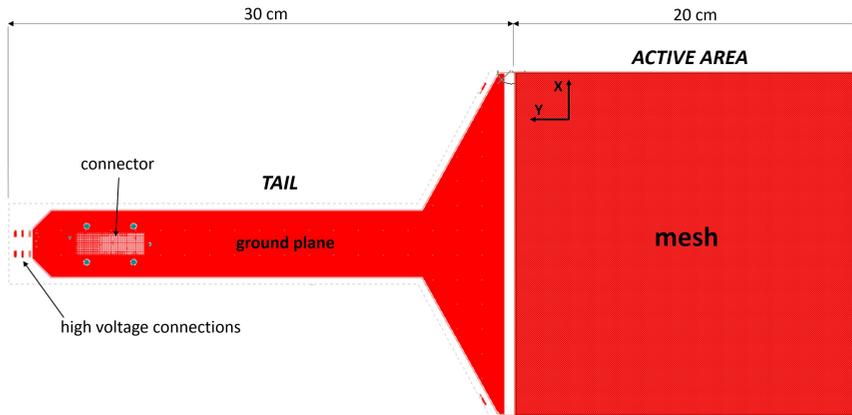
La figura 3.3 muestra el área activa de la Micromegas según el esquema de la figura 3.8, donde se introducirá un *rim* interno para el sistema de reinserción de electrones (ERC), discutido en la sección 3.2.

Algunos de los parámetros tenidos en cuenta durante el diseño se muestran en la tabla 3.1.

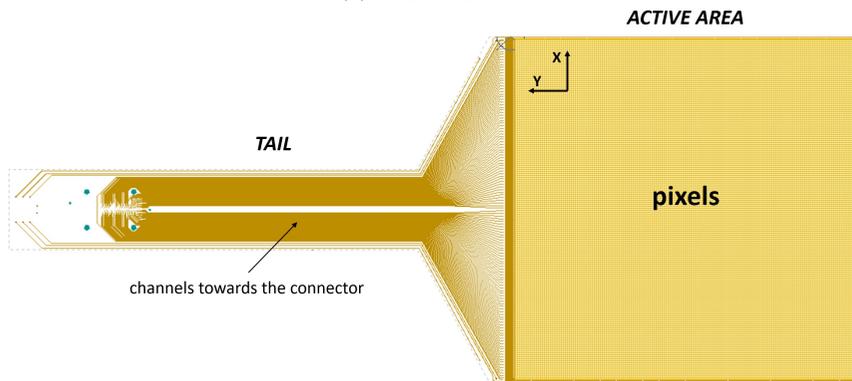
Parámetro	Valor
Dimensiones del área activa (cm x cm)	20 x 20
Longitud de la extensión (lengüeta) (cm)	30
Distancia mínima entre canales en la zona de la lengüeta ( $\mu\text{m}$ )	150
Distancia mínima entre canales en la zona del conector ( $\mu\text{m}$ )	80
Anchura de la pista de los canales ( $\mu\text{m}$ )	100
Distancia mínima entre pistas de mesh y strips ( $\mu\text{m}$ )	1000
Distancia mínima entre pistas de mesh e internal <i>rim</i> ( $\mu\text{m}$ )	700
Distancia mínima entre pistas internal <i>rim</i> y external <i>rim</i> ( $\mu\text{m}$ )	1100

Tabla 3.1: Parámetros de diseño del circuito Micromegas para el módulo SR2M.

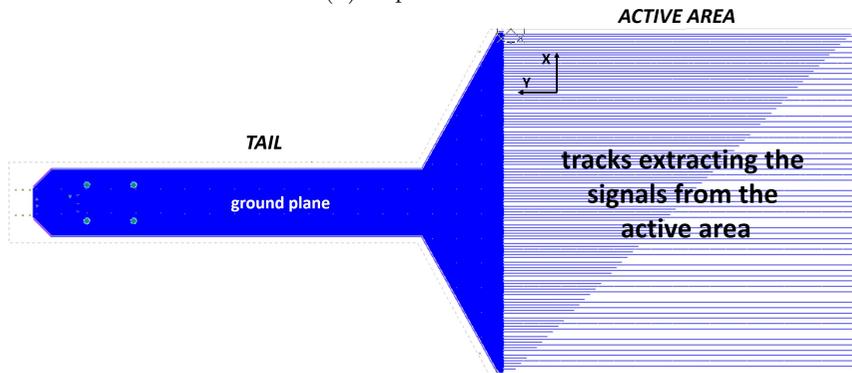
Los parámetros que definen el área activa y, por lo tanto, el comportamiento de la Micromegas son: el *gap* de amplificación (ver figura 1.5), que es la distancia de separación entre el plano superior o *mesh* y el plano inferior (píxel/strip); el diámetro del agujero de amplificación, que junto con el *gap* de amplificación definen la zona de amplificación donde se produce el efecto de avalancha electrónica; y el *holes pitch*, la distancia entre los centros de los agujeros de amplificación distribuidos en toda la superficie de la Micromegas. Según la experiencia del grupo en la operación de diferentes patrones, para este caso se eligió un patrón D50P100G50 (Diámetro-Pitch-Gap, unidades en  $\mu\text{m}$ ), un patrón para el que los métodos de fabricación utilizados conseguían una gran calidad y que estaba dando muy buenos resultados en el experimento CAST [25].



(a) Capa superior



(b) Capa intermedia



(c) Capa inferior

Figura 3.2: Capas del circuito Micromegas diseñado para el módulo SR2M: (a) **capa superior** que contiene la mesh en el área activa y un plano de masa en la lengüeta; (b) **capa intermedia** que contiene los píxeles en el área activa y las pistas de los canales hasta el conector en la lengüeta; (c) **capa inferior** que contiene las pistas que unen los píxeles para conformar cada una de las strips en el eje X y un plano de masa en la lengüeta (ver figura 3.3).

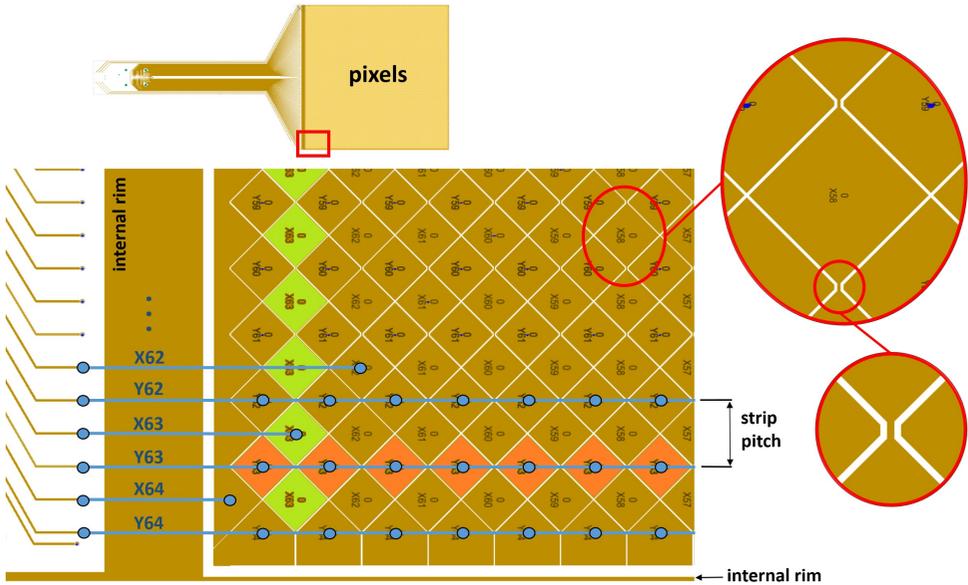


Figura 3.3: Capa intermedia en la esquina inferior izquierda del área activa en el circuito Micromegas diseñado para el módulo SR2M. La mitad de los píxeles se unen en la misma capa (detalle) formando las strips del eje X y la otra mitad se unen a través de la capa inferior (líneas azules) para formar las strips del eje Y. Una *strip* es la superficie formada por la suma de varios píxeles en un eje. Los puntos azules representan los agujeros (vías) que conectan la capa intermedia con la inferior. Se ha resaltado la strip X63 (verde) cuyos píxeles están unidos en la misma capa. También se ha resaltado la *strip* Y63 (naranja) cuyos píxeles se unen con una pista situada en la capa inferior. Una vez que todos los canales salen del área activa por la capa inferior pasan de nuevo, mediante vías, a la capa intermedia para llegar hasta el conector al final de la lengüeta (fuera de la imagen). Estas pistas que van a lo largo de la lengüeta hasta el conector están apantalladas por sendos planos de tierra en la capa superior e inferior (figura 3.2).

### 3.1.1 Anchura de las strips y el tamaño del píxel

Cuando el plano inferior de la Micromegas se segmenta para formar los píxeles/strips, se define otro parámetro, la anchura de *strips* o *strip pitch*. La anchura de *strips* es la distancia entre centros de dos *strips* consecutivas en el mismo eje y viene determinado por el tamaño del píxel y la distancia de separación entre ellos (*strip pitch* en figura 3.3).

El parámetro más crítico y que puede estar limitado fuertemente por la selección de la anchura de *strip* es la resolución espacial en el plano XY. La resolución espacial  $\sigma_{xy}$  ( $MM$ ) en el plano XY para una Micromegas, al igual que para una MWPC (*Multi Wire Proportional Chamber*) de la que hereda su principio de funcionamiento, viene definida como

$$\sigma_{xy (MM)} = \frac{p}{\sqrt{12}} \quad (3.1)$$

donde  $p$  es la anchura de *strips* [37, 34]. La resolución espacial mínima que se puede alcanzar con una Micromegas en el eje Z (dirección de deriva) depende principalmente de la precisión con la que se mide el tiempo de llegada de las señales y no es dependiente de la anchura de *strips*.

De forma general, cuando en una TPC se produce un evento dentro del volumen activo y los electrones primarios derivan hacia el plano de lectura, la menor resolución espacial que se podrá alcanzar en el plano de lectura  $\sigma_{xy (TPC)}$  depende principalmente de la difusión transversal de los electrones, de manera que

$$\sigma_{xy (TPC)} = D_T \frac{\sqrt{z}}{\sqrt{P}} \quad (3.2)$$

siendo  $P$  la presión en la TPC,  $z$  la longitud de deriva del evento y  $D_T$  el coeficiente difusión.

En cualquier experimento, la anchura de *strips* ideal será aquella que aprovecha al máximo la resolución espacial  $\sigma_{xy (TPC)}$  intrínseca de la TPC. Para ello la resolución espacial en XY en el plano de lectura (ec 3.1), deberá ser menor o igual que la resolución espacial en XY en la TPC (ec 3.2), de manera que

$$\sigma_{xy (MM)} = \frac{p}{\sqrt{12}} \leq \sigma_{xy (TPC)} = D_T \frac{\sqrt{z}}{\sqrt{P}} \quad (3.3)$$

La resolución espacial en un experimento como PandaX-III, que aspira a reconstruir las trazas producidas por la ionización de las partículas que atraviesan la TPC, es un parámetro crítico. Con el objetivo de definir la resolución necesaria en el experimento se realizaron varios estudios [38, 34, 39], tras los que se decidió usar una anchura de *strips* de 3.09 mm. Este tamaño permitiría una resolución espacial de  $\sigma_{xy (MM)} = 0.9$  mm, suficiente como para hacer una reconstrucción de los eventos de la desintegración doble beta del  $^{136}\text{Xe}$  y poder distinguirlos del fondo producido por gammas de la misma energía (figura 3.4). Estos eventos en la TPC a 10 bar tienen trazas de ionización del orden de decenas de centímetros y unas nubes de electrones en sus extremos (pico de Bragg) de varios milímetros.

El experimento PandaX-III consiste en una TPC con 140 kg de  $^{136}\text{Xe} + 1\%$  TMA a 10 bar de presión y con  $\sim 1$  metro de longitud de deriva máxima. En [40] se estudia la difusión de electrones en mezclas Xe+TMA, del cual se ha extraído la figura 3.5. Para las condiciones de operación de PandaX-III, la menor difusión transversal ( $D_T = 300 [\mu\text{m}/\text{cm}^{0.5} \times \text{bar}^{0.5}]$ ) se produce para el campo de deriva  $E_{drift} = \sim 75 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ . Evaluando la ecuación 3.2 para la TPC proyectada de PandaX-III a 10 bar de presión, se puede representar la resolución espacial  $\sigma_{xy (TPC)}$  de la TPC frente a la longitud de deriva del evento (figura 3.6). Además, cogiendo la

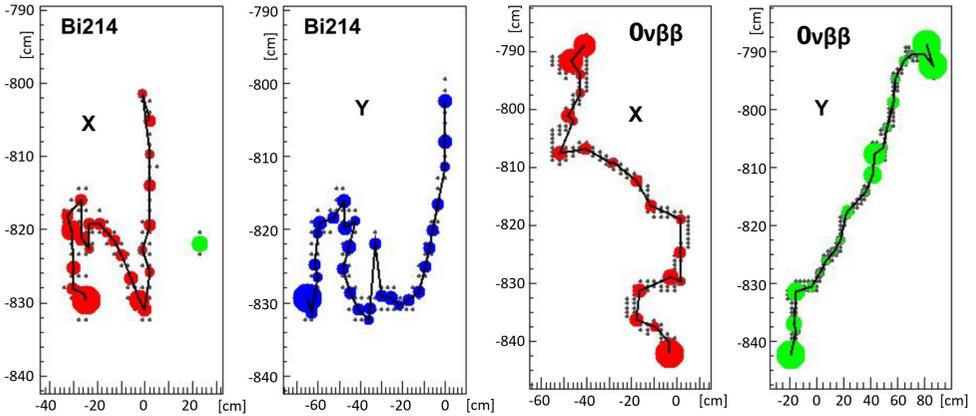


Figura 3.4: [34] Reconstrucción de las proyecciones en XZ (rojo) y en YZ (azul) de la traza de dos eventos simulados con Montecarlo: un evento típico de fondo proveniente de la desintegración del  $^{214}\text{Bi}$  (izquierda) y otro proveniente de la hipotética desintegración  $0\nu\beta\beta$  del  $^{136}\text{Xe}$  (derecha). Se puede observar cómo el evento  $0\nu\beta\beta$  contiene una nube de electrones en cada extremo de la traza, característico de la desintegración doble beta, cuyas identificaciones son clave para la discriminación y la reducción del fondo.

ecuación 3.3, se puede representar en la misma gráfica la anchura máxima de *strip* para la cual el evento sucedido a una distancia  $z$  del plano de lectura es leído en el mismo con la resolución espacial que permite la TPC.

De la figura 3.6 se extrae que con la anchura de *strip* elegida para el primer prototipo del SR2M (3.09 mm), la resolución de la TPC es menor que la conseguida en el SR2M para cualquier evento producido en todo el volumen. Por ejemplo, y si fuera necesario reducir el tamaño de *strip*, con un tamaño de *strip* de 2.4 mm ó de 1 mm la resolución de la TPC sería aprovechada al máximo en todos los eventos producidos a partir  $z = 50$  cm ó 10 cm respectivamente.

La decisión de fijar la anchura de *strips* de la Micromegas en 3.09 mm fue de consenso y de compromiso. La puesta en marcha y las primeras caracterizaciones de los primeros prototipos del módulo SR2M permitirían evaluar el impacto de la anchura de *strips* elegida en la resolución espacial, aparte de otros posibles impactos como en la resolución de energía o en la eficiencia del disparo o *trigger* de la electrónica, y tomar la decisión de reducir o aumentar la anchura de *strips* en futuros desarrollos si fuera necesario. Finalmente, y tras las caracterizaciones y pruebas con los primeros prototipos del SR2M, se demostraría que la anchura de *strips* elegida de 3.09 mm permitía una resolución espacial suficiente como para realizar la reconstrucción topológica y poder así discriminar aquellos eventos doble beta de los eventos de fondo [41].

Para finalizar, en esta sección se han presentado los efectos de la difusión transversal en la TPC de PandaX-III sobre la resolución espacial en los ejes XY,

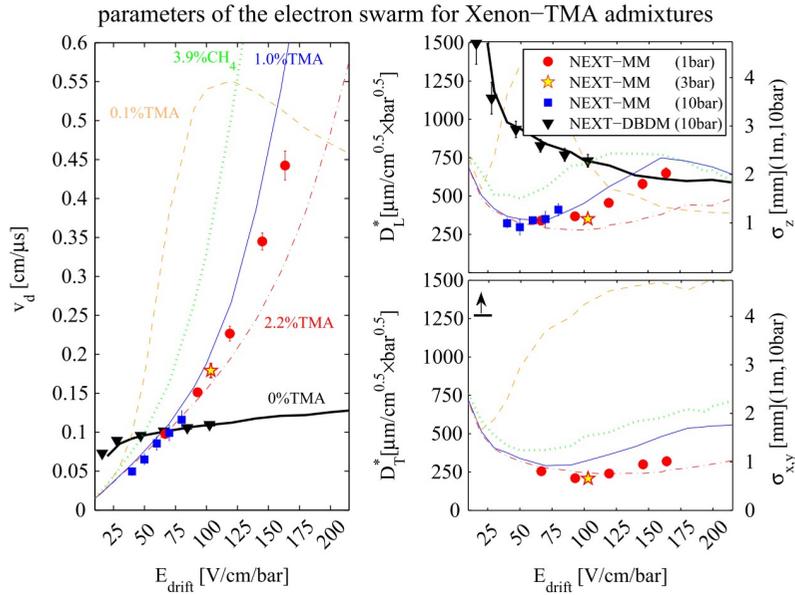


Figura 3.5: [40] Representación de las principales propiedades de varias mezclas de Xenón en TPCs de alta presión para 1(1.0) 3(2.7) y 10(10.1) bar y diferentes mezclas de TMA, junto con simulaciones, como función del campo eléctrico reducido de deriva. • Izquierda: velocidades de deriva. • Derecha: coeficientes de difusión longitudinal y transversal. Pueden verse los resultados de las simulaciones para Xe-CH<sub>4</sub> (Gotthard) y Xe-TMA en 0.1 % de mezcla. Para mayores campos eléctricos puede completarse con [30].

un estudio necesario para fijar la anchura de *strips* de la Micromegas. Sin embargo, no se ha estudiado el efecto de la difusión longitudinal, que limita la resolución de la TPC en el eje Z y tiene un impacto directo sobre la elección del *sampling rate* de la electrónica de adquisición (DAQ). Así que, por completitud, estudiaremos los efectos de la difusión longitudinal sobre la elección del *sampling rate*.

Bajo las condiciones de operación de la TPC de PandaX-III planteadas anteriormente, <sup>136</sup>Xe + 1% TMA a 10 bar, la mínima difusión longitudinal se produce también en torno a  $E_{drift} = \sim 75 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$  (figura 3.5). Al igual que se ha hecho para la difusión transversal, se puede también deducir la relación entre la longitud recorrida por un evento durante su deriva, su difusión longitudinal y el *sampling rate* de la electrónica (figura 3.6). Asumiendo que la resolución temporal de la TPC en el eje Z, resolución temporal de la recolección de electrones primarios en el plano de lectura, es igual a  $\sigma_{t(TPC)} = \sigma_{z(TPC)} / v_d$ , siendo  $v_d$  la velocidad de deriva, entonces

$$\sigma_{t(DAQ)} = \frac{S}{\sqrt{12}} \leq \sigma_{t(TPC)} = \frac{\sigma_{z(TPC)}}{v_d} = \frac{D_L \sqrt{z/P}}{v_d} \quad (3.4)$$

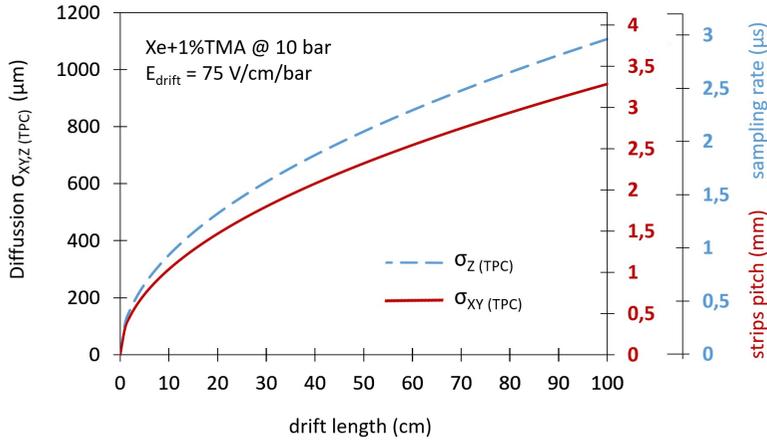


Figura 3.6: Difusión transversal  $\sigma_{xy}$  (TPC) y longitudinal  $\sigma_z$  (TPC) en un evento frente a su longitud de deriva, para una TPC con una mezcla de Xenon + 1%TMA, a 10 bar de presión y con un campo de deriva de  $E_{drift} = \sim 75 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ . Se añade la anchura de *strips* de la Micromegas para cada punto, para la cual la resolución de la Micromegas es igual a la resolución de la TPC. Se añade el *sampling rate* de la electrónica para el cual la resolución de la electrónica es igual a la resolución de la TPC.

donde  $z$  es la longitud de deriva del evento y  $S$  el *sampling rate* de la electrónica de lectura. los valores  $v_d = 0,13 \text{ cm}/\mu\text{s}$  y  $D_L = 350 \mu\text{m}/\text{cm}^{0,5} \times \text{bar}^{0,5}$  son extraídos de la figura 3.5 para  $E_{drift} = \sim 75 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ .

Para obtener la misma resolución espacial en Z que en XY ( $\sigma_{xy} (MM) = 0.9 \text{ mm}$ ), fijada previamente por la anchura de *strips* de la Micromegas, el *sampling rate* debe fijarse en  $2.95 \mu\text{s}$  (0.33 MHz). La electrónica prevista para la lectura de los módulos SR2M es capaz de trabajar hasta los 100 MHz, claramente por encima de las necesidades mínimas.

### 3.1.2 Selección del conector

Dentro del proyecto T-REX de la Universidad de Zaragoza, se ha estado llevando a cabo una campaña de medidas de actividad en un amplio abanico de materiales y componentes, utilizados o potencialmente utilizables en experimentos de sucesos poco probables [36] [28]. Este programa de medidas está realizado principalmente mediante espectroscopía de rayos gamma con germanios, llevado a cabo en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC), y complementado por otras técnicas como GDMS, ICPMS o mediante el detector BiPo-3.

Estas medidas, apoyadas por otras realizadas en programas ya publicados, ha permitido generar el modelo de fondo del experimento y, con ello, diseñar el módulo SR2M.

Uno de los requisitos para el diseño del módulo SR2M era el intentar evitar conexiones de la cadena electrónica dentro de la cámara para reducir la probabilidad de fallos de conexión durante la operación pero, principalmente, para evitar el uso de conectores comerciales cuya actividad va en perjuicio del fondo. En [36] se midieron dos tipos de conectores: el conector de la serie P5K de Panasonic (board-to-board de *pitch* estrecho con 120 canales) y el conector Samtec GFZ-30-03-G-10-AD (300 canales). Ambos arrojaron actividades de varios mBq/pieza en los isótopos  $^{232}\text{Th}$ , de la parte baja de la cadena del  $^{238}\text{U}$  y de  $^{40}\text{K}$ . La colaboración del experimento NEXT analizó además los conectores FFC/FCP de Hirose (Flexible Printed Circuit & Flexible Flat Cable con 53 por pieza) y los conectores termoplásticos 503066-8011 de Molex [42], encontrando niveles similares de actividad.

Una vez tomada la decisión de evitar la instalación de conectores comerciales dentro de la cámara, había que decidir el conector a instalar fuera de la cámara, en el extremo de la lengüeta del circuito Micromegas (figura 3.11). Finalmente se decidió instalar el conector Samtec GFZ-30-03-G-10-AD porque, aunque el nivel de radiactividad total era similar al resto de conectores, la radiactividad por canal era menor, al tener una alta densidad de canales. Además, el equipo de trabajo tenía la experiencia en cuanto a su utilización (ver figura 3.7).

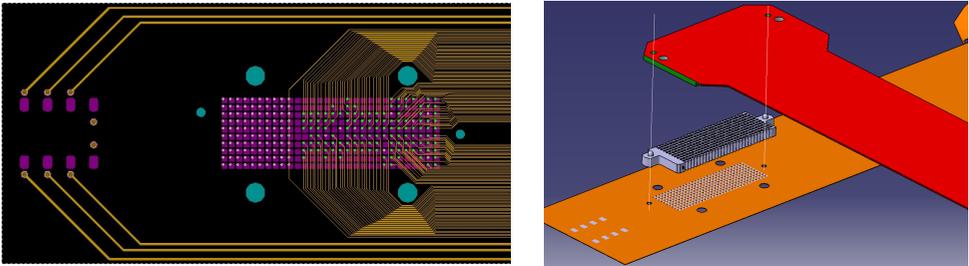


Figura 3.7: • Izquierda: ruteado de los canales en el circuito Micromegas del módulo SR2M, en la zona de la huella del conector Samtec GFZ-30-03-G-10-AD. • Derecha: vista 3D explotada de la conexión del conector Samtec, la Micromegas y el cable plano que lleva los canales hasta la electrónica.

## 3.2 Sistema de re inserción de electrones

En una cámara de proyección temporal (TPC) los electrones primarios procedentes de la ionización son conducidos hacia el plano de lectura gracias a la aplicación de un campo eléctrico (campo de deriva  $E_{drift}$ , figura 1.5) generado por electrodos a ambos lados de la cámara. En el caso de cámaras con planos de lectura Micromegas, la mesh (plano superior de la Micromegas) hace la función de ánodo para la generación de este campo de deriva.

En un plano de lectura compuesto por varios módulos SR2M pueden quedar

espacios entre los módulos debido a las tolerancias de ajuste entre ellos (ver figura 3.1). Tal y como se ha explicado anteriormente, estos espacios, junto con la distorsión del campo eléctrico en sus cercanías, pueden provocar la pérdida de electrones primarios, reducir la capacidad de reconstrucción del evento y empeorar la resolución de energía.

Por otro lado, debido a limitaciones técnicas durante el proceso de fabricación, la mesh en una Micromegas no puede llegar hasta el mismo borde del circuito (ver figura 3.8). La distancia mínima entre el borde del circuito y la mesh es de 0.5 mm, mientras que la distancia mínima entre el borde de la mesh y el último píxel/strip, en el borde, es de 0.3 mm.

Para mitigar estos efectos, los producidos por los espacios entre módulos y el de las distancias en el borde de la Micromegas, se abordó el diseño de un sistema de reinserción de electrones (*ERS* por *Electron Reintegration System*). Para ello se propuso la introducción de un electrodo extra alrededor de la mesh, el llamado *rim* interno, en el propio circuito Micromegas, tal y como se observa en la figura 3.8. Este electrodo podría ponerse a voltajes por encima del voltaje de la mesh para dirigir las líneas del campo eléctrico de deriva hacia la mesh.

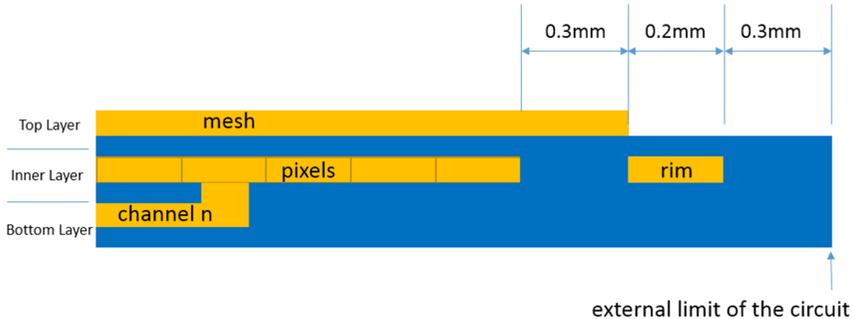


Figura 3.8: Esquema de las capas en el borde del área activa de la Micromegas, donde el proceso de fabricación impone mínimas distancias a respetar: la distancia mínima entre el borde de la mesh y el borde del circuito es de 0.5 mm ( $0.2 + 0.3$ ), la distancia mínima entre el borde de la mesh y el píxel/strip más cercano es de 0.3 mm. El electrodo *rim* se añade para forzar la dirección hacia la mesh de las líneas de campo eléctrico de deriva.

Para comprobar el efecto de este *rim* interno se realizaron varias simulaciones de campo eléctrico en la unión de dos módulos SR2M usando el software de simulación de código abierto ELMER [43]. En estas simulaciones se generaba la geometría de unión de los módulos junto con el campo eléctrico de deriva usado normalmente en las TPCs (de  $100$  a  $300 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ ) y se iba aumentando el voltaje aplicado al *rim* interno, hasta que todas las líneas de campo cayeran en el área activa. Se asumió la aproximación en la que los electrones primarios que están derivando hacia la Micromegas siguen las líneas de campo eléctrico. Los resultados de las simulaciones apuntaban a que este *rim* interno debía ponerse entre  $800$  y  $1000 \text{ V}$  por encima del voltaje de la mesh para que todas las líneas de campo cayeran en el área activa.

Teniendo en cuenta la situación dentro del circuito Micromegas, el *rim* interno podría soportar sobradamente estos valores de voltaje sin que se produjera la ruptura del dieléctrico entre capas, ya que el kapton con  $50 \mu\text{m}$  de espesor tiene una rigidez dieléctrica de  $240 \text{ kV/mm}$  [44]. Sin embargo, la distancia de  $0.3 \text{ mm}$  entre el *rim* interno y el píxel/strip, situados ambos en la misma capa del circuito, hacía temer por posibles corrientes de fuga entre ambos si la diferencia de potencial era grande o temer por posibles acoplos que provocaran un aumento del ruido en esta y en las *strips* adyacentes. Por ello se decidió añadir un segundo electrodo, el llamado '*rim* externo', embebido en el soporte de la Micromegas y que, por ser independiente al resto del circuito, podría ponerse a voltajes mucho más altos. Con la adición de este segundo electrodo se llevarían a cabo las mismas simulaciones de campo eléctrico cuyo ejemplo puede verse en la figura 3.9, alcanzando esta vez los mismos resultados pero con menores voltajes en el *rim* interno.

Es necesario señalar que la aproximación usada en la que los electrones primarios en el volumen de conversión siguen las líneas de campo eléctrico introduce un error. Esta aproximación se basa en los mecanismos de transporte de electrones en un medio gaseoso y en presencia de un campo eléctrico, en el que el electrón sufre una aceleración, dependiente de la intensidad del campo, y un frenado, dependiente del recorrido medio del electrón en el medio gaseoso, de manera repetida a lo largo de toda su trayectoria [45]. Las velocidades de deriva (velocidades medias) típicas en mezclas de gases nobles están en el rango de  $2\text{-}3 \text{ cm}/\mu\text{s}$  para Neón y Argón [31] y en el rango de  $0.05\text{-}0.6 \text{ cm}/\mu\text{s}$  para Xenón [40]. Los recorridos medios de los electrones durante su deriva están en el rango de  $1\text{-}100 \mu\text{m}$  antes de ser frenados (hallado a partir de las velocidades medias de deriva y la aceleración sufrida por un electrón en un campo de  $100 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ ). Por lo tanto, se espera que los electrones en su trayectoria no se separen mucho de las líneas de campo cuando las distancias recorridas sean pequeñas, como en el caso de las simulaciones realizadas, donde se simula el transporte de cargas a  $1.5 \text{ mm}$  de distancia de la Micromegas. Aunque en las zonas con altos gradientes de campo los electrones tenderán a salirse con mayor facilidad de las líneas de campo.

Las simulaciones de campo eléctrico ayudaron a determinar la geometría final del módulo SR2M en sus bordes pero, para validar el método utilizado y cuantificar el error cometido en el proceso, se usó el software Garfield++ [46] para hacer varias simulaciones de la deriva de los electrones primarios en un área de  $4 \times 4 \text{ cm}^2$ , correspondiente a la unión entre cuatro módulos SR2M (ver figura 3.10). Para cada simulación, variando entre ellas los voltajes del *rim* interno y *rim* externo, se generaron  $10^5$  electrones distribuidos de forma homogénea en un plano a  $20 \text{ cm}$  por encima del plano de lectura. Se calculaba la trayectoria para cada uno de los electrones en su deriva hacia el plano de lectura, extrayéndose como resultado el punto final. Los valores del campo de deriva ( $100 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ ) y voltaje de la mesh ( $540 \text{ V}$ ) fueron los mismos para todas las simulaciones, coincidiendo con los aplicados en las simulaciones de campo eléctrico anteriores (figura 3.9) y que vienen definidos por el punto de operación previsible en una TPC con Xe+TMA a  $10 \text{ bar}$ .

Se define la eficiencia del sistema ERS como el porcentaje de electrones que, con la aplicación de cierto valor de voltajes en el *rim* interno y externo, acaban cayendo

en una zona activa del plano de lectura, pero que en el caso de no aplicar estos voltajes caerían en la zona 'muerta' entre dos módulos SR2M. Esta eficiencia, para cada grupo de valores *rim* interno-externo, puede verse en la tabla de la figura 3.10. Puede comprobarse cómo, conforme se aumentan los voltajes en ambos electrodos, las pérdidas de electrones primarios se reducen, alcanzando eficiencias del 99.94% con voltajes muy razonables de 1000 V en el *rim* interno (460 V por encima de la mesh) y 1500 V en el *rim* externo.

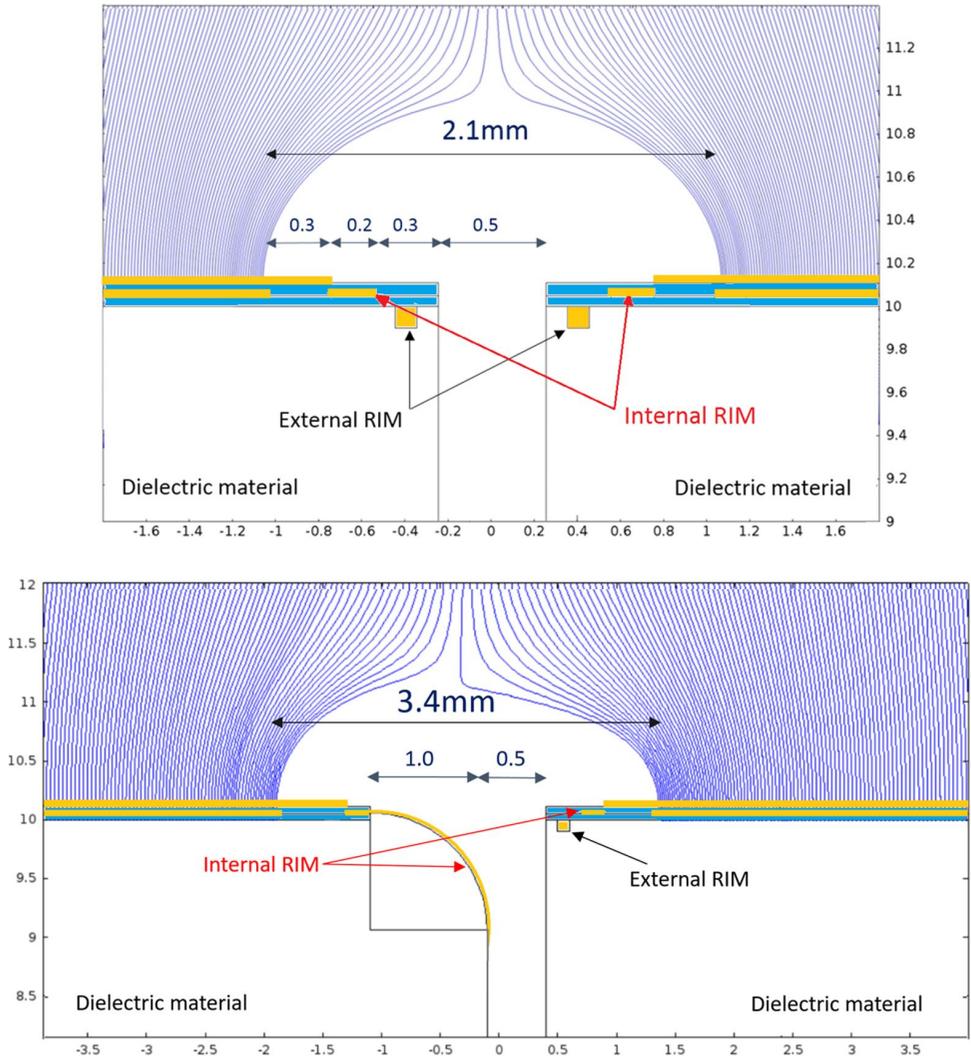


Figura 3.9: Simulación del campo eléctrico en la zona de unión de dos módulos SR2M, en los casos del encuentro recto (arriba) y del encuentro curvo (abajo). Valores de la simulación: Voltaje de deriva 1000 V/cm ( $100 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ ); Voltaje en la mesh 540 V; Voltaje en el *rim* interno 785 V; Voltaje en el *rim* externo 1000 V.

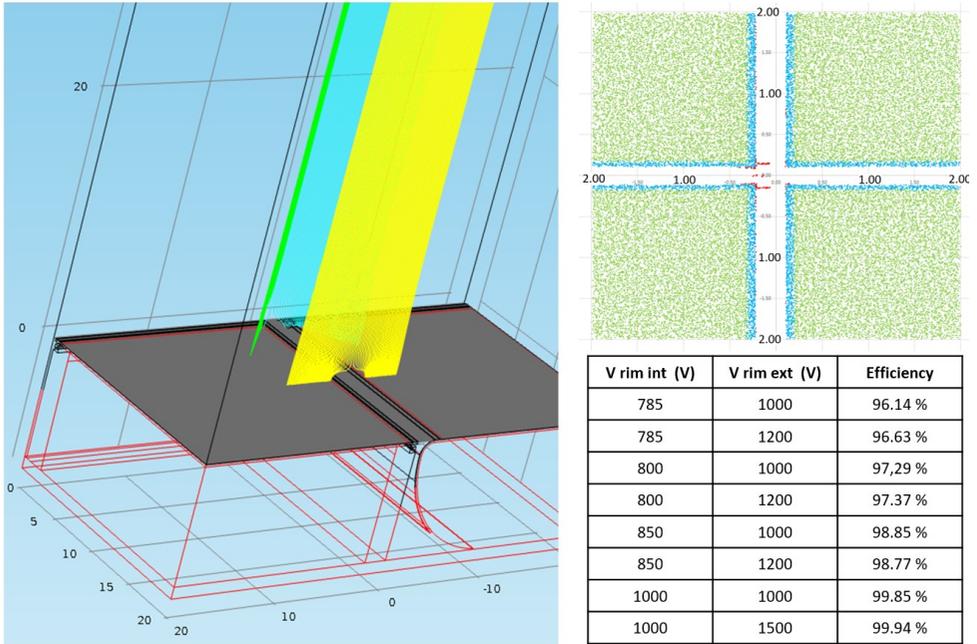


Figura 3.10: Simulación, mediante el software Garfield++, de la deriva de los electrones primarios en la zona de unión de cuatro módulos SR2M. Campo de deriva de  $1000 \text{ V/cm}$  ( $100 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ ) y voltaje en la mesh de  $540 \text{ V}$ , característicos de la operación de una TPC a  $10 \text{ bar}$ . • Izquierda: geometría simulada. • Derecha superior: vista superior del plano de lectura con los puntos finales de las trayectorias de los electrones, perteneciente a la simulación con valores  $V_{rim \text{ int}}$  de  $785 \text{ V}$  y  $V_{rim \text{ ext}}$  de  $1000 \text{ V}$ , con un  $96.14 \%$  de eficiencia. En verde los electrones recogidos en el área activa y cuya trayectoria no ha sido afectada por el sistema ERS. En azul los electrones que han sido afectados por el sistema ERS y desviados hacia el área activa. En rojo los electrones cuya trayectoria el sistema ERS no ha sido capaz de corregir y que han acabado fuera del área activa. • Derecha inferior: tabla resumen de los resultados donde se representa la eficiencia del sistema ERS para cada grupo de valores de voltaje *rim* interno-externo.

### 3.3 Pasa-muros

El primer diseño conceptual (figura 3.1) planteaba la extracción de los canales hacia el exterior de la TPC a través del propio circuito Micromegas. La otra alternativa propuesta planteaba la extracción de los canales a través de un cable plano, fabricado en capas de kapton-cobre como el circuito Micromegas, de manera que había que hacer una conexión en el interior de la TPC entre el circuito Micromegas y este cable plano. La solución elegida de la figura 3.1, eliminando la conexión en el interior de la TPC, ofrecía principalmente dos ventajas y una desventaja respecto a su alternativa:

- **Radiopureza:** los conectores comerciales con alta densidad de canales usados en este tipo de conexiones tienen una radiactividad no despreciable y pueden contribuir de manera importante al fondo del detector. Evitar cualquier conector comercial en el interior de la TPC ayudaría a controlar el fondo del experimento.
- **Robustez:** las conexiones a lo largo del tiempo pueden sufrir relajación en sus materiales, o movimientos debido a diferentes causas, u otra serie de procesos como la oxidación que pueden debilitar las conexiones y llevar a pérdida de canales o mal funcionamiento de estos. Tener la conexión fuera de la TPC permite de forma más sencilla una intervención en caso de necesidad.
- **Menos manipulable:** Para conseguir un alto nivel de estanqueidad en el pasa-muros con la lengüeta de la Micromegas en el diseño conceptual (figura 3.1), se propuso el uso de un epoxy radiopuro (Epoxy Hysol medido en [36]) para unir y sellar la lengüeta a una brida. Esta es la solución más robusta que se propuso pero implicaba el tener una brida, con el peso que eso supone, permanentemente unida al módulo SR2M (ver fotografía en la portada de este capítulo), lo que supondría que el manejo del módulo SR2M fuera más incómodo.

En la figura 3.11 se presenta la solución propuesta para el pasa-muros del módulo SR2M: una brida de cobre con una ranura central unida a la lengüeta de la Micromegas mediante epoxy, montada por la parte interior de la cámara y con una junta de PTFE. Tanto el cobre como el PTFE son materiales de bajo fondo. Las dimensiones de la brida vinieron determinadas por la anchura de la lengüeta del circuito Micromegas, los agujeros roscados para el apriete de la junta, el diámetro de la junta y las propiedades mecánicas del cobre y el epoxy.

Con estos parámetros se realizó una simulación con elementos finitos para comprobar el correcto funcionamiento y dimensionamiento del sistema. Las condiciones durante esta simulación fueron las siguientes: 10 MPa de presión sobre la superficie de la junta de PTFE (según la norma EN13445-3 'Unfired pressure vessels – Part 3: Design'); par de apriete sobre los tornillos adecuado para alcanzar 10 MPa de presión sobre la junta de PTFE; 15 bar de presión en la TPC (1.5 veces la presión de trabajo).

Con esta simulación se comprobó que la tensión equivalente de Von Mises en todas las partes del sistema estaba por debajo del límite elástico del cobre usado (303 MPa) y del epoxy usado (58 MPa). También se comprobó que los esfuerzos cortantes o de cizalladura en la superficie de unión cobre-epoxy estaban por debajo de los esfuerzos máximos de cizalladura para este material (17 MPa). Además, este epoxy tiene un módulo de Young de 4.3 GPa, mucho menor que el del cobre (110 GPa), lo que se traduce en menores esfuerzos soportados. De esta manera este epoxy, que realiza la estanqueidad en el sistema, es capaz de absorber las deformaciones que se producen en la brida de cobre que lo contiene y adaptarse a ellas, asegurando que no se deteriora, al menos por medios mecánicos.

Tras el dimensionado de la brida de cobre se procedió al diseño y montaje de un

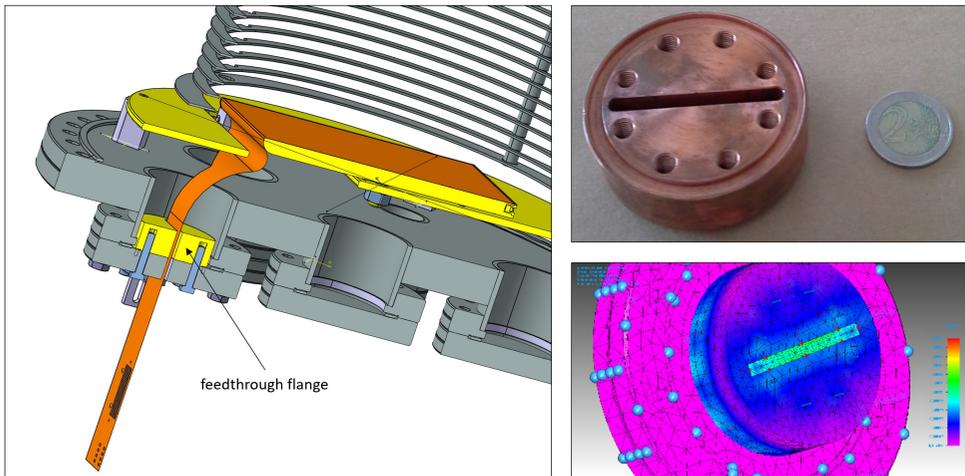


Figura 3.11: • Izquierda: sección de una vista 3D del módulo SR2M instalado en la cámara de pruebas de la Universidad de Zaragoza. La lengüeta de la Micromegas sale directamente al exterior de la cámara. • Derecha superior: fotografía de la brida de cobre que queda adherida a la lengüeta de la Micromegas. • Derecha inferior: Estudio de esfuerzos y deformaciones en la brida de cobre, en su posición final.

banco de pruebas para medir el nivel de fugas que se podía alcanzar con el sistema pasa-muros propuesto (figuras 3.12 y 3.13). Este banco de pruebas estaba compuesto por dos tubos estándar DN63CF de acero inoxidable (volúmenes A y B) separados por una brida DN63CF, inicialmente ciega, que sería mecanizada para permitir el paso del circuito Micromegas (figura 3.14), simulando la ranura en la TPC final. El volumen A se sometería a presión con una mezcla de Helio hasta un máximo de 10 bar, mientras que en el volumen B se conectaría un detector de Helio (modelo Pfeiffer Smart Test HLT 560), con una sensibilidad de detección de fuga del orden de  $10^{-12}$  mbar  $l s^{-1}$ , de manera que se podría cuantificar la fuga total del sistema pasa-muros.

Durante las medidas de todo el sistema pasa-muros se seguía el siguiente procedimiento:

1. La brida de cobre se une, mediante tornillos, a la brida DNCF63 con un par de apriete que asegura una presión mínima sobre la junta de PTFE de 10 MPa.
2. El conjunto a medir (solo la brida DN63CF o todo el conjunto DN63CF y brida de cobre) se monta en los tubos de acero (volúmenes A y B) con juntas elastoméricas.
3. Se conecta el medidor de Helio al volumen B y se alcanza un valor de vacío en torno a  $1.3 \cdot 10^{-3}$  mbar mediante la bomba del propio medidor. La línea de base del medidor se situaba en estas condiciones en torno a  $1.2 \cdot 10^{-9}$  mbar  $l s^{-1}$ , lo que marca el valor mínimo de fuga capaz de medir.

4. El volumen A se rellena con 1 bar de Helio y 9 bar de Nitrógeno. De esta manera, el volumen A contiene una proporción de Helio de 1/10.
5. Se comienza la medida con el detector de Helio, que al principio suele marcar el valor de la línea de base, y se deja el tiempo suficiente (varias horas) hasta que se alcanza la estabilización de la medida.
6. La medida de fuga se multiplica por un factor 10 (la proporción de Helio contenido en el volumen A). Esta corrección es una aproximación y define un límite superior.

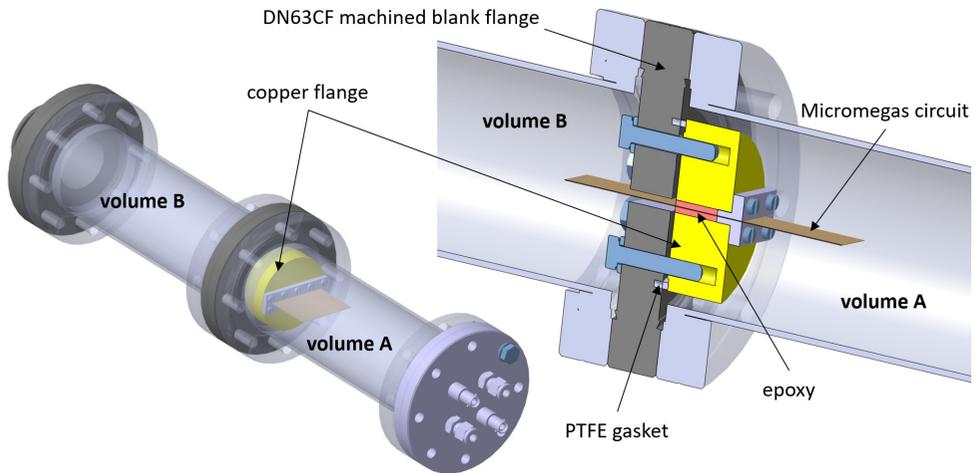


Figura 3.12: Vista 3D y sección del banco de pruebas para la medida de la estanqueidad del sistema pasa-muros.

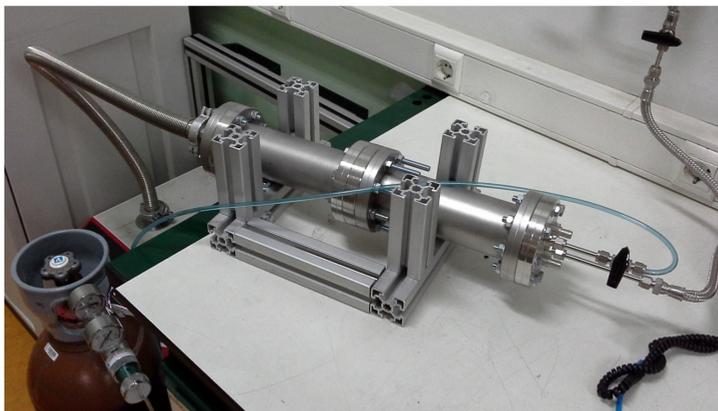


Figura 3.13: Fotografía del banco de pruebas para la medida de la estanqueidad del sistema pasa-muros, durante una tanda de medidas, donde se pueden diferenciar los diferentes componentes señalados en la figura 3.12.



Figura 3.14: • Izquierda: Brida estándar DN63DF de acero inoxidable usada para la medida de fugas debido a la permeabilidad del epoxy. • Centro: Brida estándar DN63DF de acero inoxidable usada para la medida de fugas debido al circuito Micromegas más el epoxy. • Derecha: Brida de cobre con cuchilla usada durante las medidas de estanqueidad del sistema pasa-muros completo.

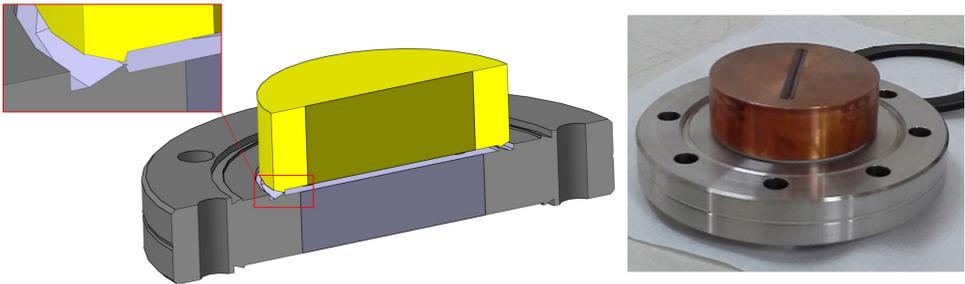


Figura 3.15: Vista sección 3D y fotografía del sistema pasa-muros con cuchilla.

Con las medidas en el banco de pruebas se pudo establecer el nivel de fugas para el sistema pasa-muros en  $2.5 \cdot 10^{-5}$  mbar  $l s^{-1}$ . Este nivel de fugas es muy alto para sistemas de alto vacío, donde suele estar por debajo de  $10^{-9}$  mbar  $l s^{-1}$ . La consecuencia más grave de tener un alto nivel de fugas es la pérdida de gas en la TPC y el nivel medido equivale a perder 4 g de Xenón al año por cada uno de los pasa-muros que se instalen. No es una pérdida relativa alta (el detector operará con 140 kg de Xenón enriquecido) pero una exposición larga en el tiempo (5 años) más un número importante de pasa-muros instalados (52 módulos previstos) puede llevar a una pérdida de gas más importante (1 kg en 5 años).

Este nivel de fugas está dominado por la permeabilidad de la junta de PTFE usada. Si se quisiera reducir más este nivel de fugas habría que estudiar la instalación de otro tipo de junta, respetando además el requisito de radiopureza. Por ejemplo, en sistemas de alto vacío se suelen usar juntas de cobre con bridas acuchilladas que deforman la junta para conseguir la estanqueidad. En el caso del pasa-muros diseñado la sustitución directa de la junta de PTFE por una de cobre no es posible, ya que la cuchilla también es de cobre y por lo tanto también se deformaría. Una posible solución sería usar cobre electrolítico deformado en frío para la brida de cobre, que le confiere mayor dureza, y usar cobre electrolítico sin pre-formar en la junta. Otra posible solución sería fabricar una pieza en acero inoxidable, con el mínimo material

posible, que contuviera la cuchilla y que pudiera ser unida, mediante soldadura o mediante epoxy, a la brida de cobre. El uso para ello de un acero inoxidable ASI 316L podría ser la mejor opción, ya que hay medidas que confirman que su radiactividad es relativamente baja [47].

En el caso de sustituir la junta de PTFE y reducir con ello el nivel de fugas del sistema pasa-muros, la siguiente contribución sería la permeabilidad en el epoxy, cuya medida ha sido de  $1.4 \cdot 10^{-6}$  mbar l s<sup>-1</sup>. En este caso, al igual que se ha hecho para reducir el flujo en la junta de PTFE reduciendo la sección de la misma, se puede reducir el área de la sección en la ranura de epoxy (asumiendo que la permeabilidad en este material sigue la ley de Fick). La anchura de la ranura durante las pruebas era de 4 mm (ver figura 3.14 derecha), y el circuito de Micromegas tiene un espesor de 200  $\mu\text{m}$ . Parece viable el poder reducir la anchura de la ranura por debajo de 1 mm. Esta anchura mínima de la ranura vendrá determinada por el proceso de llenado con el epoxy para conseguir ocupar todo el espacio entre el circuito y las paredes de la ranura. Parece viable conseguir una reducción del nivel de fugas con esta estrategia de entre un factor 4 (anchura ranura 1 mm) hasta un factor 10 (anchura ranura 400  $\mu\text{m}$ ). Un aumento en la longitud de difusión también reduciría proporcionalmente el nivel de fugas, pero esto supondría un aumento en el grosor total de la brida de cobre, un parámetro más sensible por afectar a la geometría alrededor del pasa-muros y al propio peso de la brida de cobre.

Si estas medidas para reducir el nivel de fugas se llevaran a cabo, habría que comprobar que los efectos en la superficie circuito-epoxy, y que pueden representar caminos para el transporte de moléculas de gas, siguen siendo despreciables. También habría que cuantificar la permeabilidad del propio circuito Micromegas.

Como se ve, varias son las opciones que se podrían desarrollar para reducir este nivel de fugas, respetando además el requisito de máxima radiopureza, pero todas ellas necesitarían de un desarrollo propio.

### 3.4 Soporte de cobre y teselación

Los circuitos Micromegas tipo microbulk están fabricados de capas de poco espesor (50  $\mu\text{m}$ ) de kapton y cobre, por lo tanto son flexibles y es difícil mantener su rigidez. Para permitir su manipulación y asegurar un buen ajuste entre varios circuitos, como es el caso de una modulación para la generación de un plano de lectura grande, se ha tenido que diseñar un conjunto de piezas mecánicas. En la figura 3.1 se muestra una ilustración conceptual de la composición de un módulo SR2M y la instalación de varios de ellos para formar un plano de lectura mayor. En la figura 3.16 se muestra una vista 3D de todos los componentes de un módulo SR2M. El circuito Micromegas se une al soporte de cobre mediante un adhesivo de base acrílica usado de forma habitual en la fabricación de circuitos flexibles (Adhesive Transfer Tape - ATT. Ref: 3M F9460PC).

Merece una especial atención la solución adoptada para integrar el *rim* externo

dentro del módulo SR2M. En la figura 3.16 se muestra una sección de detalle del borde del módulo SR2M, donde se instala el *rim* externo. En la figura 3.17 se muestra esta misma sección en la unión de dos módulos, formando la geometría utilizada para el estudio del ERS en la sección 3.2.

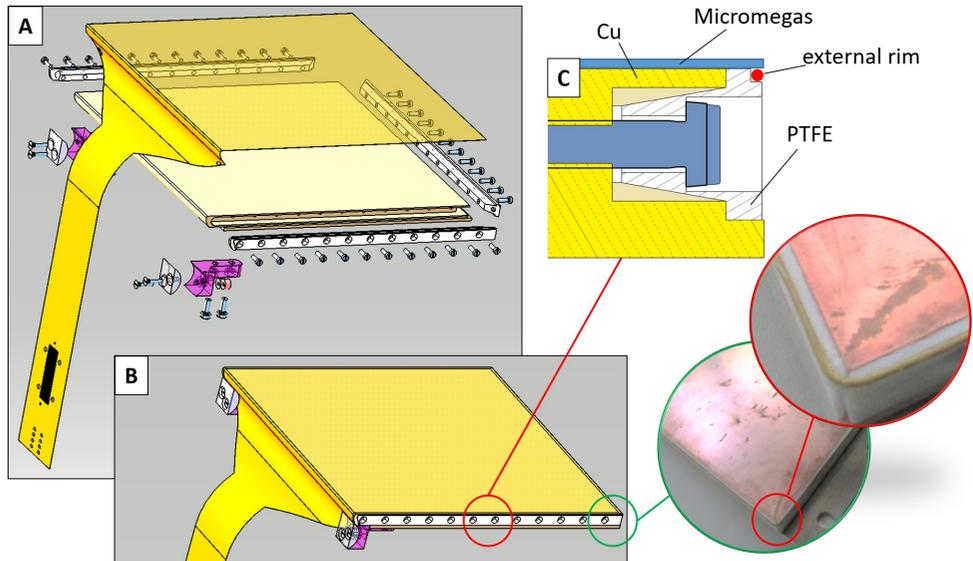


Figura 3.16: Vista 3D explosionada (A) y ensamblada (B) del módulo SR2M. Sección de detalle del borde del módulo SR2M (C), con la instalación de un electrodo de cobre (en rojo) que hace las funciones de *rim* externo.

#### Section view of the union of two SR2Ms

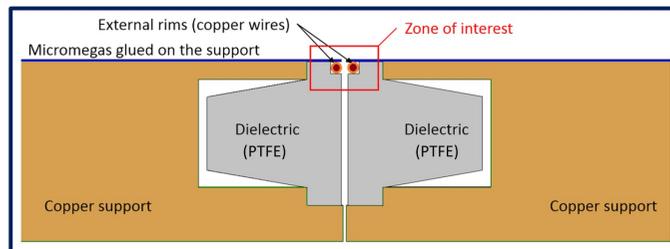


Figura 3.17: Sección mostrada en la figura 3.16 en la unión de dos módulos SR2M.

## 3.5 Instalación del módulo SR2M

Tras finalizar el diseño y la fabricación del primer prototipo del módulo SR2M, se instaló en el sistema TREX- $\beta\beta$ , diseñado originalmente para alojar el prototipo NEXT-MM [29, 4]. Este sistema consta de una TPC de acero inoxidable, de 28 cm

de diámetro y 35 cm de deriva, capaz de alcanzar hasta 10 bar de presión de trabajo, junto con todos los sub-sistemas y elementos necesarios (sistema de gas, *slow control*, etc.).

El objetivo era la validación del primer prototipo del módulo SR2M, previo a la fabricación de otros siete módulos más que serían instalados en los laboratorios de la Shanghai Jao Tong University, formando así el mayor plano de lectura jamás ejecutado con detectores Micromegas de tipo microbulk [34] [48].



Figura 3.18: • Izquierda: plano de lectura desarrollado para el prototipo NEXT-MM, formado por cuatro Micromegas tipo microbulk [29]. • Derecha: módulo SR2M en su posición final después de algunas modificaciones de la TPC para su posicionamiento.

Para el prototipo de NEXT-MM se compuso un plano de lectura circular con cuatro Micromegas (figura 3.18 izquierda). Estas cuatro Micromegas tipo microbulk fueron instaladas directamente sobre un soporte circular de cobre, sujetadas en su perímetro. Debido a la flexibilidad del propio circuito Micromegas, el plano de lectura tenía algunas irregularidades que podían afectar a la calidad de los datos tomados (transparencia, resolución espacial o resolución de energía). Sin embargo, el SR2M es independiente y, entre otros, resuelve el problema de la planitud dimensional.

Para poder instalar el módulo SR2M en esta TPC hubo que diseñar y fabricar otro soporte de cobre unido a la tapa inferior de la TPC sobre el que montar el módulo SR2M (figura 3.18 derecha). Este soporte de cobre estaba en contacto directo con el cobre del módulo SR2M y podía ponerse al potencial apropiado independientemente del resto del sistema.

La figura 3.19 izquierda muestra una reconstrucción en 3D del módulo SR2M instalado sobre el soporte de cobre, el cual tiene una separación galvánica de la tapa inferior de la TPC mediante unos casquillos de PTFE. La figura 3.19 derecha muestra una reconstrucción 3D de la parte interna de la TPC, donde se pueden observar los anillos de la deriva y el cátodo. Encima del cátodo se puede diferenciar una pequeña caja, usada para instalar la fuente de calibración. Para mayor detalle en la descripción de los componentes de la TPC ver [29].

Para la lectura de los canales se instaló la electrónica de adquisición FEC-Feminos, adquirida recientemente por el grupo de trabajo y usada por primera

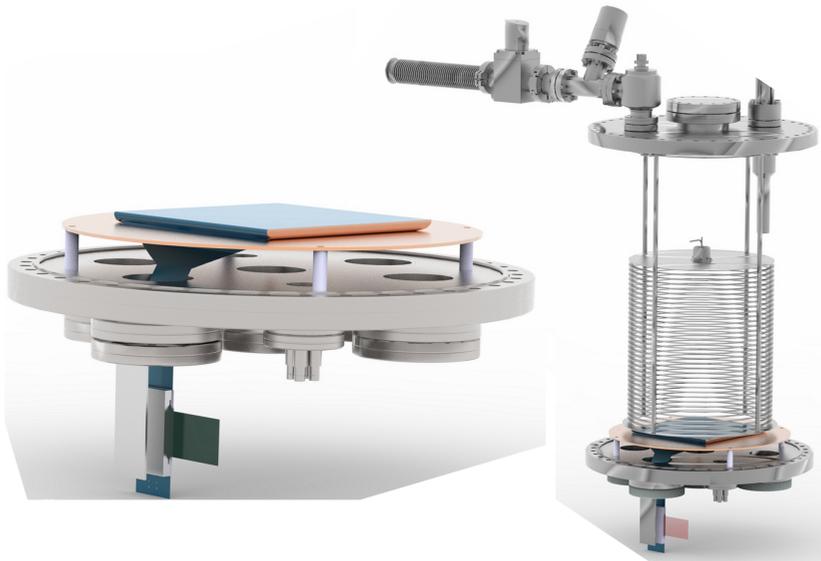


Figura 3.19: Vista 3D del módulo SR2M instalado sobre la tapa inferior de la TPC (izquierda) y de toda la TPC (derecha).

vez en este prototipo. A través de esta electrónica, y para conseguir en el *gap* de amplificación el campo eléctrico necesario para provocar el efecto de avalancha electrónica, cada canal o *strip* se pone a tierra a través de una resistencia de  $100\text{ M}\Omega$  (ver figura 3.20).

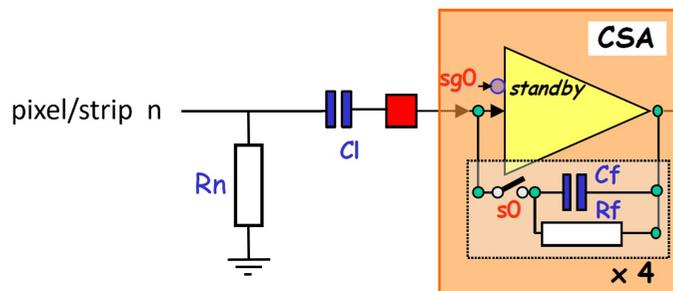


Figura 3.20: [13] Esquema de conexión de cada pixel/strip de la Micromegas con la electrónica de adquisición. La imagen muestra la primera etapa de amplificación de la señal mediante la CSA (*Charge Sensitive Amplifier*) programable. Cada pixel/strip está conectado a tierra a través de la resistencia  $R_n$ , que en el caso de la electrónica FEC-Feminos tiene un valor de  $100\text{ M}\Omega$ .

Si una *strip* está inter-conectada con la mesh o con una resistencia baja ( $\ll 100\text{ G}\Omega$ ), por un fallo durante el proceso de fabricación o durante la operación del detector, se produce una corriente de fuga entre la mesh y la *strip* que dificulta el buen control del potencial en la mesh. Además, también puede producir problemas

de ruido durante la adquisición. Durante los trabajos de conexión del módulo SR2M se descubrieron 10 canales con una resistencia baja que podrían provocar problemas durante la operación del detector, así que se decidió desconectarlos.

La cadena de conexión (figura 3.21) estaba formada por el propio módulo SR2M, el conector Samtec (figura 3.7) y un cable de extensión que conectaba los canales a la tarjeta FEC. Para suministrar voltajes tanto a la *mesh* como al *internal rim* y *external rim* del ERS, se instalaron tres conectores SHV conectados mediante un cable soldado a las huellas de alto voltaje del circuito Micromegas y sobre los que previamente se habían realizado pruebas de alto voltaje.

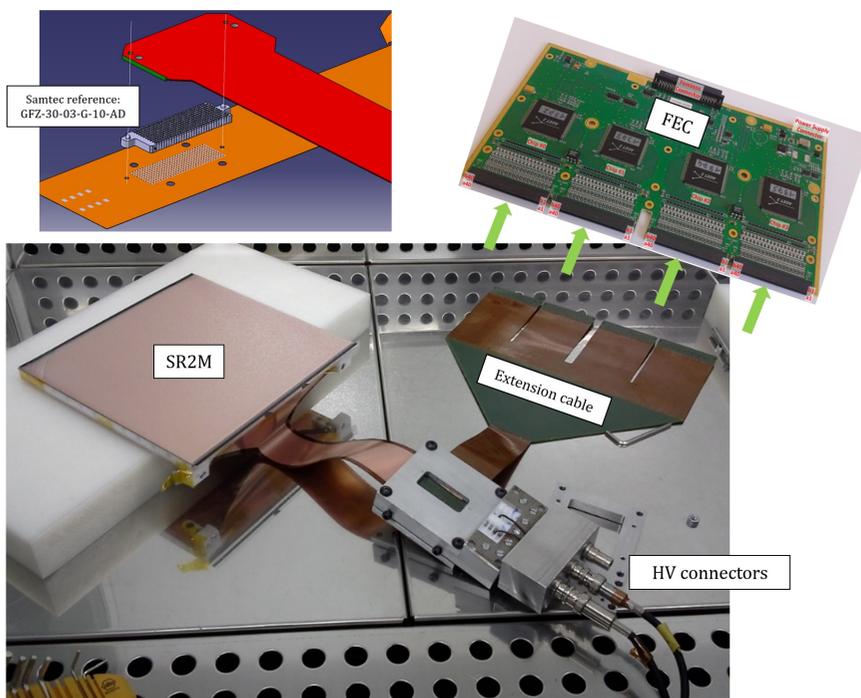


Figura 3.21: Fotografía de los componentes en la cadena de conexión desde la Micromegas hasta la electrónica de adquisición FEC-Femino.

Las pruebas de alto voltaje sobre el circuito Micromegas y las conexiones se realizaron 'al aire' con una humedad relativa en el aire del laboratorio del 62% y una temperatura de 21°C. El objetivo de las pruebas era comprobar que no se produjeran corrientes de fugas tanto dentro del circuito Micromegas como en la zona de los conectores. Para ello se montaron los conectores SHV sobre el circuito Micromegas (figura 3.22) y se aplicaron los voltajes según las configuraciones reflejadas en la tabla 3.2. Como puede comprobarse, ninguna de las pruebas arrojó una corriente de fuga detectable por la resolución de la fuente (0.5 nA), excepto la prueba en la que el *internal rim* se ponía a 1000 V y la *mesh* a 500 V, donde se medía una corriente de fuga en el *internal rim* de 1 nA. Esta fuga era mínima y desapareció cuando se aplicó aire caliente en la zona del conector, lo que apuntaba con toda probabilidad

a que la fuga se producía en esa zona y no dentro del propio circuito Micromegas.

Con esta prueba se hacía evidente la necesidad de controlar la humedad en las zonas de conexión de alto voltaje. Los diferentes tipos de conexiones que se realizaron durante las pruebas fueron según la zona en la que podía darse la fuga (*external rim-tierra*, *internal rim-tierra*, *mesh-tierra*, *mesh-internal rim*, *conectores-tierra*).

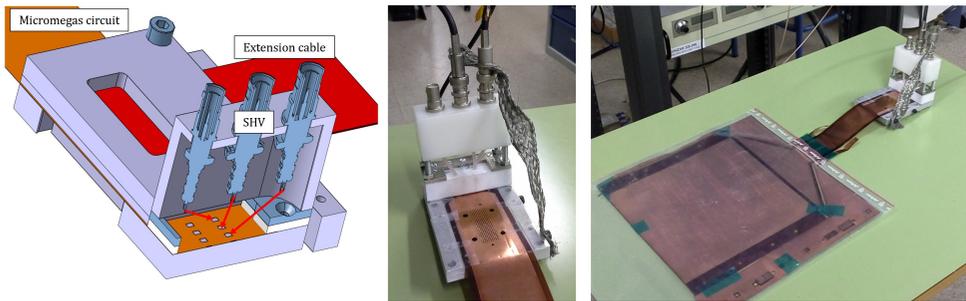


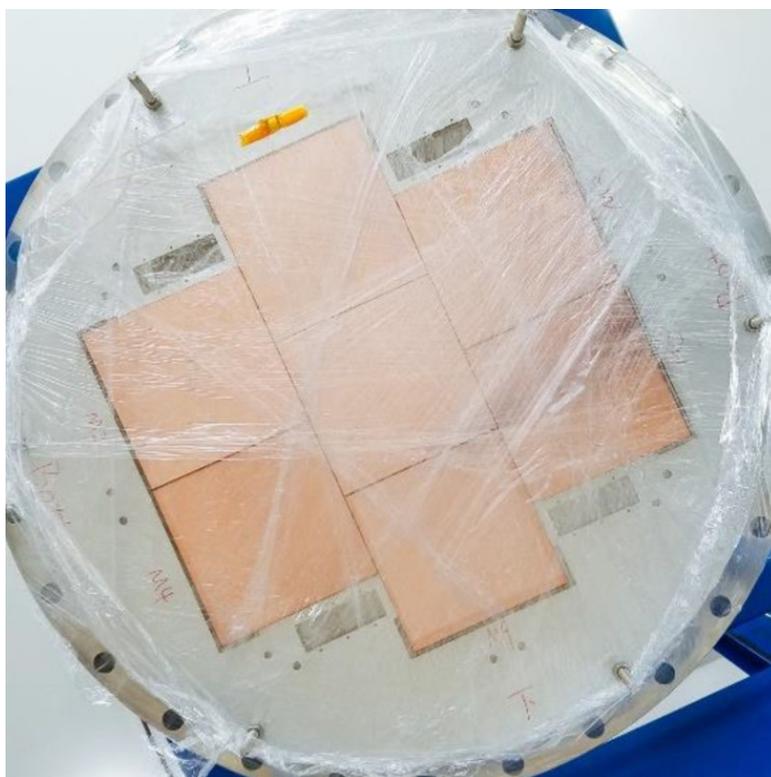
Figura 3.22: Montaje de la conexión de alto voltaje para la medida de las corrientes de fuga en el circuito Micromegas y en la zona de conexión. • Izquierda: sección 3D de los conectores de alto voltaje. Las flechas rojas que van desde los conectores SHV hasta las huella del circuito Micromegas representan los cables que fueron soldados para su conexión. • Centro y derecha: fotografías del montaje durante las pruebas.

Ground connection type	External RIM		Internal RIM		Mesh	
	Voltage applied (V)	Leakage current (nA)	Voltage applied (V)	Leakage current (nA)	Voltage applied (V)	Leakage current (nA)
1	1200	0	500	0	-	-
1	1500	0	800	0	-	-
1	1500	0	500	0	-	-
1	1500	0	250	0	-	-
1	1500	0	0	0	-	-
2	-	-	0	0	100	0
2	-	-	0	0	200	0
2	-	-	0	0	300	0
2	-	-	0	0	400	0
2	-	-	0	0	500	0
2	-	-	500	0	500	0
2	-	-	800	0	500	0
2	-	-	900	0	500	0
2	-	-	1000	0	500	0
3	-	-	1000	0	500	0
4	-	-	1000	1	500	0
4	-	-	1000	0	-	-

Tabla 3.2: Resultados de las medidas de las corrientes de fuga en el circuito Micromegas y en la zona de conexión. Se hicieron cuatro tipos de conexión de tierra: (1) Solo las partes metálicas del conector están conectadas a tierra; (2) Ni las partes metálicas del conector ni las *strips* están conectadas a tierra; (3) Las partes metálicas del conector están conectadas a tierra pero las *strips* no lo están; (4) Tanto las partes metálicas del conector como las *strips* (excepto las 10 *strips* que previamente habían sido identificadas por tener un valor anómalo de capacidad) están conectadas a tierra.

## Capítulo 4

# Puesta en marcha del módulo SR2M



## 4.1 Primer espectro

La instalación del módulo SR2M en la cámara TREX- $\beta\beta$  tuvo lugar el 25 de marzo de 2016. Previamente se había estado bombeando la cámara durante una semana, alcanzando un valor de vacío de  $2.3 \cdot 10^{-4}$  mbar. La suma del nivel de fugas, outgassing y permeabilidad, comprobado en los días previos, era de  $4 \cdot 10^{-4}$  mbar  $l s^{-1}$ . Después de la instalación del módulo SR2M sobre la tapa inferior de la cámara y la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  sobre el cátodo, se estuvo bombeando durante 48 horas, hasta alcanzar el valor de vacío previo a la apertura. En ese momento se produjo la inyección de la mezcla de Xenon + 1% TMA hasta 1 bar de presión. Esta mezcla se había mantenido en la botella desde que fuera usada durante la puesta en marcha del prototipo NEXT-MM [29]. Tras ello, se dejó en recirculación durante 72 horas para que el gas se limpiara a través de los filtros de oxígeno y humedad. Tras la instalación de la electrónica de adquisición FEC-Feminos, y después de 72 horas en re-circulación, se comenzó a subir voltaje en la Micromegas, alcanzando 270 V de manera estable.

Para poder recoger la señal de las *strips* se conectan todos los canales a una electrónica de adquisición multi-canal. En el caso del módulo SR2M se conectó a un sistema de adquisición FEC-Feminos (ver figura 3.21), adquirida recientemente por nuestro grupo de investigación y usada por primera vez en este prototipo dentro de la colaboración. A través de esta electrónica, y para conseguir el campo eléctrico en el *gap* de amplificación necesario para provocar el efecto de avalancha electrónica, cada canal o *strip* se pone a tierra a través de una resistencia de 100 M $\Omega$ . Previamente se desconectaron 10 canales que tenían un valor anómalo de capacidad (ver sección 3.5).

Antes de adquirir la señal de los canales con la electrónica FEC-Feminos, se decidió adquirir la señal del plano de la mesh. La cadena de amplificación necesaria para su lectura es más sencilla y es una forma de comprobar, antes de lanzar tomas de datos más largas y más complejas con los canales, que las condiciones del detector (presión, calidad de la mezcla, voltaje en la mesh, campo de deriva, etc.) son las adecuadas para obtener una buena señal en los canales. Para conseguir la lectura de la señal de la mesh, se conectó a un pre-amplificador modelo Canberra 2004 seguido de un amplificador Canberra 2022. En la figura 4.1 se presenta una de las primeras señales recogidas en el prototipo, se trata de un *pile up* (acumulación de dos eventos) en la ventana de tiempo de adquisición, procedentes de la fuente de  $^{109}\text{Cd}$ .

A la salida del amplificador se instaló un analizador digital multi-canal 'Amptek MCA 8000A' para grabar la señal. La figura 4.2 superior muestra el espectro resultante de recoger la señal de la mesh durante una calibración con la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  y se compara con el espectro recogido en la TPC llamada TREX- $\beta\beta$ -0 [49] en condiciones similares, mostrado en la figura 4.2 inferior. TREX- $\beta\beta$ -0 es una TPC de 2.4 litros utilizada para la caracterización de Micromegas con diferentes mezclas de Xenón y TMA [49], con una distancia de deriva de 1 cm y una Micromegas de un solo ánodo-cátodo y  $\sim 2$  cm de diámetro.

Comparando ambos espectros de la figura 4.2 se observa que en el primer espectro recogido del módulo SR2M aparecen los principales picos (22.1, 58.3 y 88.0 keV), sin embargo la resolución no es suficiente como para distinguir las contribuciones de

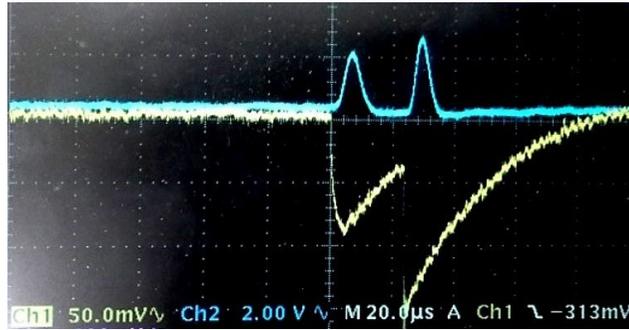


Figura 4.1: Dos eventos generados por la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  y recogidos dentro de la misma ventana temporal de adquisición (*pile up*). Señales recogidas en la mesh del módulo SR2M y leídas a través de un pre-amplificador modelo CANBERRA 2004 más un amplificador CANBERRA 2022 con una ganancia  $\times 20$  y un *shaping time* de  $4 \mu\text{s}$ . En el canal 1 se visualiza la señal del pre-amplificador y en el canal 2 la señal del amplificador.

las emisiones de menor probabilidad cercanas a estos picos.

Hay que tener en cuenta que en la cámara TREX- $\beta\beta$ -0 la Micromegas tiene un diámetro de 2 cm, favoreciendo por su tamaño una mejor resolución de energía. Un estudio de ganancias por zonas en la superficie del SR2M mejoraría su resolución de energía, ya que esto permitiría aplicar una corrección en la energía calculada de cada evento dependiendo de la zona en la que se haya depositado su carga.

Es necesario recordar que las cámaras TREX- $\beta\beta$ -0 y TREX- $\beta\beta$  tienen una distancia de deriva de 1 y 35 cm respectivamente. Esta diferencia presumiblemente provoca que en la cámara TREX- $\beta\beta$ -0 se produzca menos recombinación y *attachment*, durante la deriva de los electrones hacia el plano de lectura, que en la cámara TREX- $\beta\beta$  con el módulo SR2M, favoreciendo así su resolución de energía.

Además, una cámara pequeña con menor cantidad de materiales en su interior que pueden producir *outgassing*, sumado a una mejor estanqueidad por su diseño, favorece la calidad del gas en términos de impurezas (Oxígeno, humedad, etc.), reduciendo el *attachment* que se produce durante la deriva de los electrones hacia el plano de lectura y también mejorando el rendimiento de la Micromegas durante el proceso de avalancha.

## 4.2 Ganancia y transmisión de electrones

Normalmente, uno de los primeros pasos durante la puesta en marcha y caracterización de una Micromegas es la realización de las curvas de transmisión de electrones y ganancia. Estas curvas ayudan a encontrar el punto de operación óptimo y a comprobar el buen comportamiento de las Micromegas.

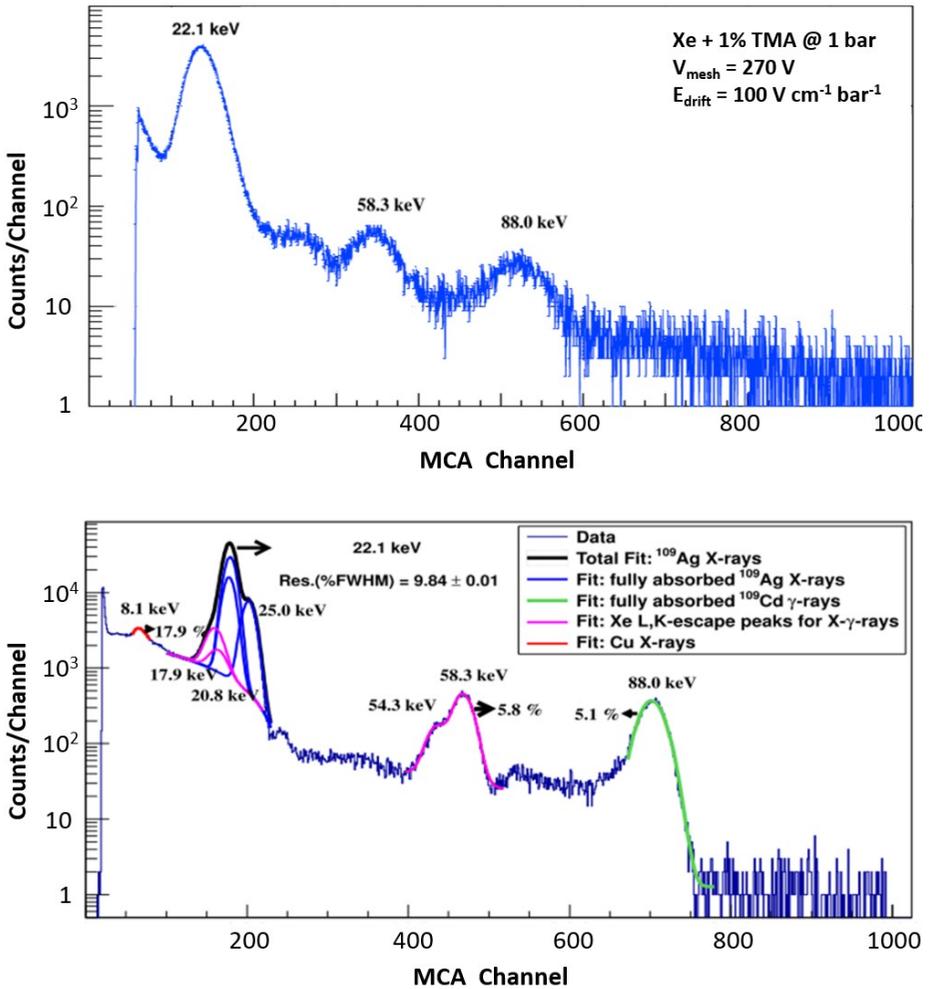


Figura 4.2: Comparación de los espectros de energía generados por una fuente de  $^{109}\text{Cd}$  en el prototipo del módulo SR2M y en la TPC de pruebas TREX- $\beta\beta$ -0 [49].

- Superior: primer espectro del módulo SR2M, generado a partir de la señal de la mesh, con una mezcla de Xe + 1.0% TMA a 1 bar y un campo de deriva de  $100 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$  en los 35 cm de longitud de deriva.
- Inferior: espectro en TREX- $\beta\beta$ -0, generado también a partir de la señal de la mesh, con una mezcla de Xe + 0.8% TMA a 8 bar y un campo de deriva de  $245 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$  en 1 cm de longitud de deriva.

En una TPC, tras la ionización del gas a causa del paso de una partícula, los electrones libres generados en la ionización se desplazan hacia el plano de lectura gracias al campo de deriva. Durante este desplazamiento, una parte de estos electrones pueden perderse antes de llegar al plano de lectura, debido principalmente a los procesos de *recombinación* y *attachment*. Pero en el caso de la Micromegas, en el

que la amplificación de los electrones se produce dentro del agujero de amplificación, también puede producirse pérdida si una fracción no entra en el agujero y cae directamente en plano de la mesh.

La curva de transmisión de electrones, que evalúa la transmisión de electrones desde la zona de ionización hasta los agujeros de la propia Micromegas [50] (ver figura 1.5), se representa normalmente como la variación de la ganancia frente al ratio entre el campo de deriva y el campo de amplificación. La figura 4.3 muestra las curvas elaboradas en el prototipo del módulo SR2M y en la cámara TREX- $\beta\beta$ -0. La curva en el prototipo del módulo SR2M se realizó con  $V_{mesh} = 270$  V y solo hasta  $E_{drift}/E_{amp} = 0.004$ , punto en el que el cátodo alcanzaba el máximo voltaje (7 kV) antes de que se produjeran descargas. A pesar de esta limitación, puede apreciarse la misma tendencia ascendente que en TREX- $\beta\beta$ -0 a 1 bar. Sin embargo, la máxima transmisión de electrones alcanzada en TREX- $\beta\beta$ -0 se produce con  $E_{drift}/E_{amp} = 0.01$ , lo que parece indicar que en el prototipo del módulo SR2M no se ha alcanzado la máxima transmisión de electrones, aunque es presumible que está cercana al máximo. En cualquier caso, el objetivo de esta primera curva era el de comprobar el buen comportamiento de la Micromegas y el de elegir un valor (finalmente  $E_{drift}/E_{amp} = 0.003$ ), para la operación del módulo SR2M, un poco más bajo que el máximo posible para no forzar el sistema. Cabe apuntar que el primer espectro obtenido con el prototipo del módulo SR2M (figura 4.2) se tomó con un campo de deriva de  $100 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ , que corresponde con el punto  $E_{drift}/E_{amp} = 0.002$  de la figura 4.3, levemente por debajo a la máxima transmisión de electrones alcanzable.

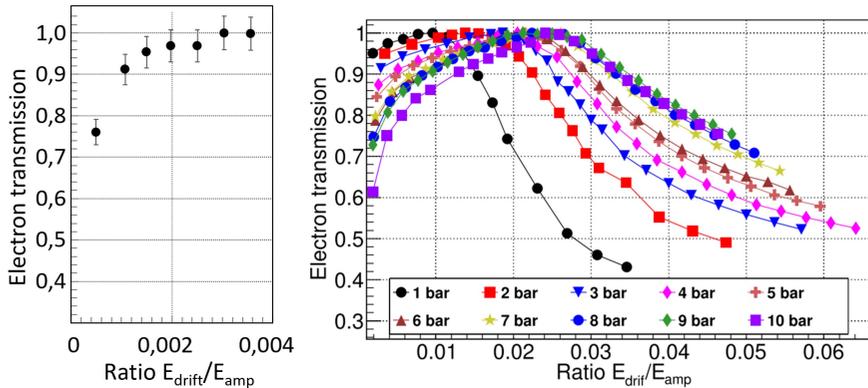


Figura 4.3: Comparación de la transmisión de electrones (*electron transmission*) entre el prototipo del módulo SR2M y la Micromegas de la TPC de pruebas TREX- $\beta\beta$ -0. ● Izquierda: curva de transmisión de electrones del módulo SR2M frente al ratio entre el campo de deriva y el campo de amplificación, con la mezcla Xe+1% TMA y 1 bar de presión. ● Derecha: curva de transmisión de electrones de la Micromegas de TREX- $\beta\beta$ -0, para la mezcla Xe+1.5% TMA y para diferentes presiones [49].

La curva de ganancia se representa normalmente como la ganancia absoluta alcanzada por la Micromegas (factor de multiplicación de los electrones primarios)

frente al campo eléctrico de amplificación aplicado en los agujeros donde se produce el efecto avalancha [50]. La figura 4.4 muestra las curvas elaboradas en el prototipo del módulo SR2M y en la cámara TREX- $\beta\beta$ -0. La curva en el prototipo del módulo SR2M se realizó manteniendo  $E_{drift}/E_{amp} = 0.003$ , punto de operación elegido tras la realización de la curva de transmisión de electrones, y hasta un máximo en el campo de amplificación  $E_{amp} = 54$  kV, que corresponde con un voltaje  $V_{mesh} = 270$  V. La curva con la que se compara (de 0.9% a 1.2% TMA) llega hasta  $E_{amp} = 55$  kV, que corresponde con  $V_{mesh} = 275$  V. Esta diferencia es pequeña teniendo en cuenta que, en las mismas condiciones, el voltaje máximo alcanzable en dos detectores Micromegas distintos puede variar dependiendo de la calidad alcanzada en el proceso de fabricación y dependiendo también del desgaste al que haya podido someterse previamente. Además, es de esperar que en el prototipo del módulo SR2M, con un área activa de  $20 \times 20$  cm<sup>2</sup>, la probabilidad de que se produzca una chispa aumenta respecto a la Micromegas de TREX- $\beta\beta$ -0, con un área de  $\sim 2$  cm<sup>2</sup>. Aparte de lo expuesto, la curva generada con el prototipo del módulo SR2M se ajusta bastante bien a la curva con la que se compara (1 bar), dentro de los errores de las medidas.

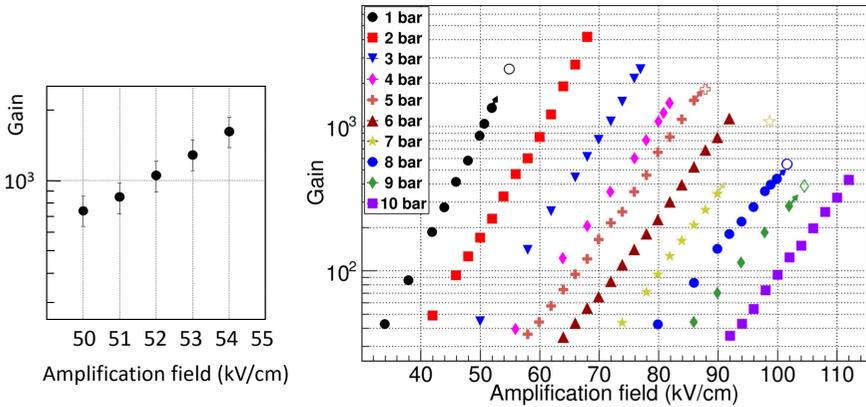


Figura 4.4: Comparación de la ganancia entre el prototipo del módulo SR2M y la Micromegas de la TPC de pruebas TREX- $\beta\beta$ -0. • Izquierda: curva de ganancia del módulo SR2M frente al campo de amplificación, con la mezcla Xe+1% TMA a 1 bar de presión. • Derecha: [49] curva de ganancia de la Micromegas de TREX- $\beta\beta$ -0, con concentraciones de TMA optimizadas de 0.9% a 1.2% y diferentes presiones de 1 a 10 bar.

### 4.3 Lectura de los canales

Para recoger la señal de los canales se ajustaron varios parámetros en la electrónica de adquisición. Los parámetros más importantes programados fueron los siguientes:

- *Trigger delay*: 24  $\mu$ s. Es el tiempo que transcurre desde que se produce un

trigger o disparo hasta que se deja de grabar el evento. Este parámetro puede ser programado según las necesidades en cada caso. Por ejemplo, puede ser ajustado de tal forma que, para un evento que se produce muy cerca de la superficie de la Micromegas, la electrónica sea capaz de recoger la señal de otro evento que haya ocurrido al mismo tiempo en la zona del volumen activo más alejada de la Micromegas, es decir, cerca de la superficie del cátodo. Otro ejemplo de ajuste es según la longitud de la traza que se desea reconstruir. Para la puesta en marcha se eligió un valor intermedio de  $24 \mu\text{s}$ , que permitía una venta de adquisición de unos  $11 \text{ cm}$  (para  $\text{Xe} + 1\% \text{ TMA}$  y un campo de deriva reducido de  $150 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$  la velocidad de deriva es de unos  $0.45 \text{ cm } \mu\text{s}^{-1}$ , según la figura 3.5) frente a los  $35 \text{ cm}$  de longitud de deriva de toda la cámara. Hay que tener en cuenta que un valor alto de este parámetro conlleva peores resoluciones en el eje Z. También hay que apuntar que el disparo de la electrónica define el tiempo inicial  $t = 0$ , el momento en el que se detecta la primera carga procedente del evento.

- *Sampling rate*:  $100 \text{ ns}$ . El valor del sampling rate multiplicado por 512 (time bins o número de valores que tiene el ADC) será el valor de la ventana de tiempo recogido en cada evento, en este caso  $40.95 \mu\text{s}$ . Este valor es la suma del *trigger delay* seleccionado anteriormente y el tiempo anterior al trigger que se desea grabar, sobre el que se calculará la línea de base y su fluctuación durante el análisis del evento.
- *Gain*:  $240 \text{ fC}$ . La ganancia del amplificador en el chip AGET se ajustó a  $240 \text{ fC}$ , de forma que con el shaping time ajustado previamente y la carga recibida la señal estuviera dentro del rango dinámico del amplificador.
- *Shaping time*:  $1014 \text{ ns}$ . Según puede verse en la figura 4.1, la repuesta del pre-amplificador está en el orden de los cientos de los nanosegundos. La respuesta de la Micromegas a la llegada de la carga tiene un tiempo menor. El shaping time programado en la electrónica ha sido de  $1 \mu\text{s}$ , el mayor permitido por la electrónica, ya que con este valor se reduce el ruido de alta frecuencia. Una vez que se trabaje en la reducción del ruido se podrá reducir el shaping time.

Para la toma de datos con la adquisición de la señal desde el plano de la mesh se instaló una fuente de  $^{109}\text{Cd}$ . Para la toma de datos con la adquisición desde los canales se instaló una fuente de  $^{241}\text{Am}$  que, como se observa en la simulación de la figura 4.5, tiene un pico bien diferenciado en  $59.54 \text{ keV}$ . Esta fuente emite rayos gamma de  $59.54 \text{ keV}$  ( $35.9\%$ ) y  $26.34 \text{ keV}$  ( $2.4\%$ ).

La simulación cuyos resultados se muestran en la figura 4.5 fue realizada dentro de la colaboración PandaX-III, mediante el uso del software Geant 4 [51], un software para la simulación del paso de partículas a través de la materia, y el software REST-for-Physics [15], un marco para el análisis y simulación en experimentos de búsqueda de sucesos poco probables, del que el grupo de Zaragoza es su principal desarrollador.

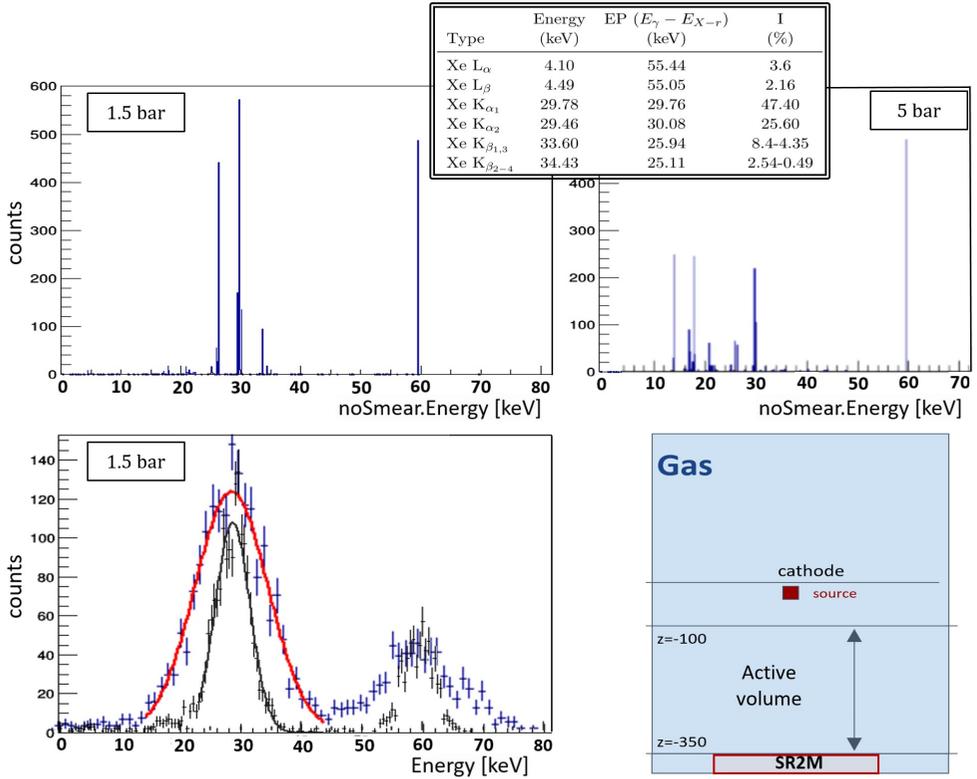


Figura 4.5: Simulación de la emisión gamma de 59.54 keV de la fuente de  $^{241}\text{Am}$  en la geometría (abajo derecha) de la cámara de TREX- $\beta\beta$ , donde se ha instalado el prototipo del módulo SR2M, para Xe + 1% TMA a 1.5 bar (arriba izquierda) y 5 bar (arriba derecha), mostrando el espectro de energía depositada dentro del volumen activo del detector. Los efectos de dispersión se muestran para la simulación a 1.5 bar (abajo izquierda) con dos diferentes resoluciones: 49.7% FWHM (28.9%) en rojo y 23.5% FWHM (13.7%) en negro para el pico en 28.49 keV (59.54 keV). También se muestra una tabla con los picos de escape de un fotón de 59.54 keV en Xenón (arriba centro). Aparte del pico en 59.54 keV de la emisión gamma de la fuente de  $^{241}\text{Am}$  y los correspondientes picos de escape de esta emisión en Xenón, en las simulaciones aparecen también los picos correspondientes a las emisiones del  $^{237}\text{Np}$ , descendiente del  $^{241}\text{Am}$ .

Para tomar datos con la nueva fuente de  $^{241}\text{Am}$  se aumentó la presión hasta 3 bar y se ajustó el campo de amplificación al máximo permitido antes de producirse descargas,  $E_{amp} = 64 \text{ kV cm}^{-1}$ , que corresponde con un voltaje en la mesh de 320 V. El campo de deriva se ajustó de igual forma al máximo permitido,  $E_{drift} = 300 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ , que corresponde con un voltaje en el cátodo de 31.5 kV. Durante la toma de datos se recogieron las señales de los canales según la figura 4.6. Se puede observar que hay 10 canales defectuosos de los que no se recoge ninguna señal. Estos canales habían sido previamente localizados y desconectados

de la electrónica de adquisición.

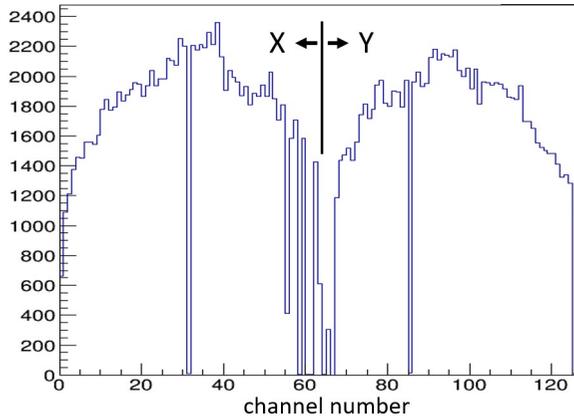


Figura 4.6: Mapa de actividad en los 128 canales del módulo SR2M durante una calibración con la fuente de  $^{241}\text{Am}$ , para Xe + 1 % TMA a 3 bar. Se pueden observar 10 canales defectuosos: 31, 58, 60, 61, 66, 71, 85, 87, 125, 126. El módulo SR2M contiene 64 *strips* en el eje X (1-64) y otras 64 en el eje Y (65-128).

Para el análisis de los datos se usó el software REST-for-Physics [15]. En la figura 1.8 se muestran los procesos en REST de los que se compone el análisis de cada evento recogido por el detector. La figura 4.7 muestra un evento recogido y analizado en el segundo proceso 'SignalAnalysis'. El primer proceso ('MultiFEMINOSToSignal') transforma los datos a formato *root* [16].

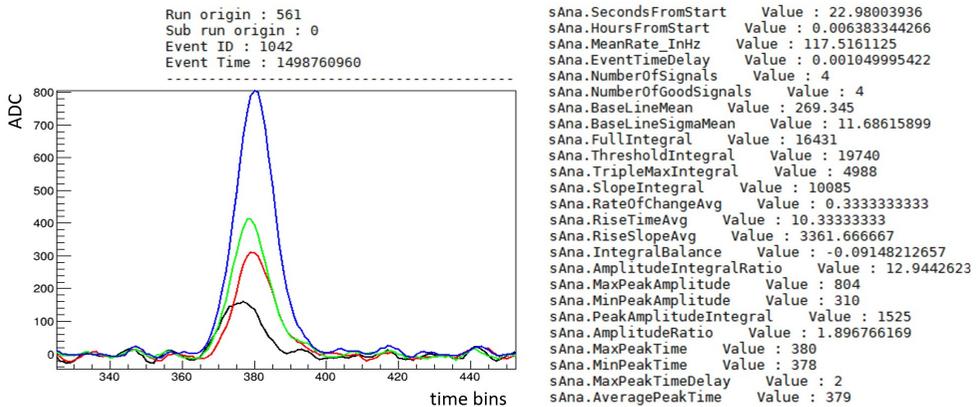


Figura 4.7: Evento recogido en el módulo SR2M durante una calibración con la fuente de  $^{241}\text{Am}$ , para Xe + 1 % TMA a 3 bar, y los observables calculados durante el proceso 'SignalAnalysis' en REST-for-Physics.

La figura 4.8 muestra los histogramas de algunos observables. El espectro de energía, representado por el observable 'sAna.TripleMaxIntegral', muestra tres picos diferenciados. Estos tres picos parecen corresponder a los picos en 59.54, 28.49 y

15-20 keV de la simulación previamente realizada (ver figura 4.5). Las simulaciones fueron realizadas a 1.5 y 5 bar, mientras que los datos se tomaron a 3 bar.

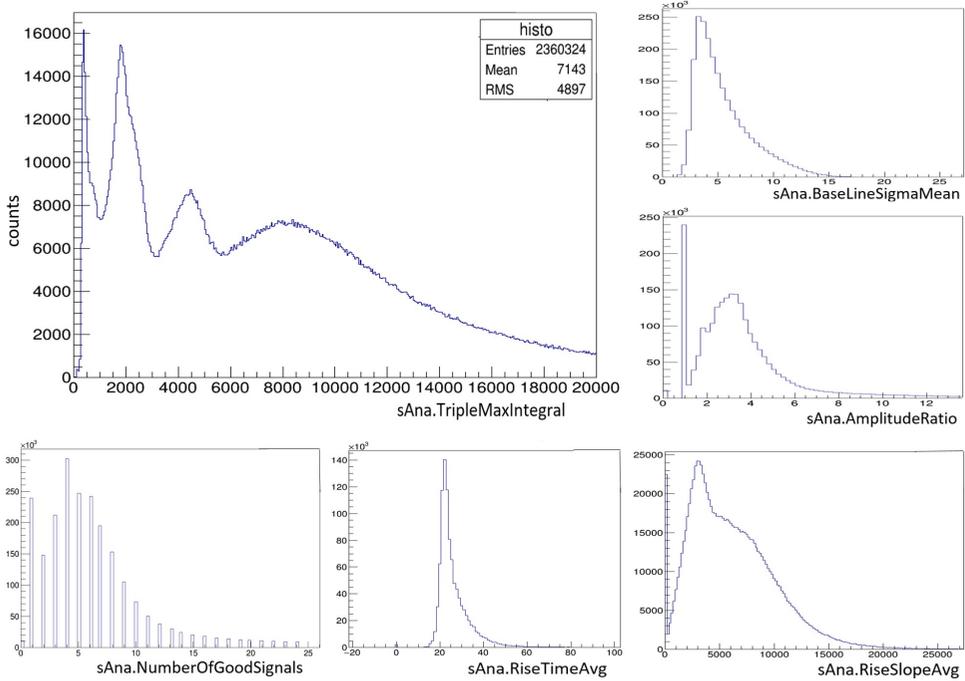


Figura 4.8: Histogramas de algunos de los observables obtenidos tras el primer proceso de análisis 'SignalAnalysis', sobre los datos recogidos en el módulo SR2M durante una calibración con la fuente de  $^{241}\text{Am}$ , para Xe + 1% TMA a 3 bar. El observable 'sAna.TripleMaxIntegral' es usado para la estimación de la energía depositada del evento.

El análisis se completa con el proceso 'SignalToHits' que usa la geometría del detector para realizar un análisis topológico de los eventos recogidos (ver figura 4.9).

## 4.4 Plano de lectura con 7 módulos SR2M

Tras las pruebas en Zaragoza con el primer prototipo del módulo SR2M, se validó el diseño y se fabricaron 7 módulos más para ser montados en los laboratorios de la Shanghai Jao Tong University (SJTU), en el prototipo de TPC de 20 kg (600 litros) [39] que serviría de banco de pruebas y demostrador de cara a la construcción del detector final de 140 kg.

Parte de la instalación y puesta en marcha de la TPC junto con el plano de lectura formado por los 7 módulos SR2M se realizó a lo largo del año 2018. En la figura 4.10 se muestran dos fotografías durante el montaje del plano de lectura. El

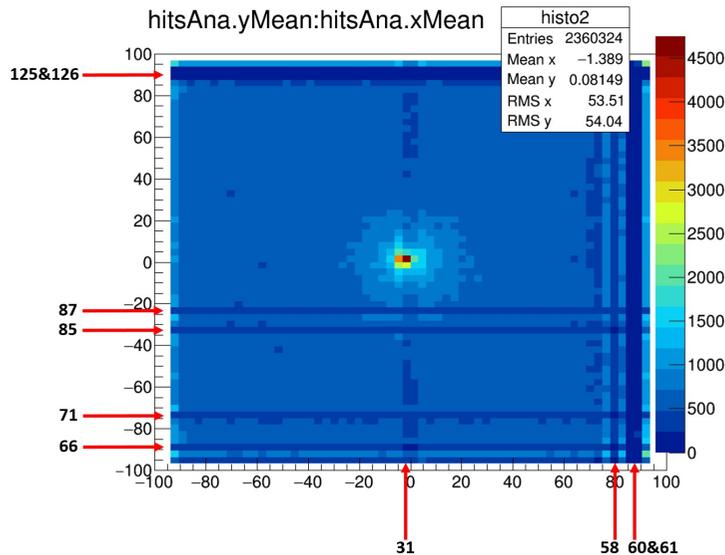


Figura 4.9: Mapa de actividad tras el proceso de análisis 'SignalToHits', sobre los datos recogidos en el módulo SR2M durante una calibración con la fuente de  $^{241}\text{Am}$ , para Xe + 1% TMA a 3 bar. Se muestra la numeración de las *strips* defectuosas que no recogen señal.

ajuste de los módulos entre sí se realizó de manera que se minimizó la distancia entre los mismos, dentro de los errores de perpendicularidad y paralelismo heredados del proceso de fabricación de los módulos.

Cabe apuntar que los miembros de la SJTU realizaron todos los trabajos necesarios para poner en marcha el demostrador de 20 kg. Desde Zaragoza, después de haber validado el primer prototipo del módulo SR2M, se realizó un asesoramiento sobre la instalación y puesta en marcha del plano de lectura en el demostrador de la SJTU, apoyando estos trabajos presencialmente solo de forma puntual (figura 4.10).

Los primeros datos se tomaron con una mezcla de Xe + 1% TMA y una fuente de  $^{241}\text{Am}$  situada en el centro del cátodo. En la figura 4.11 se muestran los espectros resultantes de los primeros datos recogidos a 1 y 5 bar. Los espectros se ajustan a las simulaciones realizadas bajo las condiciones del prototipo.

La figura 4.12 izquierda muestra el mapa de actividad en todo el plano de lectura formado por los 7 módulos SR2M. Se puede observar que existen muchos canales sin actividad, de los cuales no se recibe señal, debido tanto a fallos de conexión en la cadena de conexión hasta la electrónica de adquisición como a *strips* defectuosas en el propio circuito Micromegas. Los espectros mostrados en la figura 4.11 han sido realizados tomando estratégicamente las áreas con menor cantidad de canales defectuosos.

También se puede observar una reducción de la actividad en los bordes de unión

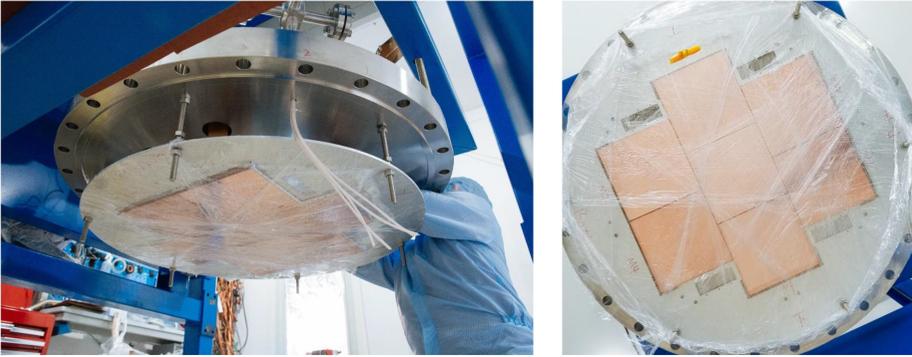


Figura 4.10: Fotografías tomadas durante el montaje de los 7 módulos SR2M, para formar el plano de lectura, en el prototipo de pruebas de la SJTU.

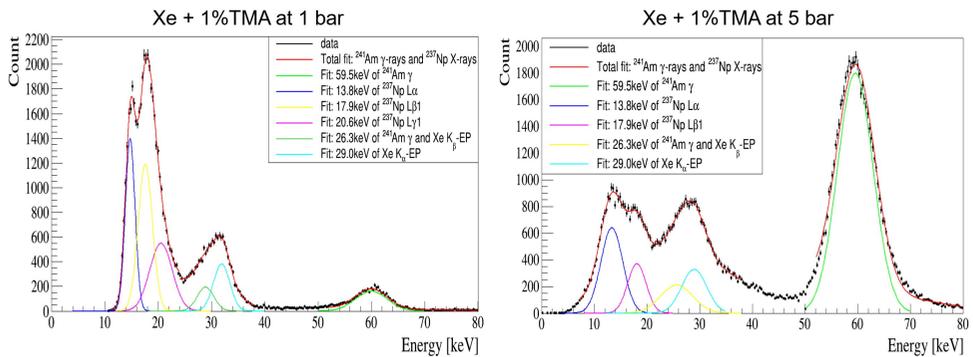


Figura 4.11: Espectros generados durante la toma de datos con una fuente de  $^{241}\text{Am}$  en el prototipo de pruebas de la SJTU, con Xe + 1% TMA a 1 y 5 bar.

entre los módulos. Si bien esto podría interpretarse como una falta de eficiencia en el sistema de inserción electrónica (ERS), presentado en la sección 3.2, un mayor estudio del caso llevó a descubrir que, en realidad, se debía a que en las *strips* de los bordes de cada módulo no se habían realizado los agujeros de amplificación (figura 4.12 derecha). Este fue un error durante la fabricación de los circuitos Micromegas, donde se habían obviado las especificaciones del circuito reflejadas en el esquema de la figura 3.8. Este error de fabricación había pasado desapercibido durante la fase de pruebas y validación llevada a cabo en Zaragoza, ya que el estudio de la eficiencia del ERS debía hacerse con al menos dos módulos formando un mismo plano de lectura.

Este error de fabricación no permitió comprobar experimentalmente la eficacia del *rim* externo. Tampoco fue posible hacerlo en las siguientes versiones del módulo SR2M, ya que fue eliminado del diseño, como es descrito en el capítulo 5. Sin embargo, sí que se mantuvo el *rim* interno, cuya eficacia fue demostrada y se presenta también en el capítulo 5.

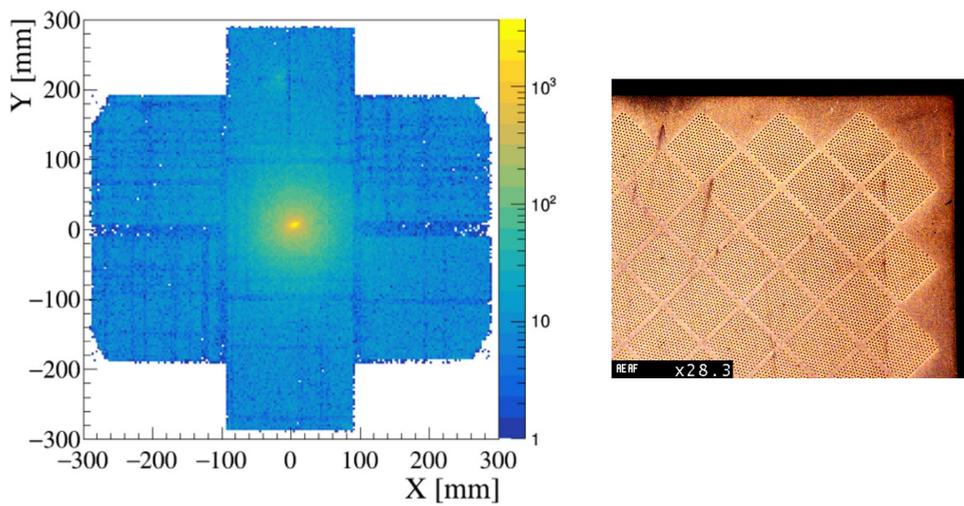
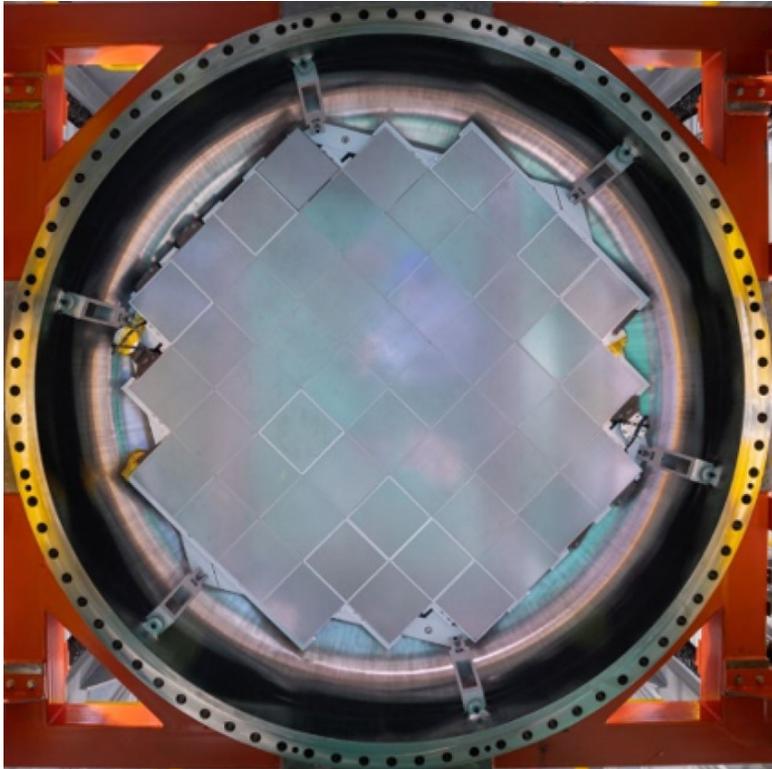


Figura 4.12: • Izquierda: Mapa de actividad tras el proceso de análisis 'SignalToHits', con un 9.2% de canales defectuosos, extraído de [48]. • Derecha: Fotografía con 28.3 aumentos de la superficie de la mesh en el módulo SR2M. Se puede observar que no hay agujeros de amplificación en los bordes de la misma.



## Capítulo 5

# El conector FtF y la segunda versión del módulo SR2M



## 5.1 El conector Face-to-Face (FtF)

Aunque el primer prototipo del módulo SR2M fue instalado y probado satisfactoriamente, pronto fue evidente la limitación que suponía el realizar la conexión de la Micromegas fuera de la cámara, debido a la limitación en la longitud de la lengüeta por razones de fabricación. Este hecho fue crítico a la hora de realizar el diseño de la TPC que contendría 140 kg de Xenón enriquecido al 90% del isótopo  $^{136}\text{Xe}$  a 10 bar de presión [52]. La tapa de esta cámara, sobre la que va instalada el plano de lectura, debía ser plana si se usaba el primer diseño del módulo SR2M con la conexión en el exterior, para permitir que la lengüeta atravesara la tapa. Sin embargo, el diseño más óptimo para la tapa era con forma abovedada en lugar de plana, incompatible con el uso del primer prototipo del módulo SR2M.

Llegados a este punto se plantearon varias alternativas: la fabricación de la tapa plana en lugar de abovedada; o el comienzo de un conjunto de medidas de actividad sobre un amplio abanico de conectores comerciales de alta densidad de canales que había en el mercado en ese momento, con la esperanza de encontrar alguno de una actividad lo suficientemente baja como para no aumentar el fondo del experimento de manera significativa; o el diseño y la fabricación de conectores a medida con materiales de baja actividad. En la exploración de esta última opción se planteó un tipo de conector que sería la alternativa escogida para la solución final, el llamado conector 'Face to Face' (FtF).

### 5.1.1 Principio de funcionamiento del conector FtF

Los conectores comerciales de alta densidad de canales, como el caso del Samtec GFZ-30-03-G-10-AD [53] usado en el primer prototipo del módulo SR2M (figura 3.7), conectan la huella de un canal en un circuito con la huella del canal en otro circuito enfrentado (figura 5.1). Para ello usa la elasticidad de alguno de los materiales de los que está compuesto (en el caso del Samtec un alambre metálico) para absorber el error en el eje de conexión debido a las tolerancias de fabricación (figura 5.1 derecha).

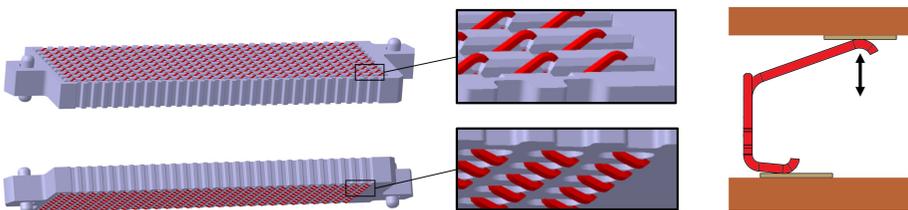


Figura 5.1: Vista 3D del conector Samtec GFZ-30-03-G-10-AD [53] usado en el primer prototipo del módulo SR2M. A la derecha se muestra un esquema de conexión del Samtec entre dos circuitos enfrentados, a través de un alambre metálico con forma de U que permite absorber, mediante su deformación elástica, cierto error en la posición de las huellas en el eje de conexión.

Los circuitos para los que este tipo de conectores están diseñados son rígidos, así que en el caso de los circuitos Micromegas o los cables planos hay que unirlos a soportes rígidos para que la conexión se haga de forma adecuada.

El conector FtF nace de la idea de realizar una conexión directa entre dos circuitos, enfrentando sus huellas sin ningún tipo de conector intermedio. Sin embargo, el enfrentamiento de dos circuitos de esta forma no asegura la conexión de todas sus huellas, ya que existe un error en la posición de los *pads* en el eje de conexión debido a las tolerancias de fabricación (figura 5.2).

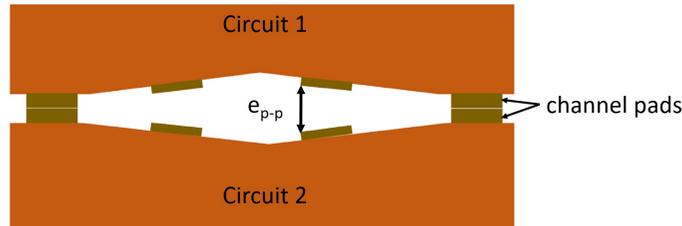


Figura 5.2: Esquema de la zona de conexión entre dos circuitos enfrentados, siendo  $e_{p-p \text{ máx}} = 32 \mu\text{m}$  la suma de las tolerancias dimensionales de los circuitos, impuesto por las técnicas usadas generalmente durante los procesos de fabricación de este tipo de circuitos.

Los circuitos Micromegas y los cables planos, que son fabricados a partir de láminas de kapton y cobre, son flexibles debido al pequeño espesor de las capas que lo componen. Aprovechando esta flexibilidad, la falta de conexión en el esquema de la figura 5.2 se puede solucionar realizando la presión suficiente entre los circuitos de forma que la deformación producida asegure la conexión de todas sus huellas.

La presión sobre los circuitos, para que sea eficaz, debe hacerse con un material cuya elasticidad permita absorber las tolerancias de fabricación de  $32 \mu\text{m}$  ( $e_{p-p \text{ máx}}$  en la figura 5.2). El material que se planteó para este propósito fue el PTFE expandido, un material normalmente usado para juntas de estanqueidad pero que por sus propiedades podía repartir la presión en las superficies de los circuitos de manera homogénea, absorbiendo así las tolerancias dimensionales. Además, al estar compuesto al 100 % por PTFE debería tener una actividad baja, tal y como se comprobó más tarde mediante medidas con ICPMS [28]. En la figura 5.3 se muestra el esquema de conexión del conector FtF con todos los componentes necesarios.

### 5.1.2 Análisis de deformaciones bajo tensiones en la zona de contacto

La figura 5.2 muestra el estado inicial de dos circuitos enfrentados, en el que existen huellas de canales que no están en contacto debido a las tolerancias en la fabricación. Tras la aplicación de la presión, tal y como se muestra en la figura 5.3, la superficie del circuito 1 debe deformarse hasta que todas las huellas de los canales queden en contacto.

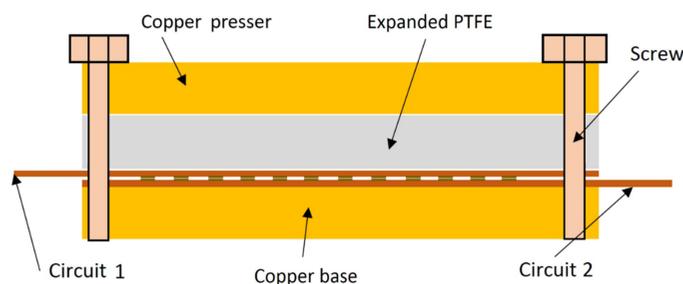


Figura 5.3: Esquema de conexión del conector FtF. Dos circuitos enfrentados son presionados mediante una pieza rígida de cobre (Copper presser) y una pieza de PTFE expandido que distribuye la presión de forma homogénea en las superficies de los circuitos.

Para poder predecir su comportamiento y dimensionar adecuadamente la solución del conector FtF, se realizó un análisis de esfuerzos y deformaciones en el conjunto. Para ello era necesario conocer las propiedades mecánicas de todos los materiales usados: kapton, cobre y PTFE expandido. Se conocían las propiedades mecánicas de los dos primeros, pero no se tenían algunas del PTFE expandido, por lo que se tuvieron que realizar ensayos de compresión de este material (figura 5.4), guiados por la norma ASTM D695-10 'Standard Test Method for Compressive Properties of Rigid Plastics' [54].

Estos ensayos, aparte del comportamiento tensión-deformación (figura 5.4 izquierda), también arrojaron resultados sobre el efecto de relajación del material a lo largo del tiempo (figura 5.4 derecha), imprescindible para asegurar la estabilidad de la conexión a largo plazo. La ausencia de una conexión dentro de la TPC tenía algunas ventajas importantes, como la de reducir posibles problemas de conexión durante la operación del detector que obligaran a la apertura de la cámara. Por lo tanto, el conector FtF debía tener la robustez suficiente como para minimizar la probabilidad de fallo durante la operación del detector a largo plazo.

### Análisis FEM

Para dimensionar el conector FtF, se realizó un análisis de esfuerzos y deformaciones sobre un circuito flexible que contenía un patrón de huellas hexagonal (figura 5.5), óptimo para cubrir superficies planas. Se aplicaron las condiciones de contorno adecuadas para simular el caso en el que para dos circuitos enfrentados hubiera huellas que no logran estar en contacto, según la figura 5.2. Se aplicó una presión sobre la superficie simulando la presión ejercida por el PTFE expandido según la figura 5.3.

Las simulaciones se realizaron para un circuito que contenía tres capas de cobre de  $17 \mu\text{m}$  de espesor cada una y dos capas de kapton, separando las capas de cobre, de  $275 \mu\text{m}$  de espesor cada una. En total  $601 \mu\text{m}$  de espesor, un espesor bastante

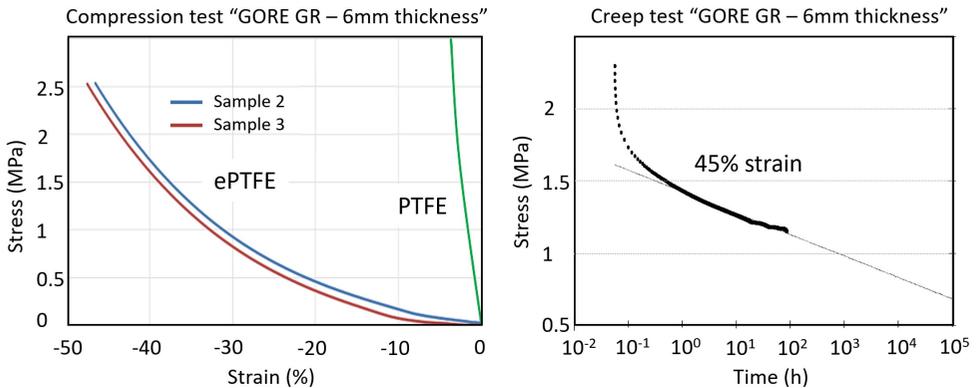


Figura 5.4: Resultados de los ensayos de compresión para el PTFE expandido. • Izquierda: curva tensión-deformación generada a partir de los ensayos realizados a dos muestras. Se comparan con la curva característica del PTFE estándar (sin expandir), observándose claramente la diferencia en la elasticidad. • Derecha: curva de relajación tras el ensayo en el que se mantuvo una muestra al 45 % de deformación durante 100 horas (puntos gruesos) y el ajuste de la curva (puntos finos) para predecir la relajación del PTFE expandido a largo plazo y que podría ser causa de fallo de conexión en el conector FtF.

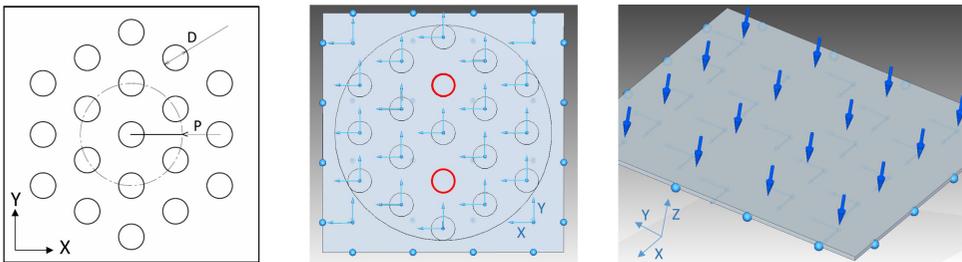


Figura 5.5: Simulación por el método de elementos finitos para la zona del conector FtF. • Izquierda: geometría simulada con patrón hexagonal, siendo  $D$  el diámetro de la huella de cada canal y  $P$  la distancia entre los centros de las huellas. • Centro: condiciones de contorno impuestas a la geometría: empotramiento en todo el contorno; desplazamiento libre sin restricciones en las huellas marcadas en rojo, que representan la situación de la figura 5.2, en la que algunas huellas no están en contacto; deslizamiento permitido en el plano  $XY$  y restricción en el eje  $Z$  para el resto de huellas, ya que estas huellas representan a aquellas que según la figura 5.2 sí que están en contacto. • Derecha: condición de esfuerzos, en este caso presión sobre la superficie del circuito, que representa la presión que el PTFE expandido ejerce sobre la superficie del circuito según la figura 5.3.

razonable para los tipos de cables planos que se fabrican para estas aplicaciones. En total se lanzaron tres simulaciones para tres patrones de huellas diferentes definidos por  $D$  y  $P$  (figura 5.5 izquierda) y con una presión total distribuida en toda la

superficie de 1 MPa (figura 5.5 derecha). Los resultados son presentados en la tabla 5.1.

Es importante apuntar que si en la conexión FtF la presión que distribuye el PTFE expandido es aplicada sobre el circuito Micromegas, con un espesor típico de 250  $\mu\text{m}$  con tres capas de cobre, la deformación será mucho más favorable. Es decir, si en la simulación para el cable plano se alcanza la deformación mínima necesaria de 32  $\mu\text{m}$  (figura 5.2) entonces se alcanzará sobradamente en la Micromegas.

Parámetros Patrón	Desplazamiento en z
D = 1 mm, P = 2 mm (26 ch/cm <sup>2</sup> )	9.2 $\mu\text{m}$
D = 0.7 mm, P = 3 mm (13 ch/cm <sup>2</sup> )	72.3 $\mu\text{m}$
D = 0.7 mm, P = 3.5 mm (10 ch/cm <sup>2</sup> )	143.0 $\mu\text{m}$

Tabla 5.1: Resultados de las tres simulaciones, mediante el método de elementos finitos, realizadas para un circuito de kapton-cobre de 601  $\mu\text{m}$  de espesor y tres patrones hexagonales diferentes, definidos por el diámetro de la huella D y la distancia entre centros de huella P, según la figura 5.5 izquierda. Para cada patrón corresponde una densidad de canales distinta.

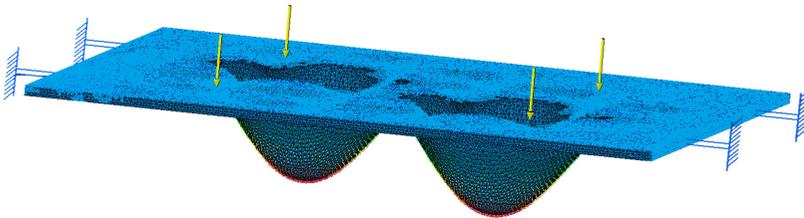


Figura 5.6: Deformaciones en el circuito después de una simulación con el método de elementos finitos, cuya geometría y condiciones se muestran en la figura 5.5.

A partir de la configuración con D = 0.7 mm y P = 3 mm, y para P mayores, la deformación en el circuito es tal que produce un desplazamiento en la zona de las huellas sin conexión mayor de 72.3  $\mu\text{m}$ , un factor 2.3 mayor que el desplazamiento mínimo necesario (32  $\mu\text{m}$ ). Por lo tanto, los futuros diseños de circuitos que adopten la solución FtF para las conexiones deberán respetar estos valores mínimos.

### Validación del análisis FEM

Para finalizar el estudio de esfuerzos y deformaciones se procedió a validar el método utilizado realizando una comparación entre los resultados obtenidos con el método de elementos finitos y los obtenidos con el método analítico de Navier para placas. En este caso la geometría usada para la validación fue más simple que la del circuito simulado, tratándose de una placa cuadrada de dimensiones similares a las del circuito y sometida a una presión de 1 MPa en la superficie. Los parámetros usados en ambos casos fueron:

- Longitud (a): 10.0 mm
- Longitud (b): 10.0 mm
- Espesor de la placa (h): 150  $\mu\text{m}$
- Módulo de elasticidad (E): 200 GPa
- Módulo de Poisson ( $\nu$ ): 0.290
- Presión en la superficie ( $P_0$ ): 1 MPa

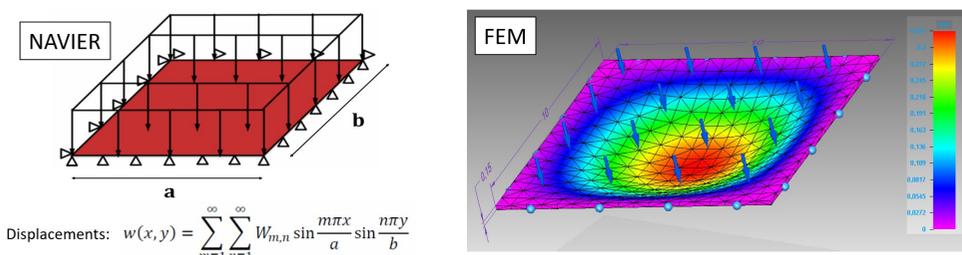


Figura 5.7: Método de Navier (izquierda) para placas utilizado para validar el método de elementos finitos (derecha) de la simulación esfuerzo-deformación del circuito en la zona FtF. Se define  $w(x, y)$  en el método de Navier como el desplazamiento que sufre una parte de la placa en la dirección del eje Z.

El desplazamiento máximo que se alcanzó con el método de elementos finitos fue de 327  $\mu\text{m}$ , mientras que con el método de Navier fue de 662  $\mu\text{m}$ . Fue un factor 2 mayor en el desplazamiento con el método de Navier que con el método de elementos finitos, comprobándose que este último es más restrictivo. Por lo tanto se validaron las simulaciones de los circuitos realizadas con este método.

Cabe apuntar que el objetivo de las simulaciones era conseguir el desplazamiento mínimo necesario para que dos huellas enfrentadas sin contacto llegaran a realizar el contacto gracias a la deformación del circuito sobre el que se aplica una presión. El patrón de huellas elegido ( $D = 0.7 \text{ mm}$  y  $P = 3 \text{ mm}$ ) se establece como el mínimo que se escogerá a la hora de diseñar este tipo de conexión. Hay que tener en cuenta que este patrón mínimo se ha calculado para un circuito de espesor 601  $\mu\text{m}$ . Para circuitos de mayor espesor sobre el que se realice la presión se deberá volver a realizar este estudio. Para espesores menores de 601  $\mu\text{m}$ , o patrones con P mayores de 3 mm, el patrón establecido es totalmente válido. Y al igual que en el caso de espesores mayores, si para espesores menores de 601  $\mu\text{m}$  es necesario aumentar la densidad de canales, que a priori parece factible, tendrá que volverse a realizar este estudio.

### 5.1.3 Banco de pruebas para el conector FtF

Para validar de forma experimental la solución FtF se diseñó y fabricó un circuito de pruebas junto con las piezas necesarias para su ensamblaje. En la figura 5.8 se

muestran todas las piezas de las que se compone el montaje: dos circuitos flexibles de kapton-cobre (figura 5.9) de  $342 \mu\text{m}$  de espesor que se instalan enfrentados entre sí, con dos conectores FtF a ambos extremos (uno de área circular y otro cuadrado), un patrón de huellas  $D = 1.7 \text{ mm}$  y  $P = 4 \text{ mm}$  y un total de 134 huellas en cada conector FtF; dos piezas 'base', sobre las que se apoyan los circuitos; dos piezas 'ring' que sujetan los circuitos a las piezas 'base'; dos piezas de PTFE expandido que reparten la presión sobre los circuitos y absorben las tolerancias de fabricación; dos piezas 'presser', que realizan la presión sobre el PTFE expandido.

En la parte central de los circuitos se cuenta con conectores ERNI (figuras 5.9 y 5.10). Cada canal de cada conector ERNI corresponde con una huella en el conector FtF, de manera que mediante un equipo RCL Philips PM6303, que tiene una sensibilidad de medida de  $1 \text{ m}\Omega$ , se puede medir la resistencia entre dos canales enfrentados. La resistencia que se mide es la suma de la resistencia de las dos pistas que van desde el ERNI de cada circuito hasta la huella en el FtF más la resistencia del contacto entre las dos huellas enfrentadas. Asumiendo que la resistencia de las pistas no cambia con el tiempo, ya que son pistas de cobre entre dos capas de kapton, se hizo un estudio de la variación de la resistencia del contacto en el FtF a lo largo del tiempo. Una variación alta de la resistencia o fuera del rango del medidor podría determinar que dos huellas enfrentadas podrían haber dejado de estar en contacto.

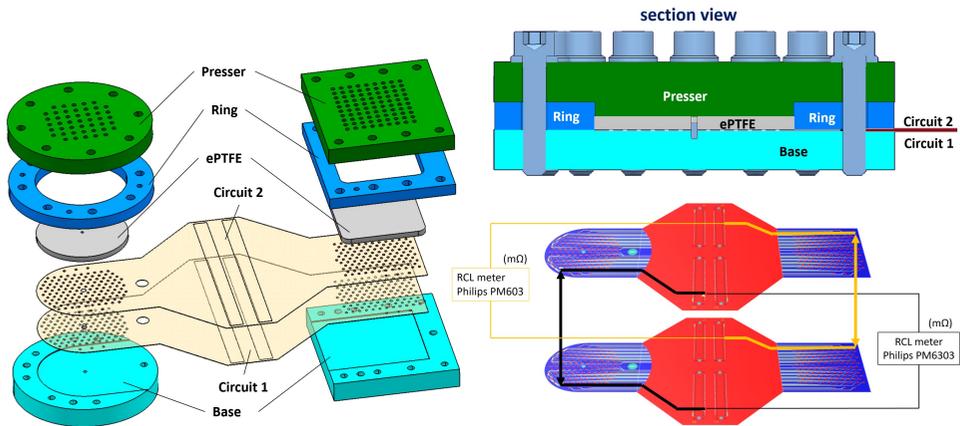


Figura 5.8: • Izquierda: vista 3D explosionada del banco de pruebas para testar el conector FtF, formado por 2 circuitos con 2 conectores FtF cada uno (circular y cuadrado) enfrentados entre sí, las piezas de PTFE expandido que reparte la presión en los circuitos y las piezas mecánicas que sujetan y ejecutan la presión inicial. • Derecha arriba: sección del banco de pruebas donde se muestra el sistema una vez montado, con el PTFE deformado hasta su espesor final. • Derecha abajo: esquema de los circuitos enfrentado y el sistema de medida. Un medidor RCL mide la resistencia entre un punto de un circuito y el correspondiente en el otro circuito, unidos entre sí a través del conector FtF. Esta medida se realiza tanto para los 134 canales del conector circular como para los del conector cuadrado.

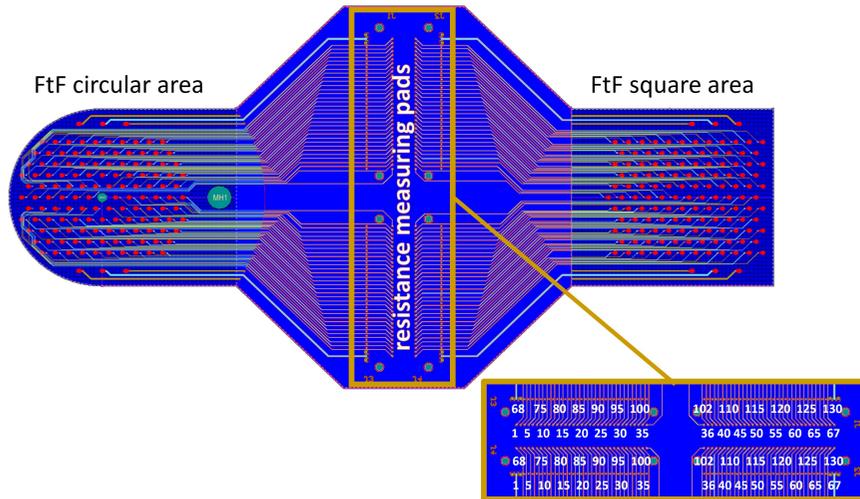


Figura 5.9: Esquema de los circuitos utilizados en los bancos de pruebas. Tanto a derecha (cuadrado) como a izquierda (circular) se observan las zonas con las huellas de los conectores. Cada huella está conectada a través de una pista a otra huella en la zona central, donde se toma la medida de resistencia.

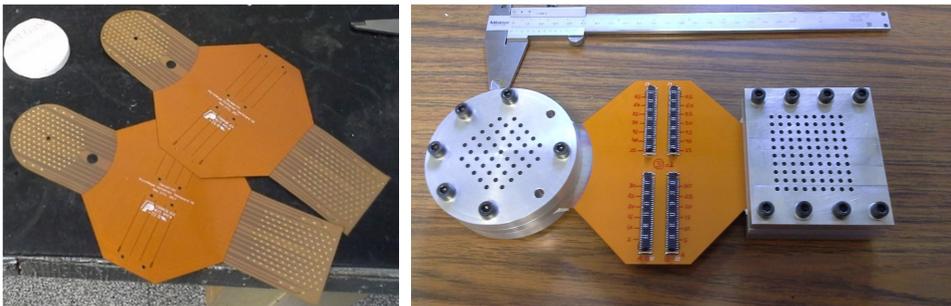


Figura 5.10: • Izquierda: fotografía de dos circuitos usados en las pruebas. • Derecha: fotografía de uno de los bancos de pruebas ya montado. En la parte central se soldaron unos conectores ERNI para facilitar la medida con el equipo RCL a través de ellos.

Se montaron 3 bancos de pruebas con un total de 804 conexiones FtF: 134 huellas en cada conector FtF, 2 conectores FtF (con forma circular y cuadrado, para ver si había alguna diferencia entre estas dos geometrías) en cada banco de pruebas. En dos de los tres bancos de pruebas los circuitos enfrentados se sometieron a una presión de 1 MPa, mientras que en el tercero los circuitos se sometieron a una presión de 2 MPa. Además, para acelerar los procesos de relajación y degradación de los materiales, especialmente en el PTFE expandido, todos los bancos de pruebas se sometieron a 6 ciclos de temperatura. El procedimiento para cada uno de los 6 ciclos de temperatura era el siguiente:

1. Se introdujeron los 3 montajes en un horno a  $60^{\circ}\text{C}$  (ciclo 1),  $65^{\circ}\text{C}$  (ciclo 2),  $73^{\circ}\text{C}$  (ciclo 3),  $78^{\circ}\text{C}$  (ciclo 4),  $88^{\circ}\text{C}$  (ciclo 5) y  $95^{\circ}\text{C}$  (ciclo 6) durante 6 horas, en cada uno de los ciclos.
2. Se extrajeron del horno y se dejaron a temperatura ambiente al menos durante 12 horas.
3. Se introdujeron en un refrigerador a  $5^{\circ}\text{C}$  durante 6 horas.
4. Se extrajeron del refrigerador y se dejaron a temperatura ambiente al menos durante 12 horas.
5. Para cada ciclo, se realizaron las medidas de resistencia para todos los canales.

Con el equipo RCL Philips PM6303 se realizó una serie de medidas en las que se midió la resistencia de cada conexión al inicio del montaje y después de cada uno de los 6 ciclos de temperatura. Los cuatro primeros ciclos de temperatura y sus correspondientes medidas se realizaron con una semana de separación entre ellos, el quinto ciclo se realizó con tres meses respecto al cuarto y el sexto ciclo con siete meses respecto al quinto.

En la figura 5.11 se muestra como ejemplo la ronda de medidas realizadas en el conector circular del banco de pruebas número 3 y después del segundo ciclo de temperatura a  $65^{\circ}\text{C}$  y  $5^{\circ}\text{C}$ . Las medidas de cada canal (ver zona de medidas de resistencia en la figura 5.9) variaban desde los  $500\text{ m}\Omega$  correspondientes a los canales de los extremos, cuyas anchuras de pista eran mayores que el resto, hasta los  $2700\text{ m}\Omega$  correspondientes a los canales cuyas pistas eran más estrechas y más largas. Este efecto de la longitud de las pistas sobre el valor de la resistencia puede apreciarse en la tendencia descendente cada 5 ó 6 canales en la figura 5.11, correspondientes a una fila de huellas cuyas longitudes de pista hasta el punto de medida van de mayor a menor. Según se puede apreciar en la figura 5.9 las huellas más cercanas a la zona de medida tienen una longitud de pista menor, y viceversa.

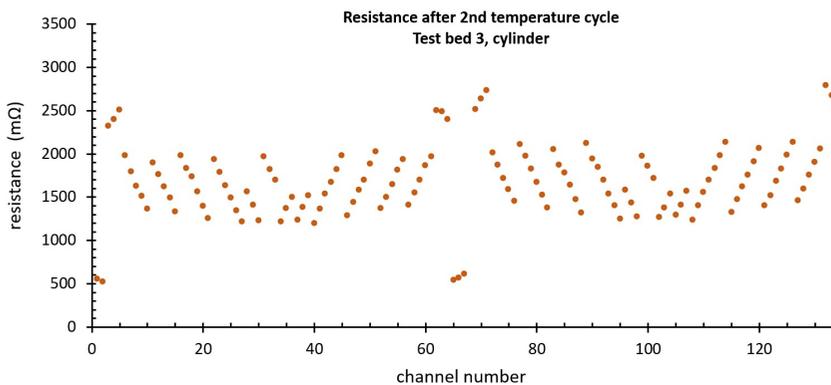


Figura 5.11: Medidas realizadas sobre el conector circular del banco de pruebas número 3, después del segundo ciclo de temperatura a  $65^{\circ}\text{C}$  y  $5^{\circ}\text{C}$ .

Para cada canal, correspondiente a un contacto entre huellas del circuito, se tomaron 7 valores de resistencia, el primero después del montaje inicial de cada banco de pruebas y el último después del sexto ciclo de temperatura, 11 meses después de la primera medida. En total se realizaron 5628 medidas de resistencia para una total de 804 canales en los 3 bancos de pruebas montados. En la figura 5.12 se muestra el histograma del ratio entre la desviación estándar y la media de los 7 valores de resistencia medida, para cada uno de los 804 canales.

$$\mu_{i(R)} = \frac{1}{7} \sum_{j=1}^7 R_j \quad \sigma_{i(R)} = \sqrt{\frac{1}{7} \sum_{j=1}^7 (R_j - \mu_{i(R)})^2} \quad (5.1)$$

$$\mu = \frac{1}{804} \sum_{i=1}^{804} \sigma_{i(R)} \quad \sigma = \sqrt{\frac{1}{804} \sum_{i=1}^{804} (\sigma_{i(R)} - \mu)^2} \quad (5.2)$$

La ecuación 5.1 representa la media  $\mu_{i(R)}$  y la desviación estándar  $\sigma_{i(R)}$  de las medidas de un canal a lo largo de todos los ciclos. La ecuación 5.2 representa la media  $\mu$  y la desviación estándar  $\sigma$  de las desviaciones estándar de las medidas de todos los canales a lo largo de todos los ciclos (ajustes a la distribución normal en la figura 5.12).

Cabría esperar que la distribución de las desviaciones estándar de las medidas a lo largo del tiempo, asumiendo que son afectadas por una combinación de variables aleatorias, tendiera a una distribución normal o de gauss. El ajuste del histograma a una gaussiana se muestra también en la figura 5.12. Si el número de medidas por canal tendiera a infinito (se realizaron 7 medidas por canal) la desviación estándar de la medida en todos los canales debería tender a un único valor  $\sigma_{i(R)} = K$ , y por lo tanto el ajuste del histograma tendería a una distribución tal que la media fuera igual a ese único valor  $\mu = K$  y con una desviación estándar igual a cero  $\sigma = 0$ . El ajuste manual a una distribución normal centrada en el valor con mayor población del histograma ( $\mu = 0.95$  %), y una desviación estándar ajustada a la población en torno a ese valor central, se presenta también en la figura 5.12 como muestra de la tendencia que cabría esperar en los datos si el número de medidas por canal aumentara.

El objetivo de las medidas en los bancos de pruebas no era el estudio de las variaciones en la resistencia de los canales, sino la robustez de la conexión, además de que el estudio es incompleto para hacer este tipo de análisis. Pero, aprovechando los datos acumulados, puede realizarse una primera aproximación en el estudio de la variación de la resistencia. Puede decirse que la desviación de los datos respecto al ajuste gaussiano en torno a la población central puede deberse a fluctuaciones estadísticas debidas a la poca estadística acumulada, pero también podrían ser indicios de que las medidas fueron afectadas por variables no aleatorias.

Después de este estudio, y como extensión al mismo, surgieron ideas para realizar un estudio más profundo sobre la variación de la resistencia y la capacitancia, ya

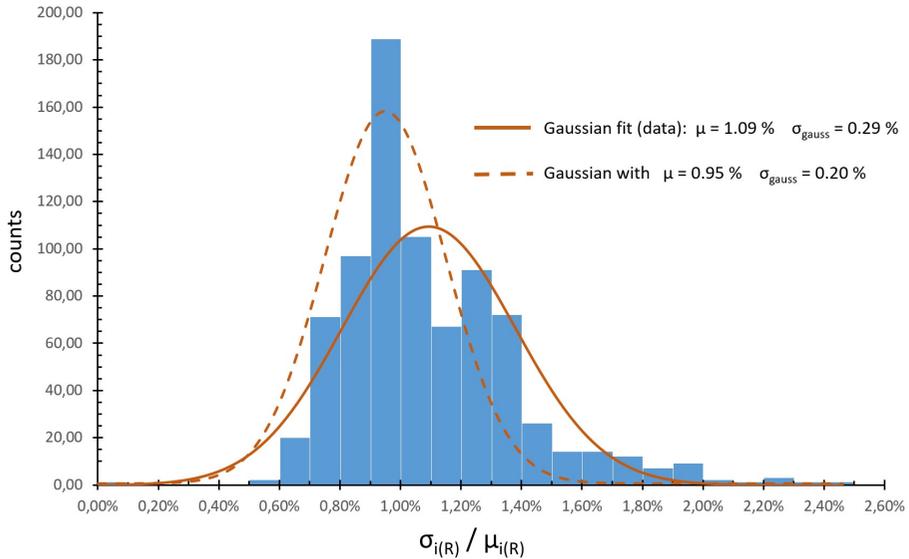


Figura 5.12: Histograma del ratio entre la desviación estándar y la media de los 7 valores de resistencia medidos, para cada uno de los 804 canales. Ajuste del histograma a una distribución normal con  $\mu = 1.09\%$  y  $\sigma = 0.29\%$ . Ajuste manual del histograma a una distribución normal con  $\mu = 0.95\%$  y  $\sigma = 0.20\%$ .

no solo en el conector, sino en toda la cadena de conexión hasta la electrónica. El objetivo sería comprender cómo estas variaciones podrían afectar a la señal de un evento en la TPC recogido por la electrónica.

La conclusión que se pudo extraer de estos resultados, y el objetivo de este estudio, es que el conector FtF era robusto y estable con el tiempo, ya que los 804 contactos FtF testados mantuvieron su continuidad, ninguno dejó de estar en contacto.

Para finalizar las conclusiones sobre este estudio, que fue un éxito y validó el principio de funcionamiento del conector FtF, hay que apuntar que no hubo diferencia entre los bancos de pruebas cuyos circuitos se sometieron a diferentes presiones (1 y 2 MPa). Esto permitió relajar los requisitos estructurales de las piezas mecánicas del conector, reduciendo así la cantidad de material utilizado y su peso.

## 5.2 La segunda iteración del módulo SR2M

La fabricación de la segunda versión del módulo SR2M, con algunos cambios más aparte de la introducción del conector FtF, se realizó en el año 2019. Los nuevos módulos fueron montados en los laboratorios de la Shanghai Jao Tong University (SJTU), en el prototipo de TPC de 20 kg (600 litros) [39] que serviría de

demostrador. Finalmente se fabricaron 52 módulos más, con tecnología Micromegas desarrollada directamente en la Universidad de Ciencia y Tecnología en China [55], para ser instaladas el detector final de PandaX-III que, tras las pruebas en superficie, se instalará en el Laboratorio Subterráneo de Jinping [35].

### 5.2.1 Modificación del ERS

Para evaluar el impacto de las pérdidas de carga en canales defectuosos y en las zonas 'muertas' entre los módulos, se llevó a cabo un estudio sobre la reconstrucción de eventos a partir de señales incompletas. Estos estudios [56], basados en la aplicación de redes neuronales, apuntaban a una alta eficiencia en la reconstrucción de los eventos. Además, de cara a la fabricación del nuevo módulo, se quiso simplificar el diseño, por lo que se decidió eliminar el *rim* externo.

Las simulaciones realizadas durante el diseño de la primera versión del SR2M demostraban la eficiencia del *rim* externo, en combinación con el *rim* interno, formando el sistema ERS descrito en la sección 3.2. Sin embargo, el sistema no se había podido probar experimentalmente por un error en la fabricación de la Micromegas, en el que no se ejecutaron los agujeros de amplificación en la mesh para aquellas *strips* que estaban situadas en el borde del circuito (ver figura 4.12). El *rim* interno, que formaba parte del circuito Micromegas (ver figura 3.8), se mantuvo en el segundo prototipo y se su eficiencia se muestra en la sección 5.2.3.

### 5.2.2 Tensado del circuito Micromegas

En el primer prototipo fabricado del módulo SR2M el circuito Micromegas se unía a un soporte de cobre mediante un adhesivo de base acrílica usado de forma habitual en la fabricación de circuitos flexibles. Para realizar esta unión pegada era necesario la aplicación de presión sobre la superficie de la Micromegas. Este proceso de pegado se realizaba bajo la aplicación de ciertas medidas siguiendo un protocolo específico y no comportaba ningún riesgo para la Micromegas. A pesar de ello se observó que el proceso no tenía suficiente control como para evitar que algunas burbujas de aire quedaran atrapadas entre el circuito Micromegas y el soporte de cobre. Las burbujas atrapadas no podían ser detectadas a simple vista pero, durante la operación de la TPC, en la que se ponía la cámara en vacío, estas burbujas provocaban la deformación puntual de algunas zonas de la Micromegas. Estas deformaciones podían provocar un comportamiento anómalo en la zona y, además, el aire atrapado podía llegar a salir al volumen activo de la TPC y contaminar la mezcla de gas.

Para evitar este efecto, y dado que durante el proceso manual de pegado era difícil evitar la formación de burbujas, se diseñó y fabricó el segundo prototipo para que el circuito Micromegas pudiera ser tensado sobre el soporte. La figura 5.13 muestra la segunda versión del módulo SR2M, en el que el circuito queda tensado y el conector FtF queda en el centro del mismo. La figura 5.14 muestra el sistema utilizado para que, una vez que el circuito Micromegas es posicionado en el soporte, pueda ser

tensado.

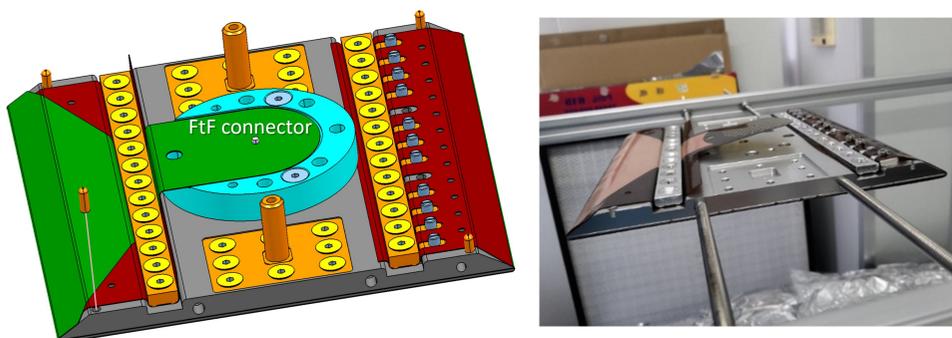


Figura 5.13: • Izquierda: vista 3D de la versión 2 del módulo SR2M en el que el circuito Micromegas se tensa sobre el soporte. Cara posterior del módulo, el área activa queda en la otra cara. En el centro se sitúa el conector FtF. • Derecha: fotografía del módulo SR2M durante el montaje en el que se realiza la tensión sobre el circuito.

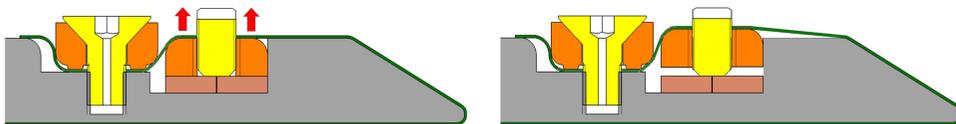


Figura 5.14: Sección del módulo SR2M donde se muestra el sistema usado para realizar la tensión del circuito sobre el soporte.

### 5.2.3 Plano de lectura con 7 módulos SR2M

La figura 5.15 izquierda muestra el nuevo plano de lectura compuesto por la versión 2 del módulo SR2M, con la conexión dentro de la cámara del módulo a un cable de extensión que lleva la señal desde el interior al exterior de la cámara, mediante el nuevo conector FtF desarrollado en este capítulo. Como se puede ver en la imagen, los conectores FtF fueron montados en un lateral del módulo, en lugar de hacerlo en la parte central e inferior del mismo. Esto se hizo para simplificar el montaje en el prototipo demostrador. En el plano de lectura final, montado en una TPC para contener 140 kg de Xenón enriquecido a 10 bar [35], la conexión FtF se realiza por la parte posterior del módulo SR2M, tal y como fue diseñado.

La figura 5.15 derecha muestra el mapa de actividad de este plano de lectura. Independientemente de la evaluación de la respuesta del plano de lectura, formado por la segunda versión del módulo SR2M, ante las señales provenientes de los eventos ionizantes en la TPC, algo que queda fuera de esta tesis, se observa un menor número de canales defectuosos (1.1 %) respecto al anterior plano de lectura (9.2 %) mostrado en la figura 4.12. Esta mejora no puede atribuirse exclusivamente a la robustez del

conector FtF, ya que hubo otros factores que pudieron influir, como el proceso de fabricación de las Micromegas o el mayor conocimiento a la hora de operar este tipo de detectores, reduciendo el daño sobre los canales. Teniendo en cuenta estos otros factores, puede decirse que gran parte de la mejora se debió a la robustez del conector FtF, ya que en el anterior plano de lectura (figura 4.12) se perdían entre el 2 y el 4% del total de los canales debido a fallos de conexión, mientras que con el uso del conector FtF esta pérdida por fallos de conexión se ha eliminado completamente.

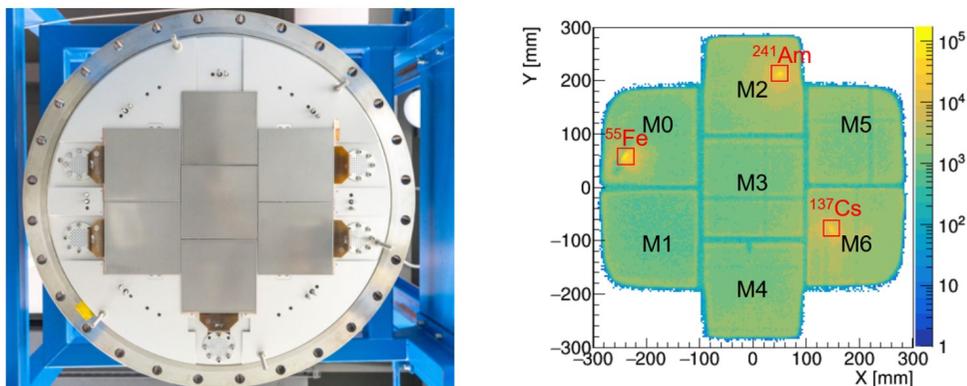


Figura 5.15: [35] • Izquierda: fotografía del plano de lectura formado por 7 módulos de la versión 2 del módulo SR2M. Se puede observar la conexión que queda dentro de la cámara y el uso del conector FtF para llevar a cabo la conexión. • Derecha: mapa de actividad del plano de lectura formado por la la versión 2 del módulo SR2M con un 1.1% de canales defectuosos.

También se puede observar una reducción de la actividad en los bordes de unión entre los módulos. Tras haber eliminado el *rim* externo en la segunda versión del módulo SR2M, el *rim* interno no parecía ser suficiente como para que las pérdidas de carga en las zonas muertas del plano de lectura llegaran a ser despreciables. Cabe apuntar que la figura 5.15 derecha ha sido generada a partir del análisis estándar (figura 1.8) realizado con el software REST-for-Physics, sin aplicar ningún método de reconstrucción de eventos a partir de datos incompletos, que podrían mejorar la reconstrucción hasta en un 8% [56].

La figura 5.16 muestra la eficacia del *rim* interno. Cuando el *rim* interno está desconectado, la pérdida de carga en los últimos 10 mm del módulo es grande, con una distribución de la pérdida que va desde el 100% (distancia al eje = 0 mm) hasta el 0% (distancia al eje = 15 mm). Con un voltaje del *rim* interno de 380 V, 80 V por encima del voltaje de la mesh (300 V), se produce una pequeña pérdida de carga, en torno al 15%, en los últimos 2 mm.

Cabe apuntar que el *rim* interno puede ponerse a mayores voltajes, el diseño del circuito lo permite, de manera que la pequeña pérdida del 15% que se observa en los últimos 2 mm podría ser reducida, incluso eliminada. Se prefirió asumir esta pequeña pérdida para no deformar demasiado el campo eléctrico en esa zona, en

favor de mantener una buena reconstrucción espacial del evento en el borde. La aplicación de mayores voltajes en el rim produciría que las líneas de campo, que vienen perpendiculares al módulo (ver figura 3.9), se deformasen hacia el interior del módulo, con el buen resultado de recuperar las cargas en la zona del borde pero, por otro lado, deformando la traza del evento reconstruido.

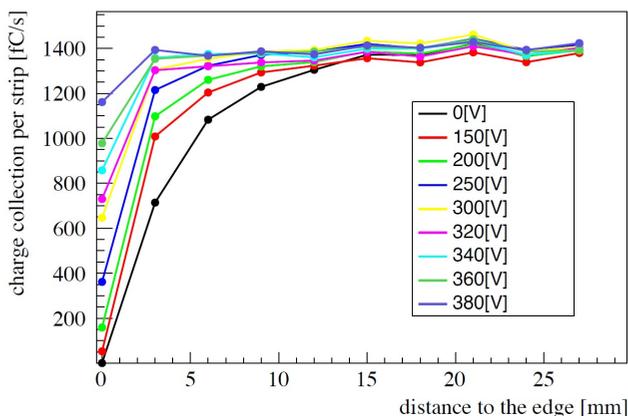


Figura 5.16: Recolección de carga en los bordes del módulo SR2M-v2 para diferentes voltajes aplicados en el *rim* interno, con un campo de deriva de  $100 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$  y un voltaje en la mesh de 300 V.

Parece que, tras comprobar la alta eficacia del *rim* interno en la zona del borde del módulo, la reducción de actividad observada en la figura 5.15 derecha es debida principalmente a la separación entre los circuitos Micromegas de módulos adyacentes. La tolerancia en el posicionamiento de la Micromegas respecto al soporte plano para formar el módulo, junto con la tolerancia de ajuste a la hora de conformar el plano de lectura con todos los módulos, juega en contra de la recolección de los electrones, como ya se preveía en la sección 3.2, y con más detalle en la figura 3.9.

#### 5.2.4 Plano de lectura con 52 módulos

Después de validar el diseño del módulo SR2M-v2 se procedió a fabricar 52 módulos con tecnología Micromegas desarrollada directamente en la Universidad de Ciencia y Tecnología en China [55], en el laboratorio de detectores de partículas y electrónica. El desarrollo y las pruebas de estos módulos quedan fuera del objeto de esta tesis.

Durante más de diez años [57, 58] se ha estado desarrollando un nuevo método basado en un proceso de unión térmica (*thermal bonding*) para la fabricación de detectores Micromegas [57, 58]. Una malla agujereada (mesh), que hace las funciones de cátodo para la generación del efecto avalancha, se une a un circuito impreso, que contiene los píxeles/strips de recolección de electrones, mediante unión térmica (ver figura 5.17). La separación entre la malla y los píxeles, espacio en el que se produce la amplificación de electrones por efecto avalancha, se realiza mediante pilares formados por el propio material con adhesivo térmico. Este método es similar al usado para

fabricar las Micromegas tipo bulk [10], pero la generación de pilares no se hace mediante litografía, evitando así cualquier uso de agentes químicos en el proceso. Las películas de unión térmica pueden tener diferentes espesores, lo que permite fabricar detectores con un espacio de avalancha desde  $30 \mu\text{m}$  hasta las centenas de  $\mu\text{m}$ .

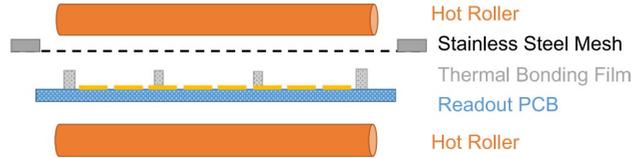


Figura 5.17: [55] Esquema del proceso de unión térmica de la malla con el circuito de lectura.

Estos detectores han llegado a alcanzar una ganancia y una resolución de energía de hasta  $10^5$  y 16 % (FWHM) respectivamente, en los casos optimizados en el laboratorio con mezclas de  $\text{Ar}+7\%\text{CO}_2$  y para rayos X de 5.9 keV provenientes de una fuente de  $^{55}\text{Fe}$  [55]. Además, también se ha desarrollado un nuevo tipo de detector de alta ganancia mediante la instalación de una segunda malla encima de la primera, de manera que se produce el efecto avalancha en dos etapas [59, 60]. La alta ganancia observada ( $>10^6$ ), o incluso mayor si se optimiza el diseño, permite reducir considerablemente los umbrales de energía de este tipo de detectores.

También se está trabajando en el desarrollo de Micromegas resistivas, en las que una fina capa de Germanio se deposita en el ánodo [61]. Esta capa protege la Micromegas en el caso de producirse descargas/chispas en la zona de amplificación entre el cátodo y el ánodo, haciéndolas por lo tanto más robustas. Con ellas se han alcanzado ganancias altas ( $>10^5$ ), con una baja tasa de chispas y una alta capacidad de conteo ( $>100 \text{ kHz cm}^{-2}$ ).

Estos desarrollos se han implementado en el nuevo módulo SR2M-v2, que fue fabricado e instalado en la cámara de PandaX-III [35] que contendrá 140 kg de Xenón enriquecido con  $^{136}\text{Xe}$ , formando un plano de lectura de casi 2 metros de diámetro mediante la teselación de 52 módulos SR2M-v2 (figura 5.18 izquierda). Se han utilizado 12 puertos DN-80 (figura 5.18 derecha) para extraer las señales de los módulos y para el suministro de alto voltaje de los mismos.

Tal y como se ha explicado, hasta ahora el equipo del proyecto PandaX-III ha conseguido construir el prototipo de TPC con 7 módulos SR2M para demostrar la viabilidad del sistema TPC con Micromegas, con buenos resultados en términos de transmisión de electrones, ganancia y resolución de energía con varias fuentes radioactivas ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y  $^{55}\text{Fe}$ ). La construcción del detector de tamaño completo ya se ha finalizado, junto con 52 módulos SR2M-v2 basados en Micromegas desarrolladas en China y, una vez se concluyan las pruebas en superficie, se instalará en el Laboratorio Subterráneo de Jinping [35].



Figura 5.18: [35] Imágenes de conjunto del detector PandaX-III de 140 kg.  
• Izquierda: plano de lectura montado con 52 módulos SR2M. • Derecha: La tapa superior tiene 12 bridas DN-80 que sostienen 52 cables de extensión.

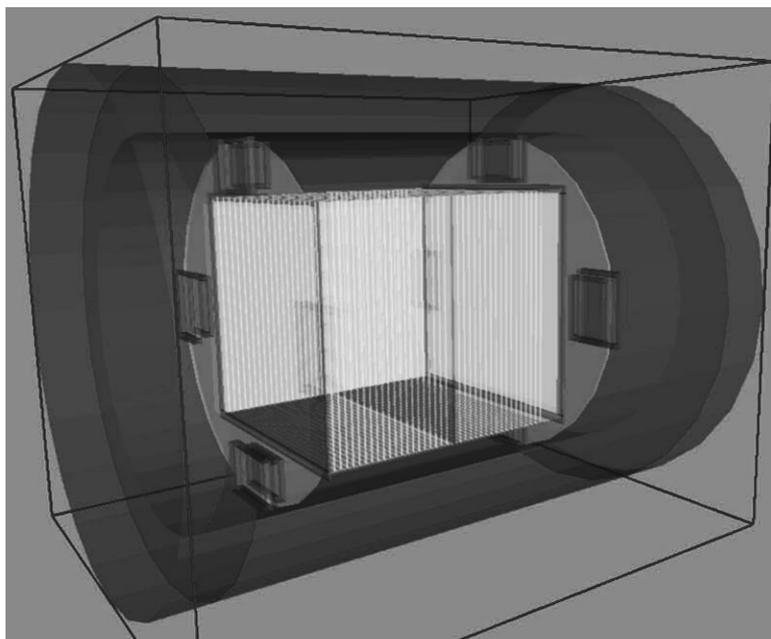
## Part II

# Optimización del plano de lectura y los sub-sistemas en el experimento TREX-DM



## Capítulo 6

# La búsqueda del WIMP



El experimento TREX-DM (TPC for Rare Event eXperiments - Dark Matter) es una TPC de bajo fondo con planos de lectura formados por detectores Micromegas tipo microbulk, las más grandes ( $25 \times 25 \text{ cm}^2$ ) y las más radiopuras hasta entonces construidas. El experimento ha sido desarrollado para la búsqueda de WIMPs con una masa del orden de  $10 \text{ GeV } c^{-2}$ , o incluso menor. Fue instalado y puesto en marcha en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) durante la segunda mitad del año 2018 y a partir de entonces, hasta la redacción de esta tesis, el experimento ha sufrido una mejora continua en la operación y una reducción importante en el nivel de fondo y en el umbral de energía iniciales.

## 6.1 EL WIMP

La observación de que algunos objetos astronómicos se mueven más rápido de lo esperado, si se compara con el valor que se calcula al tener en cuenta la atracción gravitatoria de los objetos visibles, es una de las evidencias más convincentes sobre la existencia de materia oscura. A escala galáctica, la medición de la velocidad de las estrellas y del gas en función de la distancia al centro galáctico (las llamadas curvas de rotación galáctica) es la observación más destacada. El primer indicio de la existencia de materia oscura fue hallado por F. Zwicky en 1933 [62], a partir de la medición de la velocidad de las galaxias en el cúmulo de Coma.

Otra evidencia observacional de la existencia de la materia oscura es la observación de la dinámica del sistema conocido como Bullet Cluster, un cúmulo de galaxias que pasa a través de otro. Las observaciones de rayos X muestran que la mayor parte de su masa bariónica se desacelera como resultado de la interacción electromagnética de las partículas de gas. Sin embargo, las observaciones de lentes gravitacionales muestran que la mayor parte de la masa total de los cúmulos no se frena y pasan unas a través de otras, sin ningún cambio significativo. Esto se puede explicar si se asume que hay materia oscura en el sistema que no sufre interacciones electromagnéticas, ni auto-interacciones entre la propia materia oscura, más allá de las gravitatorias.

Existe una tercera evidencia muy convincente e independiente de las anteriores, gracias a las medidas de anisotropía en el fondo cósmico de microondas realizadas por la misión Planck [63], que apuntan a que el Universo está compuesto por un 4.2% de materia bariónica, un 27.2% de materia oscura y un 68.6% de energía oscura.

Entre los candidatos más atractivos para constituir la materia oscura [64] está el WIMP (Weakly Interacting Massive Particle), una partícula masiva que interactúa débilmente. Esta partícula aparece en los modelos de super-simetría y se busca en varios experimentos instalados en laboratorios subterráneos. Su detección directa se basa en el cálculo del ritmo de interacciones que se espera en un detector determinado, así que la comparación de los resultados entre todos los detectores requiere la adopción de hipótesis generales. Las incertidumbres de estas hipótesis determinan la precisión en el ritmo de interacciones que se espera y, por lo tanto, también determinan la precisión de los límites para los parámetros del WIMP.

El ritmo de interacciones de detección directa del WIMP depende de parámetros de astrofísica, de Física de partículas y de Física nuclear. Desde el punto de vista de la astrofísica, los parámetros a tener en cuenta son la densidad local del WIMP y la distribución de velocidad en el marco del detector. De la Física nuclear y de partículas, los parámetros son los factores de forma nuclear y las secciones eficaces de la interacción, que dependen del marco teórico en el que surge el candidato WIMP. Además, se deben tener en cuenta propiedades experimentales como el *quenching factor* y del propio detector como la resolución o el umbral de energía.

La velocidad y la energía extremadamente baja de los retrocesos nucleares inducidos por los WIMP plantean desafíos formidables en términos de niveles de fondo, umbral y masa como blanco para el WIMP. Durante los últimos años se han ido desarrollando técnicas de detección que han logrado masas como blanco para el WIMP cada vez mayores y niveles de fondo más bajos, aumentando con ello la sensibilidad a los WIMP.

La sección eficaz  $\sigma_0$  de la interacción WIMP-núcleo para una transferencia de momento nulo se define como

$$\sigma_0 = \left( \frac{1 + m_\chi/m_n}{1 + m_\chi/m_N} \right)^2 A^2 \sigma_{\chi^n}^0, \quad (6.1)$$

donde  $A$  el número másico del material usado como blanco para el WIMP,  $\sigma_{\chi^n}^0$  la sección eficaz WIMP-nucleón,  $m_\chi$  la masa del WIMP,  $m_N$  la masa del núcleo del elemento usado como blanco para el WIMP y  $m_n$  la masa del nucleón, asumiendo la simplificación de que el neutrón y el protón tienen la misma masa.

Los experimentos líderes son aquellos que utilizan núcleos como blanco para el WIMP relativamente pesados (Xenón o Germanio) para explotar el término  $A^2$  en la ecuación 6.1.

Convencionalmente las búsquedas de WIMP se representan en el espacio de parámetros efectivos bidimensional ( $\sigma_0$ ,  $m_\chi$ ), como en la figura 6.1. Esta representación suele venir acompañada de una serie de suposiciones simplificadoras adicionales, por ejemplo, que la distribución de velocidades de los WIMPs en el halo galáctico sigue una distribución de Maxwell-Boltzmann, o que los WIMP interactúan exclusivamente (o principalmente) con los núcleos a través de una dispersión elástica coherente independiente del espín. Aunque este escenario convencional resulta atractivo para establecer un terreno común para la comparación de la sensibilidad de los experimentos, hay que tener en cuenta estos supuestos. También hay que tener en cuenta que llegará el momento en que los detectores serán tan sensibles que empezarán a detectar los neutrinos solares y el fondo causado por los neutrinos atmosféricos, a través de la dispersión elástica neutrino-electrón ( $\nu$ - $e$ ) y neutrino-núcleo (CE $\nu$ NS por *Coherent elastic neutrino-nucleus scattering*), generando retrocesos electrónicos y nucleares respectivamente. Esta barrera se conoce como *neutrino floor* o *neutrino fog* [65] y está también representada en el diagrama de sensibilidad de la figura 6.1.

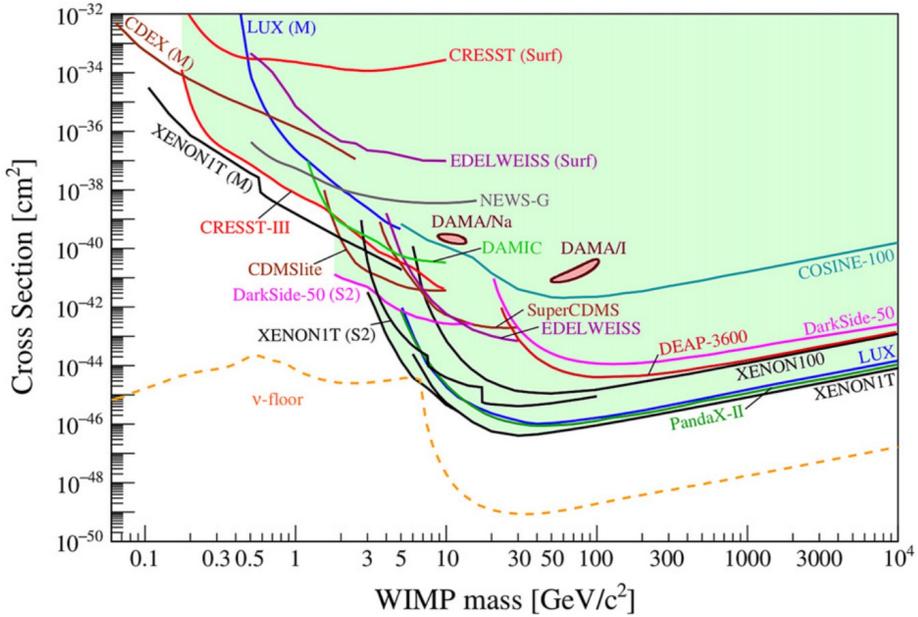


Figura 6.1: [66] Sección eficaz WIMP-nucleón frente a la masa del WIMP, con los límites actuales de los experimentos más importantes. Se ha asumido los parámetros estándar para un halo WIMP isotérmico:  $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV cm}^{-3}$ ,  $v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ ,  $v_{esc} = 544 \text{ km s}^{-1}$ . Los resultados con la etiqueta 'M' se han obtenido asumiendo el efecto Migdal. Los resultados con la etiqueta 'Surf' provienen de experimentos en superficie. El límite inferior impuesto por los neutrinos ( $\nu$ -floor) para un objetivo de Germanio es un límite que se define como la sección transversal  $\sigma_d$  con la cual un experimento dado tiene un 90 % de probabilidad de detectar un WIMP, con una sección transversal de dispersión  $\sigma > \sigma_d$  mayor de 3 sigma.

La mayoría de los experimentos más relevantes se resumen, con información básica, en la tabla 6.1. La región de baja masa (de  $\sim 100 \text{ MeV c}^{-2}$  a  $\sim 5 \text{ MeV c}^{-2}$ ) puede ser explorada más fácilmente por bolómetros criogénicos (CRESST, SuperCDMS, EDELWEISS), con unos umbrales de energía extremadamente bajos. También DAMIC-M, basado en CCD, y la TPC gaseosa de TREX-DM pueden llegar a ser sensibles en este rango de masas. La exploración del rango de masas media-alta requiere de exposiciones muy grandes (DarkSide-20k, ARGO, PandaX-4T, XENONnT, LZ, DARWIN).

Los experimentos líderes también utilizan técnicas de detección que tienen la capacidad de discriminación por retroceso nuclear. Este es el caso, por ejemplo, de detectores líquidos con Xenón de doble fase (LUX-ZEPLIN [67], XENONnT [68]), Germanio (SuperCDMS [69]) o, más recientemente mediante el uso de Argón líquido (DarkSide [70]). Estos experimentos actualmente operan apuntando hacia masas como blanco para el WIMP que ya se encuentran en el orden de las toneladas, con niveles de fondo de unos pocos dru ( $\text{counts keV}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ day}^{-1}$ ) en la región de

Experiment	Lab	Target	Mass (kg)	Ch	Sensitivity ( $\text{cm}^2$ @ $\text{GeV}/c^2$ )	Exposure (t $\times$ year)	Timescale
<b>Cryogenic bolometers</b>							
EDELWEISS-subGeV	LSM	Ge	20	SI	$10^{-43}$ @2	0.14	In prep
SuperCDMS	SNOLAB	Ge, Si	24	SI	$4 \times 10^{-44}$ @2	0.11	Constr
CRESST-III	LNGS	CaWO <sub>4</sub> , ...	2.5	SI	$6 \times 10^{-43}$ @1	$3 \times 10^{-3}$	Running
<b>LXe detectors</b>							
LZ	SURF	LXe <sup>b</sup>	7.0 t	SI	$1.5 \times 10^{-48}$ @40	15.3	comm
PandaX-4T	CJPL	LXe <sup>b</sup>	4.0 t	SI	$6 \times 10^{-48}$ @40	5.6	Constr
XENONnT	LNGS	LXe <sup>b</sup>	5.9 t	SI	$1.4 \times 10^{-48}$ @50	20	comm
DARWIN	LNGS <sup>c</sup>	LXe <sup>b</sup>	40 t	SI	$2 \times 10^{-49}$ @40	200	~2026
<b>LAr detectors</b>							
DarkSide-50	LNGS	LAr <sup>b</sup>	46.4	SI	$1 \times 10^{-44}$ @100	0.05	Running
DEAP-3600	SNOLAB	LAr <sup>a</sup>	3.6 t	SI	$1 \times 10^{-46}$ @100	3	Running
DarkSide-20k	LNGS	LAr <sup>b</sup>	40 t	SI	$2 \times 10^{-48}$ @100	200	2023
ARGO	SNOLAB	LAr <sup>d</sup>	400 t	SI	$3 \times 10^{-49}$ @100	3000	TBD
<b>NaI(Tl) scintillators</b>							
DAMA/LIBRA	LNGS	NaI	250	AM		2.46	Running
COSINE-100	Y2L	NaI	106	AM	$3 \times 10^{-42}$ @ 30	0.212	Running
ANAIS-112	LSC	NaI	112	AM	$1.6 \times 10^{-42}$ @ 40	0.560	Running
SABRE	LNGS	NaI	50	AM	$2 \times 10^{-42}$ @ 40	0.150	In prep
COSINUS-1 $\pi$	LNGS	NaI	~1	SI	$1 \times 10^{-43}$ @ 40	$3 \times 10^{-4}$	2022
<b>Ionisation detectors</b>							
DAMIC	SNOLAB	Si	0.04	SI	$2 \times 10^{-41}$ @3-10	$4 \times 10^{-5}$	Running
DAMIC-M	LSM	Si	~0.7	SI	$3 \times 10^{-43}$ @ 3	0.001	2023
CDEX	CJPL	Ge	10	SI	$2 \times 10^{-43}$ @ 5	0.01	Running
NEWS-G	SNOLAB	Ne:CH <sub>4</sub>	~1	SI	$1.8 \times 10^{-42}$ @ 2	$6 \times 10^{-4}$	comm
TREX-DM	LSC	Ne	0.16	SI	$2 \times 10^{-39}$ @ 0.7	0.01	comm
<b>Bubble chambers</b>							
PICO-40L	SNOLAB	C <sub>3</sub> F <sub>8</sub>	59	SD	$5 \times 10^{-42}$ @ 25		Running
PICO-500	SNOLAB	C <sub>3</sub> F <sub>8</sub>	1 t	SD	$\sim 1 \times 10^{-42}$ @ 50	0.044	In prep
<b>Directional detectors</b>							
CYGNUS	Several	He:SF <sub>6</sub>	$10^3 \text{ m}^3$	SD	$3 \times 10^{-43}$ @45	6 y	R & D
NEWSdm	LNGS	Ag, Br, C, ...		SI	$8 \times 10^{-43}$ @ 200	0.1	R & D

<sup>a</sup>Single-phase detector.

<sup>b</sup>Dual-phase detector.

<sup>c</sup>No decision yet. A CDR for LNGS is being prepared.

<sup>d</sup>Technology not yet selected.

Tabla 6.1: [66] Experimentos presentes y proyectados para la detección directa del WIMP. El canal de detección principal (Ch) de los experimentos se abrevia como: SI (interacciones WIMP-nucleón independientes del espín), SD (dependiente del espín), AM (modulación anual). La sensibilidad se da para este canal con el tiempo de exposición reflejado en la tabla. Hay que tener en cuenta que muchos proyectos tienen varios canales de detección. 'comm.' significa experimento en fase de puesta en marcha.

interés. Cifras tan impresionantes se obtienen gracias a la disponibilidad de técnicas de discriminación que permiten distinguir, con cierta eficiencia, los retrocesos de electrones (producidos, por ejemplo, por gammas) de los retrocesos nucleares.

En general, si se produjera un descubrimiento de materia oscura en cualquier experimento, se requeriría una confirmación utilizando otra masa como blanco y posiblemente otra tecnología, tanto para descartar errores sistemáticos mal

identificados como para comenzar a probar las propiedades más relevantes de la partícula descubierta.

## 6.2 Motivaciones para la búsqueda del WIMP de baja masa

Tal y como se ha explicado anteriormente, la detección de materia oscura es uno de los grandes desafíos en el campo de la Física de partículas y astro-partículas para los próximos años. La evidencia de la existencia de materia oscura está bien fundada en diferentes observaciones, como las anisotropías en el fondo cósmico de microondas, la distribución de la materia en nuestra galaxia o su efecto gravitatorio sobre la materia visible. La naturaleza de la materia oscura aún se desconoce, pero podría estar formada por nuevas partículas con masas y secciones eficaces propias de la escala electro-débil.

A pesar del enorme progreso en los experimentos de búsqueda del WIMP durante los últimos años, hasta ahora no se ha visto ninguna señal positiva convincente del WIMP. Tampoco se ha observado la Supersimetría en el LHC (Large Hadron Collider) en las energías a las que este colisionador ha estado operando, afectando a la búsqueda del WIMP, ya que hay un marco teórico que lo identifica como el neutralino de algunas extensiones supersimétricas del Modelo Estándar. Estos hechos han provocado que se revisaran las hipótesis generales, como las diferentes distribuciones de velocidad del WIMP, y que se estudiaran otros marcos teóricos y fenomenológicos, como el estudio de modelos de Supersimetría menos convencionales o modelos WIMP no supersimétricos.

La mayor parte del esfuerzo realizado hasta ahora se ha centrado en la búsqueda del WIMP de masas relativamente altas ( $\gtrsim 50 \text{ GeV } c^{-2}$ ). Esto se debe a que la búsqueda ha sido guiada, en parte, por consideraciones teóricas dentro de los modelos supersimétricos que se establecieron al principio, junto al hecho de que las técnicas de detección del WIMP disponibles en aquellos momentos se adaptaban bien a este rango de masas. Para masas más bajas la sensibilidad se reduce drásticamente debido al efecto del umbral de energía.

Como parte de la estrategia de ir más allá de los modelos convencionales, algunos esfuerzos experimentales y fenomenológicos recientes se han centrado en el estudio del WIMP en el rango de baja masa ( $< 10 \text{ GeV } c^{-2}$ ). El interés en esta región del espacio de parámetros, tradicionalmente fuera del alcance de los experimentos convencionales, aumentó con la aparición de una serie de indicios que podrían interpretarse como el WIMP de baja masa, aunque esas interpretaciones parecen haberse debilitado con el tiempo. La conocida y polémica señal de DAMA/LIBRA [71] podría entenderse sólo con modelos fuera del Modelo Estándar, algunos de los cuales incluyen a WIMPs de baja masa. Sin embargo, la señal de DAMA/LIBRA ha sido excluida por muchos otros experimentos, incluso por los que han usado su misma tecnología, como el caso reciente del experimento ANAIS [72]. Independientemente del peso que se le dé a estas sugerencias, o a la motivación

teórica del WIMP de baja masa, está claro que en la situación actual es importante ampliar la sensibilidad hacia valores más bajos de  $\sigma_0$ , pero también hacerlo hacia valores más bajos de  $m_\chi$ .

En terrenos más experimentales, la sensibilidad al WIMP de baja masa plantea desafíos particulares. Los experimentos convencionales están muy limitados a masas bajas debido al efecto de umbral y a la limitación en las capacidades de discriminación del retroceso nuclear. Los WIMP de baja masa dejan depósitos de energía normalmente por debajo del umbral de energía de los experimentos basados en núcleos pesados como blanco para el WIMP, como Xenón o Germanio. Esto significa que los límites de exclusión para el WIMP de baja masa de estos experimentos se basan en una fracción muy pequeña (1% o menos) de las interacciones WIMP en el detector, aquellas correspondientes a la cola de alta velocidad de la distribución, con energías cinéticas suficientes como para producir un retroceso nuclear visible en el detector. Pero precisamente esta parte de la distribución es la más incierta, y en algunos modelos de halo galáctico puede desaparecer por completo, es decir, aquellos con una velocidad máxima del WIMP más baja.

Es evidente que, para abordar la región del WIMP de baja masa, se necesitan experimentos específicos optimizados para este rango de masas. Una detección o exclusión sólida debe implicar que una fracción sustancial del espectro del WIMP está por encima del umbral experimental. Para lograr esto es preferible el uso de núcleos ligeros como blanco para el WIMP, de forma que se puedan alcanzar cinemáticamente energías de retroceso más altas, así como técnicas con un umbral de detección de energía bajo. Estos requisitos son incompatibles con la discriminación entre retrocesos nucleares y de electrones, cuyas características observables se vuelven borrosas a bajas energías. Pero a pesar de las dificultades descritas, se están llevando a cabo esfuerzos experimentales en esta dirección, como DarkSide [70], XENON100 [73], CDMSlite [74], DAMIC [75] o CREST-III [76], entre otros.

### 6.3 El experimento TREX-DM

El experimento TREX-DM es una TPC de bajo fondo con planos de lectura formados por detectores Micromegas tipo microbulk y ha sido desarrollado para la búsqueda de WIMPs con una masa del orden de  $10 \text{ GeV } c^{-2}$ , o incluso menor. Fue instalado y puesto en marcha en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) durante la segunda mitad del año 2018.

El detector TREX-DM (figura 6.2) está concebido para albergar 0.3 kg de Argón, ó 0.16 kg de Neón a 10 bar, como blanco para el WIMP. En algunos aspectos, el detector es una versión ampliada de los detectores de rayos X de bajo fondo con Micromegas de tipo microbulk desarrollados para la investigación de axiones en el experimento CAST [25], pero con una masa activa 100 veces mayor. El detector se construyó teniendo en cuenta las especificaciones de radiopureza más exigentes, para las cuales se ha llevado a cabo una campaña específica de identificación y mediciones

de materiales [28].

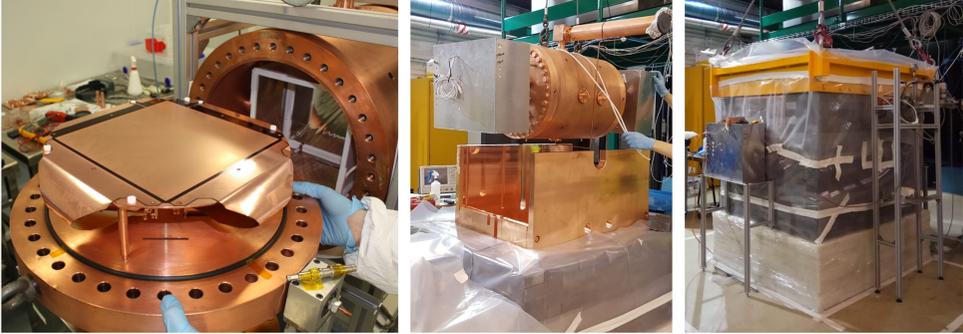


Figura 6.2: Fotografías del experimento TREX-DM. • Izquierda: Micromegas tipo microbulk instalada sobre una de las tapas de la cámara. El detector tiene 2 planos de lectura, uno en cada tapa. • Centro: imagen recogida durante la instalación del detector en el Hall A del LSC. • Derecha: el experimento instalado y en operación en el Hall A del LSC.

La figura 6.3 muestra un corte longitudinal del detector con todos sus componentes [31], entre los que cabe destacar los propios planos de lectura, que están instalados a ambos extremos del volumen activo delimitado por la jaula de campo. En el centro se encuentra el cátodo, al que se le aplica un voltaje adecuado para conseguir el campo eléctrico (campo de deriva) en el volumen activo. Para conseguir un campo de deriva homogéneo se usa la jaula de campo, formada por varios anillos que rodean el volumen activo y que están conectados entre sí y al cátodo a través de resistencias de  $100\text{ M}\Omega$ . Los canales de las Micromegas se conectan a la electrónica de adquisición a través de unos cables planos de extensión.

La cámara está fabricada a partir de cobre electrolítico forjado y mecanizado, con un diámetro de 0.5 m y una longitud de 0.6 m. Las tapas de los extremos son planas y también mecanizadas a partir de cobre electrónico libre de oxígeno, de 6 cm de espesor, suficiente para soportar presiones de hasta 12 bar y formar parte del blindaje pasivo.

TREX-DM funciona a una presión de hasta 10 bar con Ar + 1% Isobutano o Ne + 2% Isobutano. La cantidad de quencher (Isobutano:  $\text{iC}_4\text{H}_{10}$ ) en cada mezcla está calculada para que no se supere el límite de inflamabilidad, un hecho que facilita la implementación del experimento bajo tierra. Para poder evaluar el rendimiento del detector con estas mezclas, se realizó una caracterización cuidadosa de las Micromegas tipo microbulk con estas mezclas y a diferentes presiones [77].

Antes y durante el diseño del experimento se llevó a cabo un exhaustivo programa de medidas de materiales [31, 33, 36]. Este programa se ha basado principalmente en la espectrometría de rayos gamma con germanios, realizada a gran profundidad en Canfranc, pero complementada también con otras técnicas como GDMS, ICPMS y medidas mediante el detector BiPo-3 del LSC. Esto ha permitido, por un lado, diseñar y construir el detector y el blindaje de acuerdo con las especificaciones de

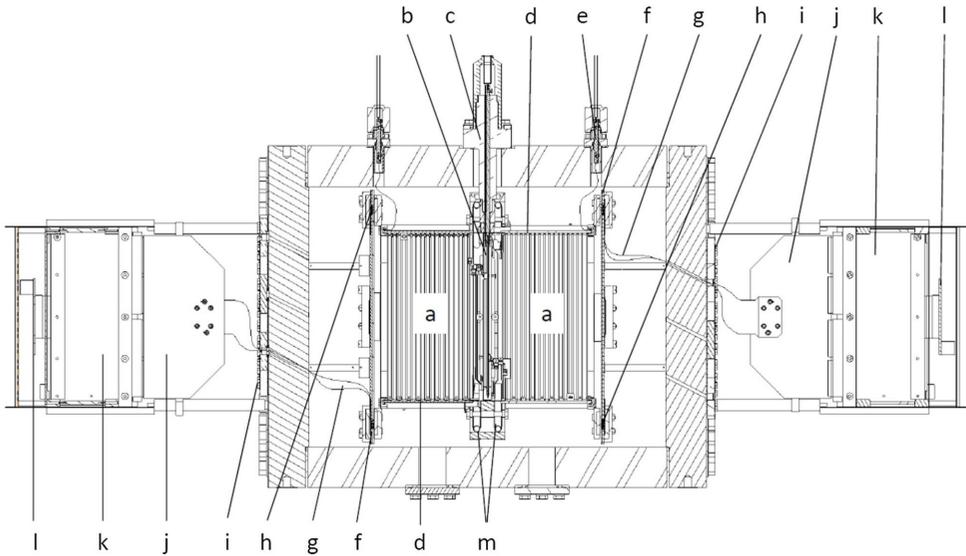


Figura 6.3: Corte longitudinal del detector TREX-DM [31], con los diferentes componentes: volumen activo (a), cátodo central (b), pasa-muros para alto voltaje (c), jaula de campo (d), pasa-muros para el último anillo de la jaula de campo (e), planos Micromegas (f), cables planos de extensión (g), conectores interiores Micromegas–cables de extensión (h), pasa-muros para la señal transportada por los cables de extensión (i), tarjeta intermedia (j), electrónica de adquisición (k)(l) y tubo pasa-muros para la calibración (m).

radiopureza y, por otro, proporcionar información para construir el modelo de fondo del experimento [28].

Una de las mayores contribuciones al nivel de fondo radioactivo, según el modelo de fondo [28], proviene de la vasija de cobre, que sufrió activación cosmogénica tras haber estado unos años en superficie, en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza, durante los cuales el detector sirvió de demostrador, antes de su instalación en el LSC. Esta contribución al nivel de fondo radioactivo podría reducirse mediante la construcción de una nueva vasija de cobre.

Otra de las contribuciones más importantes al nivel de fondo es la producida por la actividad de  $^{40}\text{K}$  medida en las Micromegas, y por ello se inició un estudio para la reducción de este isótopo introducido durante el proceso de fabricación y que es descrito en la sección 8.1.3.

### 6.3.1 Recorrido del experimento TREX-DM

La puesta en marcha de TREX-DM en el LSC, a finales del año 2018, se llevó a cabo con una mezcla de Argón + 1 % Isobutano y una presión de 1.5 bar. A principios

del años 2019 la mezcla fue cambiada por una de Neón + 2% Isobutano, para evitar la contribución al nivel de fondo por parte del isótopo  $^{39}\text{Ar}$  contenido en el Argón atmosférico en una proporción  $(8.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-16} \text{ g}(^{39}\text{Ar}) / \text{g}(^{\text{nat}}\text{Ar})$  [78], y que podía contribuir al nivel de fondo del detector con una tasa de 219 dru [28] en la región de interés (0.4–7 keV<sub>ee</sub>). Además, los últimos resultados con bajo umbral alcanzados por el experimento DarkSide [79], agotaban buena parte de las oportunidades de TREX-DM con la mezcla de Argón no inflamable.

El modelo de fondo [28], que se llevó a cabo después de un programa completo de medidas de materiales, apuntaba a unos niveles del orden de 1–10 dru en la región de interés (0.4–7 keV<sub>ee</sub>). La operación del detector durante el año 2019, con la mezcla de gas Neón + 2% Isobutano a 4 bar, permitió cuantificar el nivel de fondo de baja energía en la región de 1 a 7 keV<sub>ee</sub>, siendo dos órdenes de magnitud (1000 dru) mayor que el esperado según el modelo de fondo.

Este nivel de fondo estaba dominado por una contaminación de Radón en el sistema de gas, principalmente introducido por los filtros de oxígeno y humedad. En este sentido, se inició una nueva línea de investigación y desarrollo para la construcción de filtros libres de Radón, cuyos resultados pueden consultarse en [80]. Finalmente, la contaminación por Radón fue reducida mediante la operación del detector en lazo abierto, directamente desde la botella de mezcla sin pasar por los filtros, con un caudal muy bajo de  $\sim 1$  l/h. Este modo de operación en lazo abierto provocó la reducción del nivel de fondo de baja energía de 1000 a 80 dru.

La reducción de la concentración de Radón en el sistema de gas, gracias a la operación del detector en lazo abierto, dejó al descubierto una actividad de partículas alfa en las superficies del detector, que previamente eran enmascaradas por la contaminación volumétrica de Radón. La actividad de estas superficies, actualmente presentes en el detector, es causada probablemente por la progenie del Radón que se han depositado en las superficies, al estar previamente expuestas al gas contaminado con Radón o por exposición al aire del laboratorio durante el tiempo en el que la TPC está abierta. El actual nivel de fondo de baja energía en TREX-DM (80 dru) está dominado probablemente por estos eventos de alta energía emitidos desde las superficies en contacto con el volumen activo.

Por otra parte, durante las campañas de toma de datos llevadas a cabo entre el 2019 y el 2022, el umbral de energía alcanzado ha estado entre 1 y 1.5 keV<sub>ee</sub>, con una alta dependencia de las condiciones de ruido y la ganancia alcanzada en la Micromegas, siendo incluso menor de 1 keV<sub>ee</sub> en la última campaña del 2022, después de instalar nuevas Micromegas (ver capítulo 8). Las primeras estimaciones de sensibilidad realizadas para TREX-DM [31] fueron realizadas asumiendo un umbral de energía de 0.4 keV<sub>ee</sub> y, aunque el umbral actual está cerca de este valor, se han planificado varias acciones para reducir este umbral hasta 50 eV<sub>ee</sub>.

En octubre de 2022, cuando se había identificado la contaminación superficial de las piezas internas e iban a ser reemplazadas, el experimento fue desmontado completamente por petición de la dirección del LSC y almacenado en un lugar seguro, a la espera de una nueva ubicación. En la primavera de 2023, el experimento fue reinstalado en el laboratorio Lab2500 del LSC y el detector ha estado tomando datos,

desde julio de 2023, con el objetivo de verificar que todos los sistemas funcionan correctamente y el nivel de fondo se mantiene en los mismos niveles anteriores al desmontaje. Ambos puntos han sido verificados.

Una vez que una sala limpia sea instalada por parte del LSC en la nueva ubicación, como parte de sus servicios al experimento, la cámara podrá abrirse y los trabajos para la reducción del nivel de fondo de partículas alfa podrán llevarse a cabo, junto con otras tareas de mejora del detector como la reducción del umbral de energía (capítulo 9) o la optimización de la mezcla de gas.



## Capítulo 7

# TREX-DM en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc



En la primavera del 2018 el experimento TREXDM se trasladó al LSC, tras la aprobación por parte de su comité científico. Hasta entonces la TPC había estado instalada y había sido operada en su fase como demostrador en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza, sin blindaje, con planos de lectura Micromegas tipo bulk y con electrónica de adquisición FEC-FEM con chip AFTER [14].

Para el funcionamiento del experimento en el LSC se llevó a cabo el montaje de un blindaje de cobre y plomo, la sustitución de las Micromegas tipo bulk por unas nuevas Micromegas de tipo microbulk (más radiopuras) y la puesta en marcha de una nueva electrónica FEC-Feminos con chip AGET [13].

## 7.1 Instalación en el LSC

Para el traslado del experimento desde la Universidad de Zaragoza y su instalación en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc se desmontaron todos los componentes de la TPC. Una vez que estaban todos los componentes en Canfranc se realizó un proceso de limpieza sobre todas las piezas (baños con disoluciones de ácido sobre las piezas de cobre y lavado con alcohol sobre las superficies en el resto de piezas) y se ensamblaron todas los componentes interiores de la TPC en sala blanca (clase 7 en la clasificación ISO 14644-1), incluyendo las nuevas Micromegas de tipo microbulk. Tras ello, la TPC se colocó en el Hall A del LSC y se instaló a su alrededor un blindaje de cobre y plomo (ver figura 6.2). Después, se puso en marcha el sistema de gas, incluyendo el sistema de lazo cerrado con bomba de re-circulación, junto con el sistema de control general o *slow-control*. Y, finalmente, se instaló y puso en marcha el sistema de adquisición ('DAQ system'), incluyendo la nueva electrónica basada en el chip AGET.

Durante la fase en la que la TPC estuvo instalada en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza se operó con la electrónica de adquisición FEC-FEM con chip AFTER. Esta electrónica necesita de la lectura de la señal a través de la mesh de la Micromegas para disparar la adquisición de cada evento: cuando una partícula atraviesa la TPC y es capaz de ionizar el gas, los electrones libres producidos en esta ionización son recogidos y amplificados en el *gap* de la Micromegas, induciendo señal tanto en el ánodo, que es segmentado con píxeles/strips, como en la mesh [10]. La señal generada en la mesh es usada para disparar la adquisición de la electrónica FEC-FEM con chip AFTER y así recoger la señal de los canales (figura 7.1 izquierda).

Sin embargo, para la instalación del experimento en el LSC, se decidió substituir la electrónica FEC-FEM con chip AFTER por la electrónica FEC-Feminos con chip AGET. La principal novedad del chip AGET respecto al AFTER es su capacidad de generar el disparo con la propia señal de los canales, lo que teóricamente provoca una reducción en el umbral de energía, entre otras ventajas, al mejorar la relación señal-ruido [31].

En el sistema FEC-Feminos con chip AGET la cadena de lectura de la señal

de la mesh ya no es necesaria y el disparo se realiza con la propia electrónica de adquisición (figura 7.1 derecha). El uso de varias tarjetas FEC-Feminos, como en el caso del experimento TREX-DM, con un total de 1024 canales, necesita de la instalación de otra tarjeta para la sincronización y la gestión del disparo, la llamada TCM (*Trigger Clock Module*).

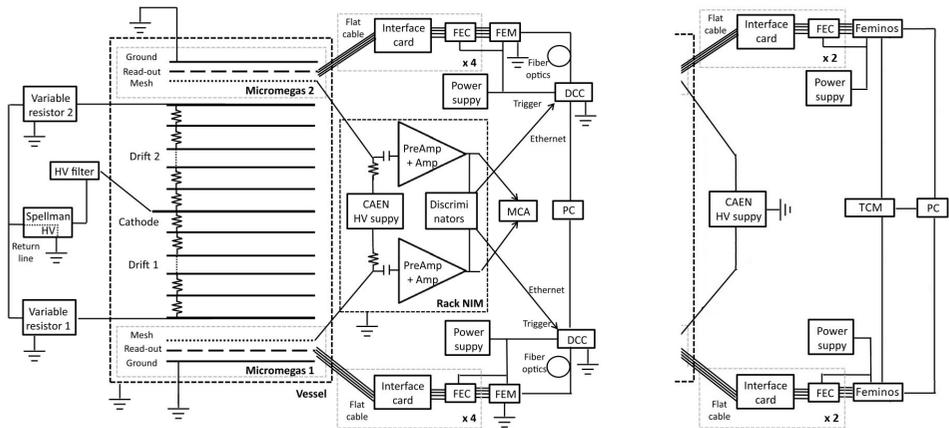


Figura 7.1: • Izquierda: esquema de la cadena de electrónica de adquisición FEC-FEM con chip AFTER, montada en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza [31]. • Derecha: esquema de la cadena de electrónica de adquisición FEC-Feminos con chip AGET, montada en el LSC, que sustituye a la anterior y en la que se ha eliminado la cadena de lectura de la mesh.

Durante la fase en la que la TPC estuvo instalada en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza se trabajó con una Micromegas de tipo bulk que también fue substituida por otra de tipo microbulk, principalmente por su mayor radiopureza, para la puesta en marcha en el LSC (figura 7.2). Durante el programa de medidas realizadas para evaluar la radiopureza de los componentes del experimento [31], se confirmó que las materias primas (kapton y cobre, principalmente) con las que estaban fabricadas las Micromegas tipo microbulk eran muy limpias, cuantificándose únicamente niveles muy bajos ( $\sim 0.1 \mu\text{Bq cm}^{-2}$ ) para los isótopos  $^{208}\text{Ti}$  y  $^{214}\text{Bi}$ , provenientes de las cadenas naturales de desintegración del  $^{232}\text{Th}$  y  $^{238}\text{U}$ .

Cabe apuntar que, medidas posteriores de Micromegas tipo microbulk [28], tras pasar todos los procesos de fabricación, confirmaron una actividad en  $^{40}\text{K}$  de  $3.45 \pm 0.40 \text{ uBq cm}^{-2}$ , introducido durante el proceso de agujereado de la mesh o *etching* mediante baños químicos con contenido en Potasio. Posteriormente esta actividad fue reducida durante el diseño y construcción de la nueva Micromegas para TREX-DM (ver sección 8.1.3).

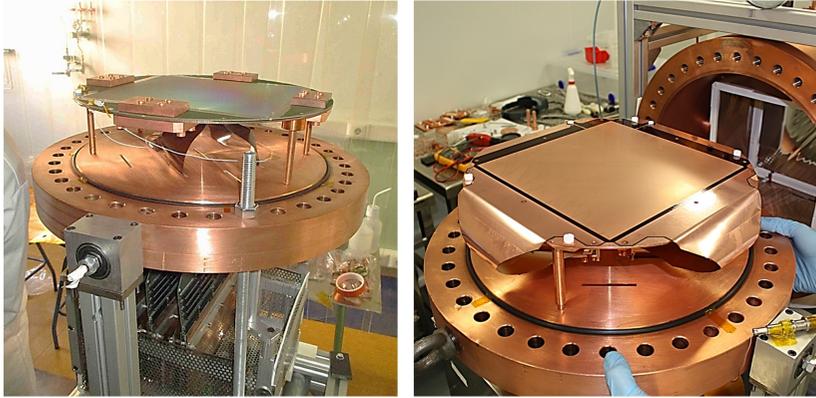


Figura 7.2: • Izquierda: fotografía del plano de lectura Micromegas tipo bulk, instalado y usado en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza. • Derecha: fotografía del plano de lectura Micromegas tipo microbulk, instalado tras el traslado del experimento al LSC.

## 7.2 Puesta en marcha con Ar + 1% Isobutano

Los trabajos para la instalación del experimento se extendieron hasta la primavera del 2018, momento en el que se tomó la primera calibración del detector con Ar + 1% Isobutano y 1.5 bar de presión.

Englobado en el programa del proyecto T-REX y previamente a la instalación de las Micromegas de tipo microbulk en la TPC de TREX-DM, cuando se trasladó al LSC, se realizaron medidas sistemáticas en el laboratorio para el estudio de la respuesta de este tipo de Micromegas en mezclas con Ar + 1% Isobutano y Ne + 2% Isobutano [77]. Las Micromegas caracterizadas en el laboratorio tenían un área activa de 2 cm de diámetro con un solo pixel y con un diámetro de agujero de amplificación de  $55 \mu\text{m}$ , mientras que las Micromegas instaladas en TREX-DM eran pixeladas (con *strips*) y con un diámetro de agujero de amplificación de  $50 \mu\text{m}$ . Los otros dos parámetros principales que suelen definir este tipo de Micromegas, el *gap* de amplificación y el *pitch* entre agujeros, son iguales en ambos casos,  $50 \mu\text{m}$  y  $100 \mu\text{m}$  respectivamente.

Esta diferencia entre los tamaños de agujero de la Micromegas caracterizada en el laboratorio y la instalada en TREX-DM es pequeña, y se puede asumir que la respuesta y el comportamiento de ambas es similar. Incluso el menor tamaño de agujero en la instalada en TREX-DM favorece el efecto embudo (*funnel effect*, figura 7.3), aunque hay medidas sistemáticas con Micromegas en Argón donde este efecto tiene un impacto pequeño en la respuesta [81].

Estas medidas sistemáticas [77] se han utilizado para comprobar el correcto comportamiento de la Micromegas instalada en la TPC de TREX-DM durante la puesta en marcha en el LSC. También se han utilizado para seleccionar los puntos

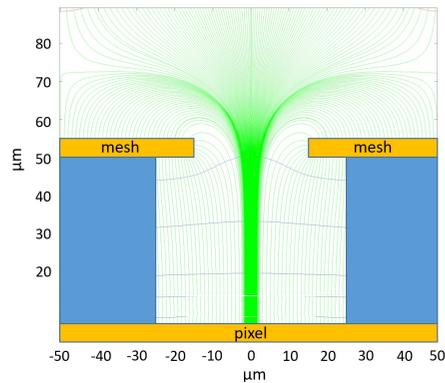


Figura 7.3: Simulación del efecto embudo (*funnel effect*) producido por el campo eléctrico en la zona del agujero de amplificación, en una Micromegas con diámetro de agujero de  $30 \mu\text{m}$  y *gap* de  $50 \mu\text{m}$

de operación óptimos en las diferentes estados de presión y mezcla de gas que se han ido dando en el experimento. El punto de operación viene definido principalmente por 3 parámetros:

- **Presión:** La TPC de TREX-DM fue diseñada para trabajar y soportar una presión de hasta 10 bar. En la fase con Ar + 1% Isobutano el objetivo era comprobar que el sistema de gas y la respuesta de las Micromegas era la esperada antes de pasar a la mezcla con Ne + 2% Isobutano y subir la presión. Por ello se eligió una presión conservadora de 1.5 bar. Durante las caracterizaciones previas de las Micromegas [77] se realizaron varias medidas a diferentes presiones, sin embargo no se realizaron a la presión de 1.5 bar, así que se asume una interpolación entre las curvas de 1 y 2 bar de la figura 7.4 para aproximar el punto de operación a 1.5 bar.
- **Campo de deriva:** El valor elegido para el campo de deriva ha sido de  $200 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ . Con este valor nos encontramos en la máxima transmisión de electrones y en la mínima resolución de energía, que corresponde a los puntos en las curvas de la figura 7.4 con un 'Drift-to-amplification field ratio' de 0.005 (asumiendo que el campo de amplificación estará en torno a  $65 \text{ kV cm}^{-1}$ ).
- **Campo de amplificación:** En TREX-DM es fundamental reducir en todo lo posible el umbral de energía, para poder tener sensibilidad a WIMPs de menor masa. Por lo tanto a lo largo del experimento siempre se buscará operar el detector con la máxima ganancia, y esto se traduce directamente en intentar alcanzar el mayor campo de amplificación posible. Según la figura 7.4 los máximos campos de amplificación que se alcanzaron en las medidas sistemáticas fueron de  $60 \text{ kV cm}^{-1}$  para 1 bar y  $70 \text{ kV cm}^{-1}$  para 2 bar, así que el objetivo durante la operación de la Micromegas pixelada instalada en TREX-DM a 1.5 bar será el de llegar en torno a los  $65 \text{ kV cm}^{-1}$ . Teniendo en cuenta que el *gap* de amplificación es de  $50 \mu\text{m}$ , esto supone un valor de

voltaje en la mesh de 325 V. Cabe decir que el punto de operación con la máxima ganancia alcanzada ( $\sim 2 \cdot 10^4$  y 12.5 %) en la figura 7.4 es un factor  $\sim 2$  mejor en ganancia y un  $\sim 1\%$  peor en resolución de energía que el punto de operación con la mejor resolución de energía ( $\sim 1 \cdot 10^4$  y 11.5 %). Es preferible sacrificar un poco de resolución, ya que la resolución no es tan crítica como el umbral de energía.

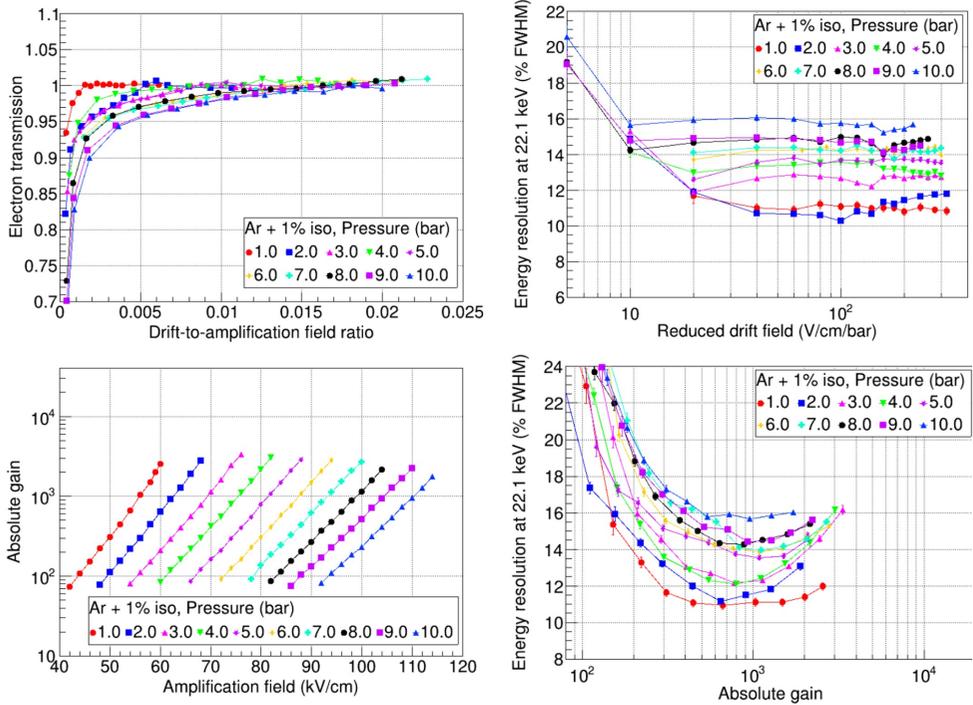


Figura 7.4: [77] Distintas curvas de caracterización de una Micromegas tipo microbulk (50  $\mu\text{m}$  de *gap* de amplificación, 55  $\mu\text{m}$  de diámetro de agujero y 100  $\mu\text{m}$  de *pitch* entre agujeros) en una mezcla de Ar + 1 % Isobutano para distintas presiones de 1 a 10 bar.

Tras la elección del punto de operación a 1.5 bar con Ar + 1 % Isobutano, definido por los tres parámetros descritos, se subió el voltaje en la mesh de forma progresiva, con una tasa de 1 V/s desde el inicio y con una tasa de 1 V/min a partir de 260 V (80 % del voltaje máximo esperable) para preservar el buen estado de la Micromegas.

Una vez que se alcanzaron 305 V en la mesh se lanzó una calibración de 15 minutos con una fuente de  $^{109}\text{Cd}$  que podía introducirse manualmente dentro de la cámara. Tras ella se lanzaron otras tres calibraciones con un aumento de 5 V en la mesh entre cada una de ellas, hasta alcanzar los 320 V, momento en el que empezaron a producirse chispas en la Micromegas. Los resultados de estas cuatro calibraciones pueden verse en la figura 7.5. El observable `PeakAmplitudeIntegral`, en unidades de ADCs, es representativo de la energía depositada en cada evento. La curva de

ganancia resultante de estas calibraciones y expresada en ADCs no puede compararse directamente con la curva de la figura 7.4, ya que en esta última se pinta la ganancia absoluta. Para poder compararlas habría que haber calibrado previamente la electrónica con la configuración usada para las calibraciones (*Sampling rate, Gain y Shaping time*), de manera que se consiguiera una correspondencia entre la señal recogida en ADC y la carga inyectada en cada canal. Sin embargo, se puede observar que la curva de ganancia conseguida con las calibraciones tiene el comportamiento esperado, con una pendiente similar que la de la figura 7.4.

Por otro lado, en cuanto a la curva de la resolución de energía construida a partir de las cuatro calibraciones, los errores en el ajuste y los pocos puntos dibujados no permiten determinar si tiene el mismo comportamiento que la de la figura 7.4, donde se observa que la resolución alcanza un mínimo y después aumenta levemente hasta la ganancia máxima. Sin embargo, se ve que la resolución de energía en estas calibraciones (23–29 %) está muy por encima de las conseguidas durante las caracterizaciones con la Micromegas pequeñas (11–13 %) con los mismos campos de amplificación. Cabe decir que el análisis realizado en esta primera fase era muy básico, sin aplicar ningún corte para mejorar la resolución de energía (mapa de ganancias, forma de la señal, etc.), por lo que era de esperar que la resolución de energía mejorara con un procesado de la señal más sofisticado. Además, hay que tener en cuenta que las caracterizaciones con Micromegas pequeñas se hicieron en una TPC con una distancia de deriva de 1 cm, frente a los 19 cm en TREX-DM, por lo que los procesos de difusión, *attachment* y recombinación durante la deriva de los electrones hacia el plano de lectura tenían un menor impacto en la resolución de energía.

El voltaje de 320 V, al que comenzaron a producirse chispas con mayor frecuencia en la Micromegas, está muy cercano a los 325 V establecidos como voltaje máximo esperado y extraído de los estudios previos [77]. Esto es un buen signo del buen estado y calidad de fabricación de la Micromegas, ya que la instalada en TREX-DM tiene un área activa de 625 cm<sup>2</sup> (4.5·10<sup>6</sup> agujeros) mientras que la Micromegas de un solo píxel de las medidas previas tiene 4.5 cm<sup>2</sup> (3.2·10<sup>4</sup> agujeros). Esta diferencia de dos ordenes de magnitud en el número de agujeros aumenta la probabilidad de que se produzca una chispa en uno de ellos, entre la mesh y una *strip*. El hecho de haber podido llegar al 98.4 % del voltaje máximo esperado parece apuntar a la buena calidad constructiva de las Micromegas.

Tras estas primeras calibraciones para comprobar la correcta respuesta del detector, se tomó una calibración de una hora de exposición y cuyo espectro de energía puede verse en la figura 7.6, distinguiéndose el pico de 22 keV de la fuente de <sup>109</sup>Cd (21.99, 22.16, 24.91 y 24.94 keV) y el pico de 8 keV correspondiente a la fluorescencia del cobre. También puede verse otro pico alrededor de 44 keV debido a la acumulación de eventos de 22 keV que son emitidos con una diferencia temporal menor que la ventana de tiempo programada para la adquisición (*pile up*). Un mayor refinamiento en el análisis debería identificar estos eventos y separarlos en eventos independientes que contribuyen de forma independiente al espectro. Esto debería de eliminar el pico en 44 keV y obtener un espectro como el resultante después del ajuste manual (en rojo) realizado en la figura 7.6. El objetivo de la calibración es comprobar

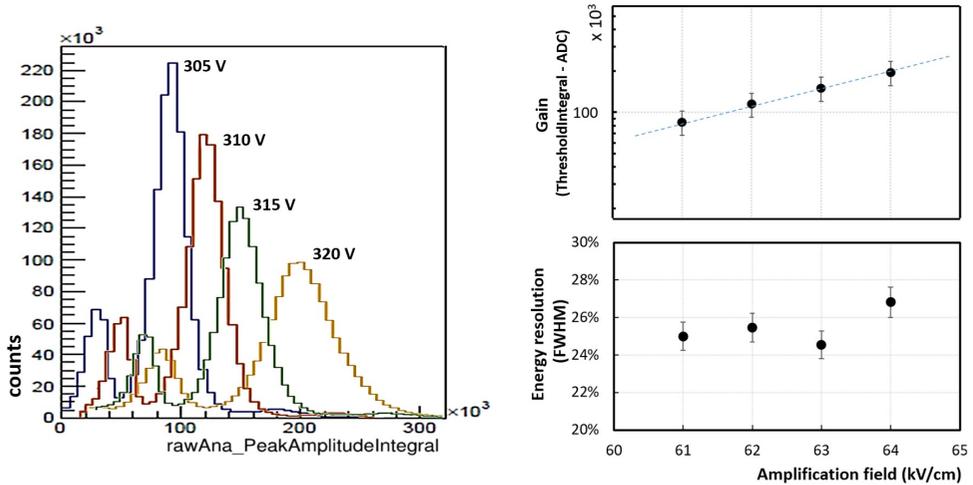


Figura 7.5: Resultados de las primeras calibraciones con  $^{109}\text{Cd}$  en TREX-DM a 1.5 bar y Ar + 1% Isobutano, con campo de deriva  $200 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$  y diferentes voltajes en la mesh: 305 V ( $61 \text{ kV cm}^{-1}$ ), 310 V ( $62 \text{ kV cm}^{-1}$ ), 315 V ( $63 \text{ kV cm}^{-1}$ ) y 320 V ( $64 \text{ kV cm}^{-1}$ ). • Izquierda: Espectros de energía para cada una de las calibraciones, con picos en 8 y  $\sim 22 \text{ keV}$ . • Derecha: Curvas de la resolución de energía y la ganancia construidas a partir de las calibraciones.

el correcto funcionamiento del detector y el espectro resultante corresponde con lo esperado.

En la figura 7.6 también se muestra, para poder comparar, una simulación realizada con REST-for-Physics y Geant4 de una calibración en TREX-DM en las mismas condiciones que la realizada en el detector [82]. El tiempo de exposición es mayor en la simulación para acumular mayor estadística.

En la zona de menor energía del espectro experimental vemos que no hay acumulación de eventos debido a que durante esta calibración, una fase de puesta y marcha del experimento, la relación señal/ruido no estaba optimizada y se establecía un umbral de energía alto. Del mismo modo, los procesos de análisis no estaban todavía ajustados y optimizados para este detector, por lo que aquellas señales provenientes de la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  sensiblemente por encima del ruido podían ser clasificadas como ruido, por uno de los primeros procesos en la cadena de análisis (ver figura 1.8).

En la parte central aparecen los dos picos de 8 y 22 keV, tanto en la simulación como en el espectro experimental, en la misma proporción aproximadamente, mientras que en el rango de mayor energía el espectro de la simulación presenta una población de eventos entre 30 y 80 keV que en el caso del espectro experimental está más poblada. Incluso mediante un análisis más refinado, en el que se identificaran y clasificaran correctamente los eventos de *pile up*, no parece que se pudieran filtrar al menos los eventos por encima de  $\sim 60 \text{ keV}$ . Además, en la simulación se observa

un pico en 88 keV, correspondiente a una emisión gamma de la fuente de  $^{109}\text{Cd}$ , sin embargo en el espectro experimental este pico no se observa, probablemente oculto por una combinación de eventos de fondo y una peor resolución de energía.

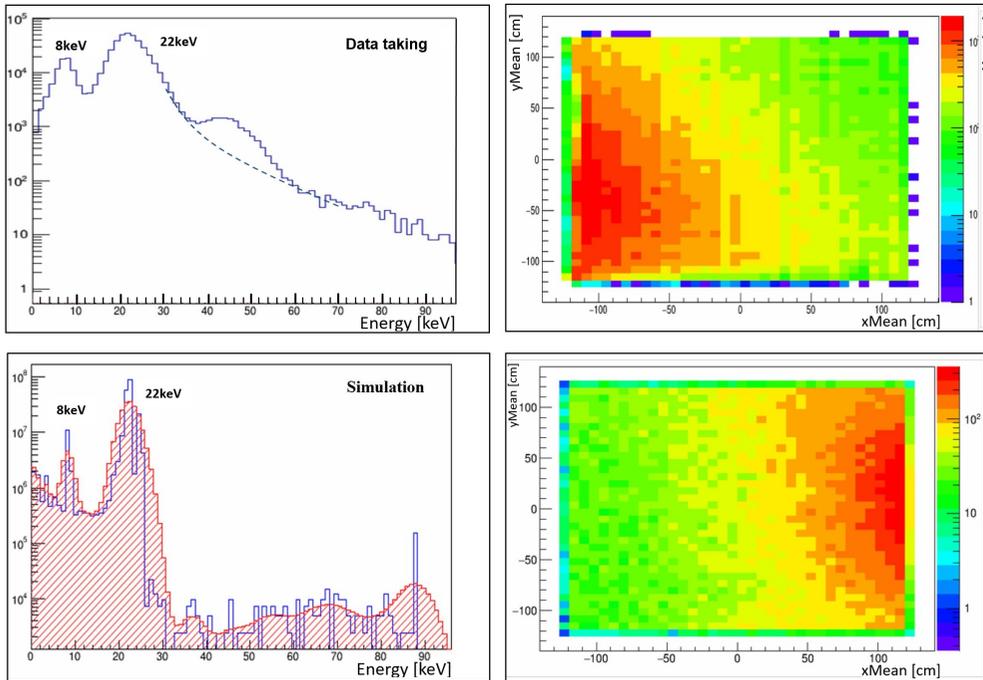


Figura 7.6: • Superior: primera calibración con  $^{109}\text{Cd}$  de una de las Micromegas en Ar + 1 % Isobutano a 1.5 bar: espectro de energía (izquierda) y mapa de actividad en la Micromegas (derecha). Ajuste manual aproximado (línea de puntos) para el filtrado de los eventos provenientes de *pile up*. • Inferior: simulación de una calibración en las mismas condiciones de mezcla de gas y presión: espectro de energía (izquierda) y mapa de actividad en la Micromegas (derecha). El mapa de actividad, del cual se puede determinar que la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  está situada en el lateral derecho, está volteado respecto a los ejes X e Y, en comparación con el mapa de actividad de la calibración experimental donde se observa que la fuente está situada en el lateral izquierdo.

La figura 7.7 muestra tres eventos recogidos directamente por la electrónica (*raw data*) durante la calibración cuyo espectro se muestra en la figura 7.6. Los parámetros principales programados en la electrónica para la lectura y amplificación de la señal, de forma análoga a los programados en el caso de la lectura del SR2M en la sección 4.3, fueron los siguientes:

- *Trigger delay*: 24  $\mu\text{s}$ . Este parámetro se ajustó de tal forma que, para un evento que se produce muy cerca de la superficie de la Micromegas, la electrónica sea capaz de recoger la señal de otro evento que haya ocurrido al mismo tiempo en la zona del volumen activo más alejada de la Micromegas, es decir, cerca de la

superficie del cátodo. Para ello es indispensable conocer el valor de la velocidad de deriva, que en este caso para Ar + 1% Isobutano y un campo de deriva reducido de  $200 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$  es de unos  $4 \text{ cm } \mu\text{s}^{-1}$  (figura 13.11 de [83]). El *trigger delay* mínimo en este caso es de unos  $5 \mu\text{s}$ , teniendo en cuenta que hay  $19 \text{ cm}$  de distancia de deriva entre el cátodo y la Micromegas. Sin embargo, durante la puesta en marcha, y puesto que la velocidad de deriva tiene una fuerte dependencia con las condiciones experimentales (variaciones de presión, homogeneidad del campo de deriva, calidad del gas) se decidió ampliar este valor hasta  $24 \mu\text{s}$ , el mismo valor programado anteriormente para la lectura del módulo SR2M, y así tener margen suficiente de error.

- *Sampling rate*: 100 ns.
- *Gain*: 240 fC. La ganancia en la etapa de amplificación se selecciona de tal forma que ningún evento de interés pueda saturar el conversor analógico-digital (ADC). En este caso podría definirse como eventos de interés los incluidos en el rango de energía entre el umbral de energía y el final de la cola a la derecha del pico de  $22 \text{ keV}$  de la fuente de calibración, hasta los  $40\text{-}50 \text{ keV}$ . Dentro de este rango son aquellos de mayor energía ( $40\text{-}50 \text{ keV}$ ) y que se producen cerca de la Micromegas (por tener menor difusión) los que tienen una mayor carga por canal, y por lo tanto mayor riesgo de saturación. Finalmente, al estar en la fase de puesta en marcha y para poder comparar con las simulaciones con depósitos hasta los  $100 \text{ keV}$ , se decidió programar una ganancia más baja.
- *Shaping time*: 1014 ns. El *shaping time* de la etapa de amplificación se seleccionó lo más alto posible durante la puesta en marcha para filtrar lo máximo posible el ruido de alta frecuencia. Sin embargo un tiempo de integración alto conlleva la menor resolución temporal en el estudio de las avalanchas provocadas por la llegada de los electrones primarios al *gap* de amplificación en la Micromegas, y reduce las posibilidades del estudio de la difusión, entre otros. Puesto que estos estudios de difusión ya fueron realizados para la mezcla de gas Ar + 1% Isobutano en [83], se optó por la estrategia de reducción del ruido y con ello el umbral de energía.

En cuanto al umbral de energía alcanzado, por un lado tenemos el 'umbral de energía por canal', determinado por la señal de menor amplitud que es capaz de recoger la electrónica, y que será igual o mayor a la fluctuación de la línea de base. Y por otro lado tenemos el 'umbral de energía de disparo', que viene determinado por la eficiencia del disparo (*trigger*) en la electrónica.

Usando el histograma de la figura 7.8 puede estimarse el 'umbral de energía por canal' alcanzado en el detector durante la calibración con  $^{109}\text{Cd}$  correspondiente al espectro de la figura 7.6. Este umbral está en torno a 150 ADC, que corresponde con  $400 \text{ eV}$  si usamos el pico de  $8 \text{ keV}$  en 3000 ADC como calibración de energía y se asume que la energía depositada por una partícula que ioniza el gas sigue una relación lineal con la amplitud de la señal que genera.

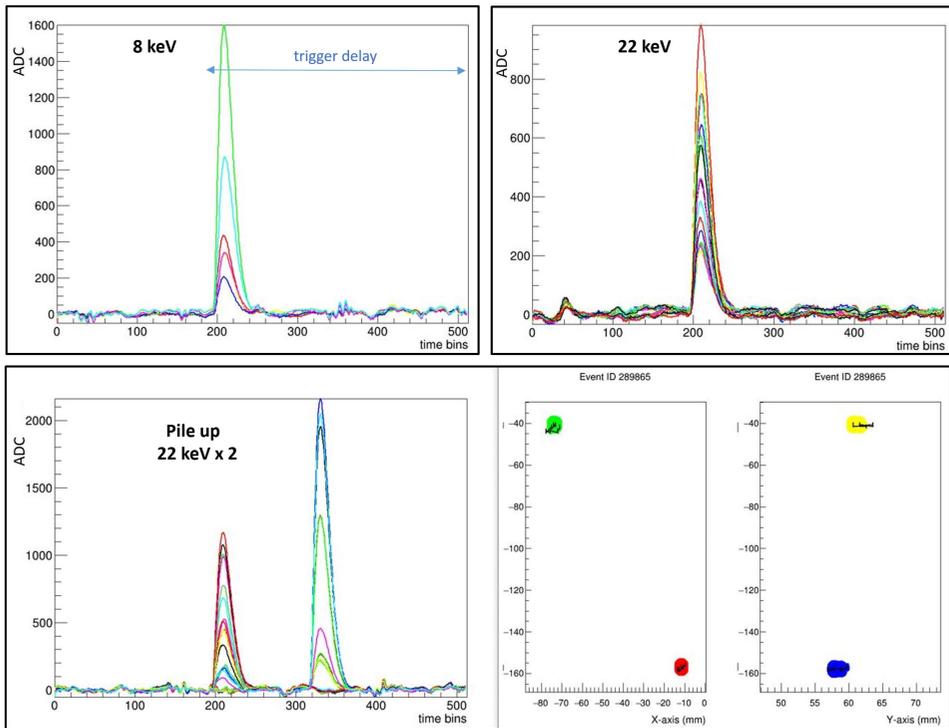


Figura 7.7: Señal sin procesar (raw) de los canales en la primera calibración con  $^{109}\text{Cd}$  de una de las dos Micromegas en Ar + 1% Isobutano a 1.5 bar, correspondiente a la figura 7.6. ● Superior izquierda: evento correspondiente al pico de 22 keV de la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  (21.99, 22.16, 24.91 y 24.94). ● Superior derecha: evento correspondiente al pico de 8 keV de la fluorescencia del cobre. ● Inferior: *pile up* de dos eventos de 22 keV recogidos simultáneamente y reconstrucción espacial del evento.

Este umbral de energía de 400 eV coincide con el umbral total, o umbral de energía de disparo, previsto para el experimento (región de interés 0.4-7 keV) pero es mayor de lo esperado según los estudios llevados a cabo en el experimento CAST/IAXO [84] con la nueva electrónica basada en el chip AGET, en el que se medía un umbral de energía por canal de 100 eV. Sin embargo, como ya se ha apuntado, durante esta calibración, una fase de puesta y marcha del experimento, la relación señal/ruido no estaba optimizada, por lo que era de esperar que con los posteriores trabajos para la reducción del ruido en el experimento este umbral mejorase.

En cuanto al 'umbral de energía de disparo', como se ha dicho anteriormente y como puede observarse en los espectros de las figuras 7.5 y 7.6, era muy alto, en torno a 4 keV, debido a que la relación señal/ruido no estaba optimizada, pero también porque estaba afectado por la configuración del disparo en la electrónica.

El chip AGET [13] realiza el disparo dependiendo de la multiplicidad programada,

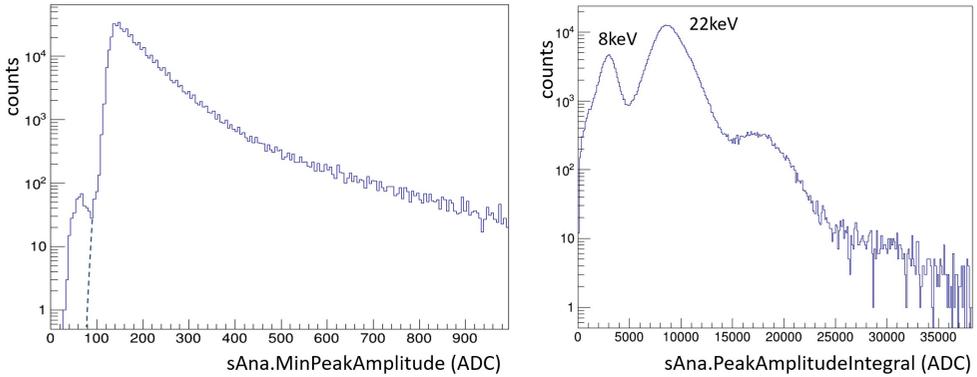


Figura 7.8: Estimación del umbral de energía mínimo en las condiciones dadas durante la calibración correspondiente al espectro de la figura 7.6, en Ar + 1% Isobutano a 1.5 bar. ● Izquierda: histograma de la amplitud del canal con menor amplitud en cada evento, entre todos los canales, representado por el observable 'sAna.MinPeakAmplitude'. Ajuste manual (línea de puntos) para descartar la pequeña población a la izquierda y que corresponde a señales de ruido que han pasado el primer corte en el análisis. ● Derecha: histograma de la suma de las amplitudes en todos los canales para cada evento, representado por el observable 'sAna.PeakAmplitudIntegral', y que es representativo de la energía depositada por la partícula detectada.

es decir, el número de canales que superan al mismo tiempo el umbral programado. Aunque lo deseable sería el poder realizar el disparo si un solo canal supera el umbral programado, que habrá sido ajustado sensiblemente por encima del ruido, en la práctica es difícil de conseguir, ya que para la gestión de la multiplicidad el chip utiliza un sumador analógico que también está afectado por el ruido (figura 7.9). Esto se traduce en que es necesario que varios canales superen el umbral para que se produzca el disparo, y este número de canales efectivo depende de varios factores, como el propio ruido. Además, la distribución de la carga de un evento entre varios canales de distintos chips es un caso desfavorable para la gestión del disparo, ya que la multiplicidad se programa para cada chip, es decir, el disparo se producirá si el número de canales que superan el umbral está por encima del valor de multiplicidad en uno de los chips.

En la sección 7.4 se aborda el estudio del umbral de energía para diferentes presiones con la mezcla de Ne + 2% Isobutano y en la figura 7.16 se muestra un histograma con el número de canales por evento, donde se aprecia el efecto de la multiplicidad en la gestión del disparo.

Como se verá más adelante, los esfuerzos dirigidos a la reducción del ruido y a la mejora en la eficiencia del disparo en la electrónica tendrán una repercusión directa en la mejora del 'umbral de energía de disparo', que en la práctica es el que define el umbral de energía del experimento, estando en torno a 1 keV en muchas fases de la toma de datos con Ne + 2% Isobutano, e incluso por debajo en algunas ocasiones.

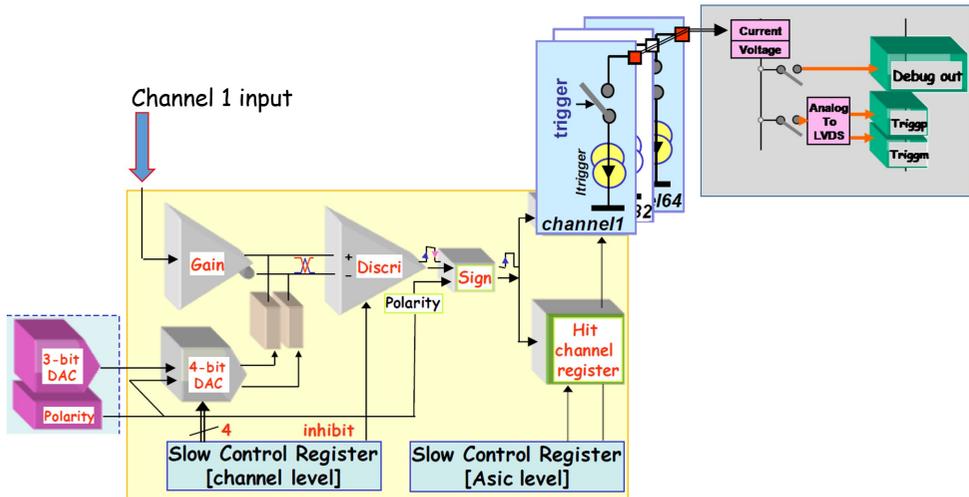


Figura 7.9: [13] Esquema de bloques para la gestión de la multiplicidad dentro del chip AGET. La señal procedente de un canal ('Channel 1 input'), conectado a la correspondiente *strip* del detector, es amplificada ('Gain'). Una vez amplificada entra en un discriminador ('Discri'), cuyo umbral de salida es programable ('4-bit DAC'), de manera que cuando la señal supera este umbral la salida del discriminador activa el contacto de disparo ('trigger'), inyectando una intensidad fija desde la fuente de corriente continua correspondiente a ese canal ('Itrigger'). El convertidor de corriente a voltaje ('Current/Voltage') recoge del sumador analógico el total de corriente aportada por tantas fuentes como canales hayan superado el umbral programado en el discriminador. De esta manera se genera una señal de 'multiplicidad' de canales, que debe ser tratada y a la que se le aplica un umbral (umbral de multiplicidad) a partir del cual se lanza el disparo o *trigger* de adquisición, produciéndose en este momento la adquisición de las señales del detector.

Además, el desarrollo del sistema GEM-Micromegas (capítulo 9) permitirá reducir considerablemente este umbral.

### 7.3 Puesta en marcha con $\text{Ne} + 2\%$ Isobutano

Tras comprobar que el detector con  $\text{Ar} + 1\%$  Isobutano a 1.5 bar ofrecía un buen comportamiento, a principios del año 2019 se pasó a usar la mezcla de  $\text{Ne} + 2\%$  Isobutano y a incrementar la presión en la cámara gradualmente mientras se estudiaba la respuesta del detector en cada punto de operación. Los últimos resultados con bajo umbral alcanzados por el experimento DarkSide [79] agotaban buena parte de las oportunidades de TREX-DM con la mezcla de Argón no inflamable. La mezcla de Neón, respecto a la de Argón, tiene una mayor energía de retroceso nuclear en su interacción con el WIMP y una mayor ganancia máxima alcanzable en la Micromegas. Ambas ventajas permitían que se pudiera reducir el

umbral de energía para TREX-DM y aumentar con ello la sensibilidad al WIMP de baja masa.

Sin embargo, a medida que se fue aumentando la presión en la cámara, y con ello el voltaje aplicado en la Micromegas, empezaron a aparecer corrientes de fuga en la cadena de conexión desde la Micromegas hasta la electrónica, que impidieron en muchas ocasiones la operación del detector, llegando con el tiempo a tener más del 20 % de los canales dañados. Estos problemas y sus consecuencias son explicados con mayor detalle en la sección 7.3.1.

A pesar de ello, y con gran carga de trabajo para conseguir mitigar este problema, se lograron datos de calibración y de fondo en varios puntos de operación a diferentes presiones. Los estudios de la respuesta del detector en todos estos puntos de operación son tratados en esta sección, mientras que los resultados de las tomas de datos de fondo son tratados en la sección 7.5.

Los primeros datos de calibración con Ne + 2% Isobutano fueron tomados a 1.5 bar. En la figura 7.10 se pueden ver los resultados de estas calibraciones para ambos detectores (Norte y Sur). En el detector Norte se pudo aplicar un voltaje muy alto en la mesh (390 V). Probablemente el voltaje efectivo aplicado era menor, ya que con corrientes de fuga del orden de las decenas o incluso centenas de nA, como ocurría en estas tomas de datos, se produce una división de tensión entre la mesh y tierra, y esto puede invalidar la lectura del voltaje en el canal de la fuente de tensión como valor real del voltaje aplicado en la mesh.

Estas corrientes de fuga también ocurrían en el detector Sur, pero en este caso eran inestables a voltajes más bajos y solo permitieron llegar hasta 365 V. El mapa de actividad del detector Sur muestra una cantidad importante de canales dañados o con mala conectividad. Los canales dañados que están cortocircuitados con la mesh, o tienen una baja resistencia con ella, son el origen de estas fugas y del efecto de división de corriente que enmascara la lectura real del voltaje en la Micromegas.

La diferencia de ganancia entre los dos detectores que se observa en el espectro de la figura 7.10 es atribuible a la diferencia en los voltajes aplicados en la mesh, aunque debido a las corrientes de fugas es difícil cuantificar la diferencia de voltajes efectiva en ese momento.

Tras estas primeras calibraciones se aumentó la presión hasta 3, 4, 6 y 8 bar progresivamente. Las ganancias alcanzadas a mayores presiones fueron menores que la conseguida a 1.5 bar: un 50 % menor a 3 bar (380 V), un 60 % menor a 6 bar (435 V) y un 75 % menor a 8 bar (465 V). Aunque la limitación a cada presión para conseguir el voltaje máximo en la mesh, y por lo tanto la máxima ganancia, estaba dada por las corrientes de fuga y no por la aparición de chispas en la Micromegas, como es habitual.

A 3 bar de presión se realizó una curva de transmisión de electrones (figura 7.11) para comparar los resultados con los obtenidos en los estudios previos con una Micromegas más pequeña [77] y también para poder definir el campo de deriva óptimo para la TPC de TREX-DM. Tras pasar de 3 a 4 bar se realizó una curva

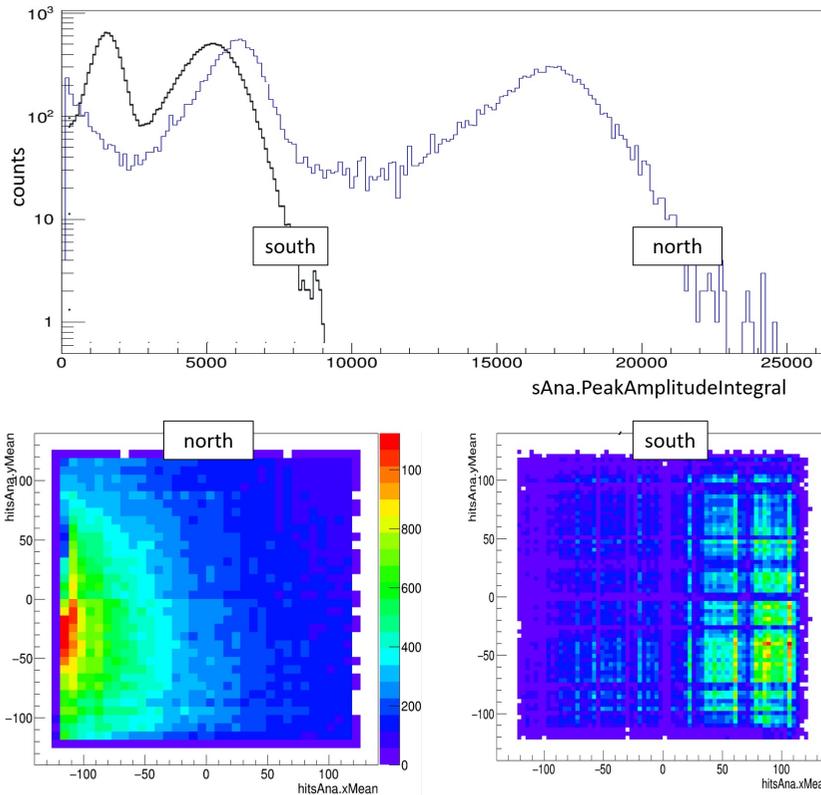


Figura 7.10: Resultados de las primeras calibraciones en TREX-DM con Ne + 2% Isobutano a 1.5 bar, con voltajes en la mesh de 390 V (lado Norte) y 365 V (lado sur) y con un campo de deriva  $200 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ .  
 • Superior: Espectro de energía para cada uno de los detectores, representado por el observable 'sAna.PeakAmplitudeIntegral' (suma de la amplitud máxima de todas las señales del evento).  
 • Inferior izquierda: mapa de actividad en el detector Norte.  
 • Inferior derecha: mapa de actividad en el detector Sur, donde se aprecian los canales con baja o nula actividad debido a fallos de conectividad o directamente a canales dañados.

de ganancia (figura 7.12) y otra de resolución energética (figura 7.13) para hacer la misma comparación con los estudios previos. Cabe apuntar que un estudio más riguroso obligaría, para cada presión, a tomar calibraciones con diferentes campos de amplificación combinadas con diferentes campos de deriva, para elaborar con ello las curvas de ganancia, transparencia, resolución de energía y umbral de energía. Sin embargo, dado que estos estudios sobre la respuesta del detector se habían hecho previamente en el laboratorio para el mismo tipo de Micromegas [77], se utilizarían los resultados de este estudio para definir la mayoría de puntos de operación a lo largo de la serie sin tener que realizar en el experimento una caracterización completa para cada presión, lo que conllevaría un tiempo y esfuerzo adicional.

La figura 7.11 muestra la curva de transmisión de electrones generada para TREX-DM comparada con la generada en los estudios previos. La curva generada en los estudios previos no incluye la correspondiente a la presión de 3 bar, aunque se puede estimar su forma a partir de la tendencia observada en el resto de presiones y decir que la zona de máxima transmisión a 3 bar se alcanzaría en torno a  $V_{drift}/V_{amp} = 5 \cdot 10^{-3}$  aproximadamente. Con esta estimación se puede decir que parece que la curva en TREX-DM ha alcanzado ya esta zona de máxima transmisión. Sin embargo, aunque los errores en esta curva son grandes debido a la alta resolución de energía alcanzada ( $>30\%$ ), existe una pérdida de transmisión de manera brusca en los tres últimos puntos, lo que supone un comportamiento anómalo y no esperado, probablemente debido a efectos geométricos o deformaciones del campo eléctrico en los bordes de la Micromegas.

La figura 7.12 muestra la curva de ganancia generada para TREX-DM comparada con la generada en los estudios previos. Al igual que ocurría en las curvas de transparencia a 3 bar, los estudios previos no incluyen la correspondiente a la presión de 4 bar, pero también se puede extrapolar de forma aproximada, de manera que se puede estimar que la máxima ganancia que se alcanzaría a 4 bar en los estudios previos estaría en torno a 90 kV/cm, 17 kV/cm por encima de los 73 kV/cm alcanzados en TREX-DM. Aunque es importante apuntar de nuevo que cuando se generó la curva de TREX-DM las corrientes de fuga eran las que limitaban la ganancia del detector, y no la generación de chispas. Aparte de esto, la pendiente de la curva es similar en ambos casos, lo que apunta a un comportamiento adecuado de la Micromegas.

Con los mismos datos usados para generar la curva de ganancia se ha generado la curva de resolución energética de la figura 7.13, donde se compara con la generada en los estudios previos. El rango 50 – 75 kV/cm para el que se dibuja la curva en TREX-DM corresponde aproximadamente con el rango de la ganancia absoluta  $1 \cdot 10^2 - 3 \cdot 10^3$  en la curva de los estudios previos, si esta correspondencia se hace con el apoyo de la curva de ganancia de estos estudios previos. La tendencia de la curva en TREX-DM es similar, sin embargo, los valores de resolución son mucho mayores en TREX-DM. Esto se puede deber a varios factores: mayor difusión debida a la mayor distancia de deriva en TREX-DM, 19 cm frente a 1 cm de distancia de deriva en los estudios previos, lo que hace que la carga se reparta entre un mayor número de canales y, si esta carga no es suficiente como para que la señal supere el umbral del ruido, entonces esta carga no será leída y se perderá; procesos de recombinación y *attachment* producidos también por la mayor distancia de deriva y posiblemente también por la calidad del gas (las moléculas de Oxígeno, con una alta electronegatividad, atrapan los electrones con una baja energía durante la colisión [85]); efectos de borde, que pueden producir que parte de la carga se pierda, por lo que mediante un análisis más detallado, aplicando cortes en el área central del detector, los valores de resolución mejorarían; canales dañados donde la carga que recogen se pierde.

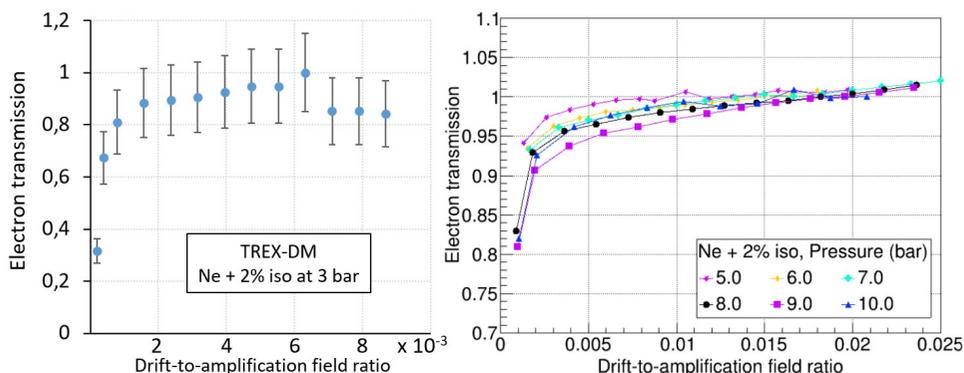


Figura 7.11: Curvas de transmisión de electrones con Ne + 2% Isobutano en TREX-DM a 3 bar (izquierda) y en el estudio previo [77] para diferentes presiones (derecha). El rango de datos en el caso de TREX-DM está limitado por el voltaje máximo aplicable al cátodo, definido como aquel inmediatamente anterior a la generación de una chispa, que en este caso a 3 bar era de 12 kV ( $V_{drift}/V_{amp} = 8.7 \cdot 10^{-3}$ ).

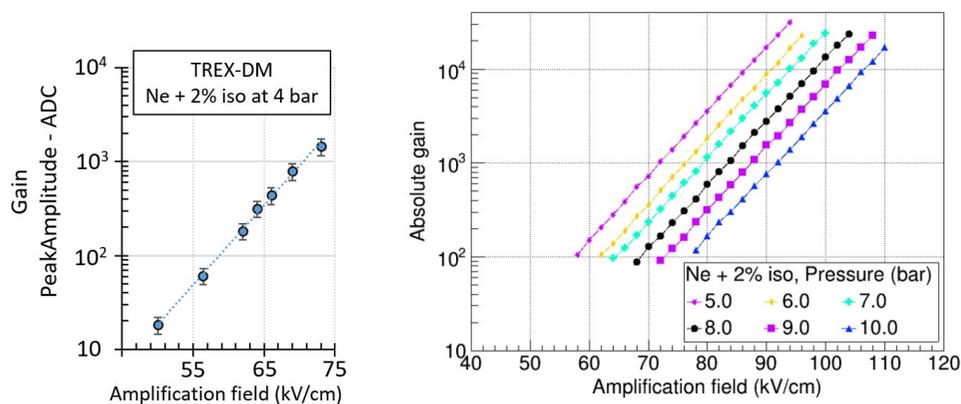


Figura 7.12: Curvas de ganancia con Ne + 2% Isobutano en TREX-DM a 4 bar (izquierda) y en el estudio previo [77] para diferentes presiones (derecha). Para una comparación directa de ambas curvas y una normalización en el eje Y, sería necesario caracterizar y calibrar la electrónica de adquisición en TREX-DM, de forma que se obtuviera la correspondencia entre ADCs y carga recibida en los canales que permitiera calcular la ganancia absoluta en la Micromegas de TREX-DM.

### 7.3.1 Corrientes de fuga y problemas de estabilidad

A medida que se fue aumentando la presión en la cámara, y con ello el campo de amplificación, empezaron a aparecer corrientes de fuga en la cadena de conexión desde la Micromegas hasta la electrónica que impidieron en muchas ocasiones la operación del detector. Estas corrientes de fuga tenían su origen en las *strips* que,

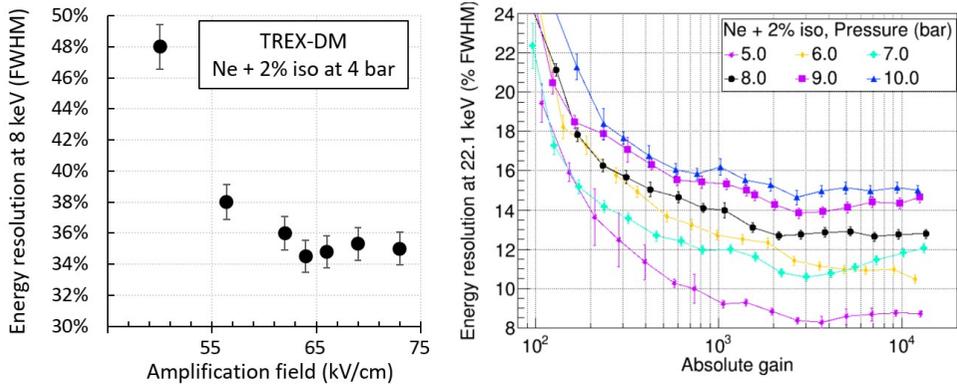


Figura 7.13: Curvas de resolución de energía con Ne + 2% Isobutano en TREX-DM a 4 bar (izquierda) y en el estudio previo [77] para diferentes presiones (derecha). Los puntos de operación y toma de datos para la generación de la curva en TREX-DM son los mismos que los utilizados para la generación de la curva de ganancia (figura 7.12). Al igual que ocurre en la curva de ganancia, para una comparación directa de ambas curvas, sería necesario caracterizar y calibrar la electrónica de adquisición en TREX-DM, de forma que se obtuviera la correspondencia entre ADCs y carga recibida en los canales que permitiera calcular la ganancia absoluta en la Micromegas de TREX-DM.

debido a chispas producidas en alguno de sus agujeros de amplificación, habían quedado cortocircuitadas con la mesh o con una baja resistencia con esta (ver figura 7.14). Esta degradación en algunas de las *strips* mientras se opera una Micromegas durante la puesta en marcha, hasta que se alcanza un punto de operación estable, es algo habitual y aumenta la probabilidad de su aparición conforme se aumenta el campo de amplificación. Para minimizar estos daños es esencial controlar las condiciones del gas y no forzar la Micromegas.

Para evitar que un canal cortocircuitado con la mesh, o con baja resistencia entre la mesh y una *strip*, provocara corrientes de fuga a través de la electrónica que conecta cada *strip* a tierra (figura 3.20), se diseñó una tarjeta *interface* para instalar en la cadena de conexión entre la Micromegas y la electrónica de adquisición, de forma que fuera posible desconectar estos canales dañados, es decir, dejarlos flotantes. El número de canales fue aumentando conforme se aumentaba la presión en la TPC y con ello el voltaje en la Micromegas, llegando a tener más del 20% de los canales dañados.

Sin embargo, a pesar de identificar los canales dañados y desconectarlos de la electrónica con la ayuda de la tarjeta *interface*, seguían produciéndose corrientes de fuga en los conectores fujipoly usados para conectar la Micromegas a los cables planos y también para conectar los cables planos a esta tarjeta *interface*. Estos conectores, que se habían introducido en el diseño por su baja radiactividad [28], tenían una distancia entre huellas de 150  $\mu\text{m}$  (ver figura 7.14). Cuando un canal se encontraba al voltaje de la mesh, y pese a estar desconectado de la electrónica gracias

a la tarjeta *interface*, y por lo tanto desconectado de tierra, seguía provocando fugas de corriente hacia los canales adyacentes en la zona del conector fujipoly.

Estas fugas de corriente estaban 1 ó 2 órdenes de magnitud por encima del valor de inyección de corriente en la mesh (unidades de nano-amperios), provocando problemas en la monitorización de la corriente de inyección en la mesh y además, dado que tenían una variación aleatoria, problemas en la estabilización del detector. Además, estas corrientes de fuga también provocaban en muchas ocasiones importantes fluctuaciones del ruido durante la toma de datos que disparaban la tasa de adquisición, haciéndose muy difícil su control.

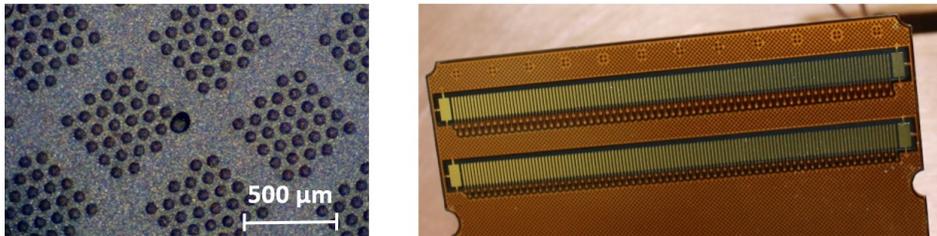


Figura 7.14: • Izquierda: fotografía de una zona de la mesh con un agujero dañado.  
• Derecha: huella de conexión del conector Fujipoly con una separación entre canales de 150  $\mu\text{m}$ .

Los problemas con las corrientes de fuga obligaron a la realización de dos intervenciones a lo largo del año para intentar eliminarlas. Las intervenciones suponían la parada del detector, el vaciado de la cámara, la desconexión del sistema de gas y del resto de sub-sistemas, la apertura del blindaje superior de plomo, el traslado de la cámara a la sala limpia del LSC, la apertura de la cámara y los trabajos en el interior de la cámara. Una vez finalizados los trabajos en la sala blanca se procedía a ejecutar todas las operaciones de nuevo en el orden inverso para poner en marcha el detector. Tenían una duración total de unas 4 ó 5 semanas. A continuación se muestra de forma cronológica los períodos de operación del detector e intervenciones realizadas durante el año 2019:

- Enero-Abril: Cambio de la mezcla Ar + 1% Isobutano por Ne + 2% Isobutano. Primeras calibraciones a 1.5 bar. Incremento de presión a 3 bar y toma de medidas sistemáticas para la caracterización de la Micromegas (curvas de ganancia, transparencia, resolución de energía). Incremento de la presión a 4 bar y toma de calibraciones. En este punto comienzan a aparecer corrientes de fuga problemáticas.
- Mayo-Junio: Intervención para intentar eliminar las corrientes de fuga en los conectores fujipoly. Además de ello se tuvo que reinstalar la fuente de  $^{109}\text{Cd}$ , ya que se había movido de su posición y no era posible su bloqueo para tomar datos de fondo. Aparte de las corrientes de fuga en los conectores fujipoly se localizó una fuga desde un canal en la Micromegas directamente a tierra, en el propio circuito Micromegas, que se tuvo que reparar cortando este canal

una vez que estaba fuera del área activa (figura 7.15). Con esta operación se eliminó la fuga, confirmando que la unión canal-tierra se encontraba en algún punto del recorrido desde el corte hasta el conector.

- Julio-Septiembre: Calibraciones y medidas de fondo a diferentes presiones (1.5, 3, 4, 6 y 8 bar). Aparición de corrientes de fuga a partir de los 4 bar de presión. A pesar de ello se continuó con el aumento de presión a 6 y a 8 bar, mientras se intentaban mantener estas corrientes de fuga controladas sin afectar a la estabilidad del detector. Sin embargo a la presión de 8 bar empezaron a ser demasiado altas ( $\sim 1000$  nA), no pudiéndose mantener el detector estable y en un modo seguro de operación.
- Octubre-Noviembre: Intervención para solucionar las corrientes de fuga en los conectores fujipoly y cortar otro canal corto-circuitado con tierra en el circuito Micromegas.

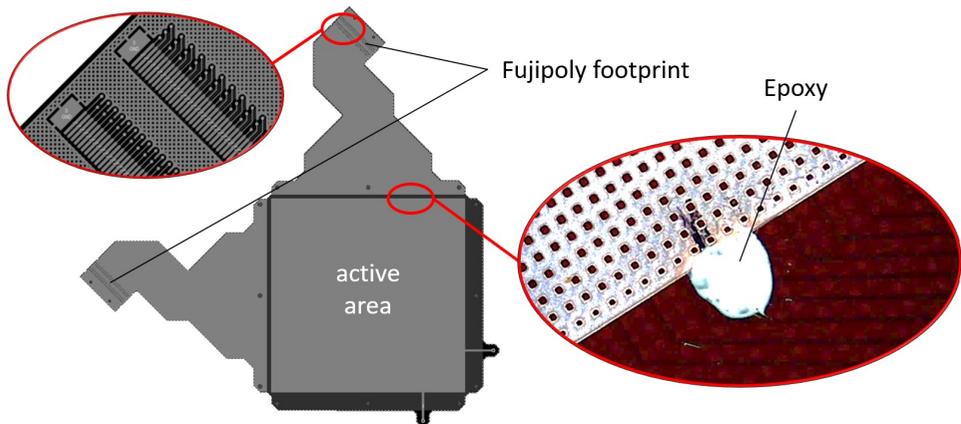


Figura 7.15: Micromegas instalada en TREX-DM. • Superior izquierda: detalle aumentado de la huella del conector fujipoly. Se puede observar la pequeña distancia entre las huellas de los canales ( $150 \mu\text{m}$ ) y entre las vías y el plano de tierra ( $200 \mu\text{m}$ ). • Derecha: detalle aumentado de la zona donde se realizó la reparación de un canal. La mancha central es una gota de epoxy aplicada en la zona tras el corte con bisturí del canal problemático. Se pueden reconocer los canales que se encuentran en la capa intermedia. La zona con patrón de agujeros cuadrados es el plano de tierra que se extiende a lo largo de la lengüeta de la Micromegas hasta el conector. En esta lengüeta los canales van por la capa intermedia con dos planos de tierra, uno superior y otro inferior.

## 7.4 Umbral de energía

Especial mención merece el estudio del umbral de energía en la serie de datos obtenidos a diferentes presiones, por ser una de las claves del experimento en la

búsqueda de WIMPs de baja masa.

Tal y como se ha explicado en la puesta en marcha con Ar + 1% Isobutano, podemos definir un 'umbral de energía por canal' y un 'umbral de energía de disparo'. La figura 7.16 muestra los valores de ambos umbrales para los cinco puntos de operación alcanzados, a cinco valores de presión diferentes, en Ne + 2% Isobutano. Hay una relación clara entre el umbral de energía que se puede alcanzar en un canal y el umbral de energía de disparo, o umbral efectivo. Esta relación viene determinada por la eficiencia de disparo en la electrónica de adquisición, que a su vez tiene una fuerte dependencia de la multiplicidad, es decir, el número de canales que superan al mismo tiempo el umbral programado (figura 7.9). Esta dependencia del disparo con la multiplicidad puede verse también en la figura 7.16, donde se presenta el número de canales por evento que han superado el nivel de ruido, comprobándose cómo la eficiencia del disparo desciende cuando la multiplicidad está por debajo de 6 canales.

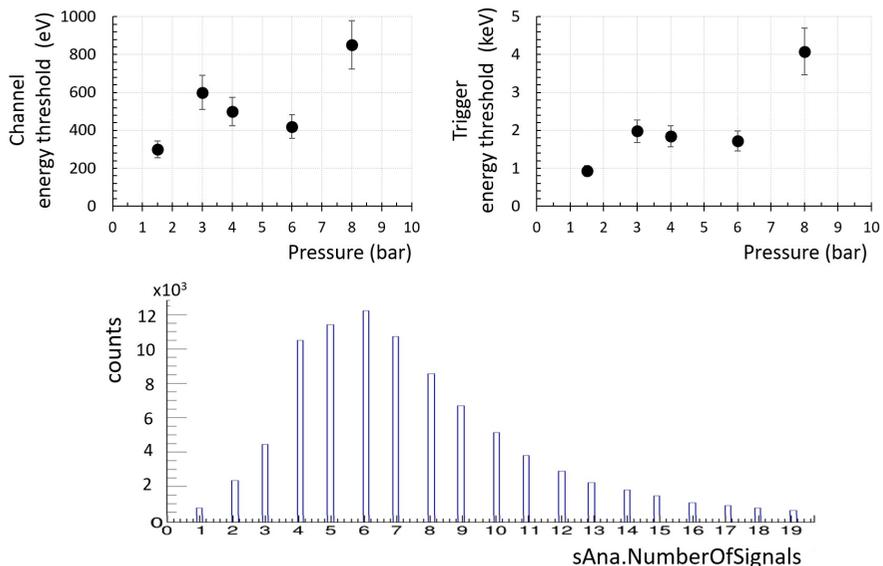


Figura 7.16: Curvas del 'umbral de energía por canal' (superior izquierda) y 'umbral de energía de disparo' (superior derecha) para las diferentes presiones en la primera serie de datos con Ne + 2% Isobutano, junto con el histograma del número de canales por evento con señal por encima del ruido durante la calibración a 1.5 bar (inferior).

Por otro lado, se observa una alta variabilidad en el umbral de energía con la presión. Sería de esperar que el umbral de energía fuera el mismo para cada punto de operación, ya que la ganancia máxima que se alcanza en una Micromegas [77] y el nivel de ruido en la electrónica no dependen de la presión. Sin embargo, esta variabilidad fue en gran parte debida a la dificultad que hubo para, en cada punto de operación, encontrar la ganancia máxima y mantener estable el detector, sobre todo debido a las corrientes de fuga. Esto hizo que, sobre todo para las presiones más altas, donde el voltaje aplicado es mayor y por lo tanto también las corrientes de fuga, se operara el detector a una ganancia por debajo de la máxima. Además

de esto, para el caso del umbral de energía de disparo, el número de canales en el que se reparte la carga se reduce conforme aumenta la presión, debido a una menor difusión, por lo que la eficiencia de disparo también se reduce.

Tras realizar la serie de medidas a distintas presiones, y en un intento de mantener el detector estable, se decidió trabajar en un único punto de operación a 4 bar, hasta la sustitución de las Micromegas por otras de nuevo diseño (capítulo 8). Durante la operación del detector a 4 bar, y gracias al trabajo en la reducción del ruido, se alcanzaron umbrales de energía de alrededor de 1.0 keV.

Como parte de la estrategia para reducir el umbral de energía en TREX-DM, durante los dos últimos años dentro del grupo se ha estado desarrollando un nuevo sistema de calibración para el experimento, basado en la emanación del isótopo  $^{37}\text{Ar}$  desde una pequeña cantidad de polvo de Calcio (figura 7.17), que previamente ha sido sometido a un flujo de neutrones para su activación. Este método ya ha sido utilizado con éxito en experimentos de bajo fondo como XENON-1T [68] o NEWS-G [86].



Figura 7.17: Fotografía del recipiente con polvo de Calcio durante las pruebas de irradiación.

El isótopo  $^{37}\text{Ar}$  tiene una semivida de 35.04 días y decae mediante captura electrónica, emitiendo en su desintegración fotones de 2.82 keV (capa K con una probabilidad del 90 %) y 0.27 keV (capa L con una probabilidad del 9 %). El objetivo de este desarrollo es poder calibrar TREX-DM en energías cada vez más bajas, como parte de la estrategia de reducción del umbral de energía.

La implantación con éxito de este sistema de calibración permitirá conocer con mayor precisión el umbral de energía efectivo de TREX-DM.

## 7.5 Primeras medidas de fondo

La operación del detector a diferentes presiones durante el 2019, con la que se consiguió la serie de medidas descrita anteriormente, permitió en ocasiones tomar datos de fondo de forma estable y de corta-media exposición (días), a pesar de los problemas de corrientes de fuga y sus consecuencias en términos de ganancia, ruido y estabilidad.

Los resultados de una de las primeras medidas de fondo pueden verse en la

figura 7.18. Si se observa el espectro en el rango completo de energía, se pueden diferenciar tres poblaciones: en la parte de baja energía hasta  $50 \cdot 10^3$  ADC el fondo desciende de forma exponencial; entre  $50 \cdot 10^3$  y  $200 \cdot 10^3$  ADC la pendiente del descenso del fondo se reduce; a partir de  $200 \cdot 10^3$  ADC el fondo vuelve a crecer, para caer drásticamente en torno a  $600 \cdot 10^3$  ADC.

En la región de menor energía (figura 7.18 centro), que incluye parte de la región de interés objetivo de TREX-DM para la búsqueda del WIMP (0.4-7 keV), el fondo es plano y arroja un primer valor de  $2.9 \cdot 10^3$  dru ( $\text{counts keV}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ d}^{-1}$ ), casi tres órdenes de magnitud mayor que el pronosticado en el modelo de fondo [28]. Cabe apuntar que el umbral de energía durante estas medidas estuvo en torno a 1.2 keV, por encima del umbral objetivo del experimento de 0.4 keV.

Si para la región de menor energía se toman solo los eventos recogidos en el área central de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  del detector, el valor del fondo se reduce a  $1.1 \cdot 10^3$  dru. Esto apunta a que puede existir una contaminación superficial en la paredes internas del área activa.

Este valor de fondo ha sido calculado a partir de un análisis básico pero, aunque es de esperar que un análisis más profundo y sofisticado pueda reducirlo en algún factor, es suficiente como para concluir que existe alguna contaminación en el detector que provoca esta actividad inesperada.

Aunque las primeras medidas estables de fondo se produjeron en un punto de operación a 3 bar de presión, hubo algunos puntos de operación a 4, 6 y 8 bar que también permitieron recoger datos de fondo, aunque normalmente las exposiciones eran cortas debidas a la inestabilidad del detector. A pesar de ello, se pudieron cuantificar valores de fondo a diferentes presiones, todos ellos compatibles con el primer valor de fondo medido a 3 bar. Cabe apuntar que con el aumento de presión los eventos de fondo que parecían proceder de las paredes tenían un recorrido medio menor, lo que permitía aumentar un poco el área de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$  del anterior análisis a 3 bar, reduciendo un poco el valor de fondo hasta  $0.98 \cdot 10^3$  dru.

## 7.6 Reducción de fondo dominado por Radón

En la segunda intervención, en Octubre-Noviembre de 2019, se consiguió reducir las corrientes de fuga que se producían en los conectores fujipoly, pero no fueron eliminadas completamente. Tras esta intervención se hacía muy difícil el mantener el detector estable con un voltaje en la mesh por encima de 350-400 V, ya que estas fugas, fuertemente dependientes del voltaje aplicado en la mesh, aumentaban considerablemente por encima de esos valores de voltaje. Con estos voltajes de 350-400 V en la mesh y para tener una amplificación aceptable que conllevara un umbral de energía en torno a 1 keV, puesto que estas fugas de corriente también afectaban al nivel de ruido en el experimento, se decidió trabajar a 4 bar, lo que permitiría el estudio del origen del fondo que había sido cuantificado en esta primera fase.

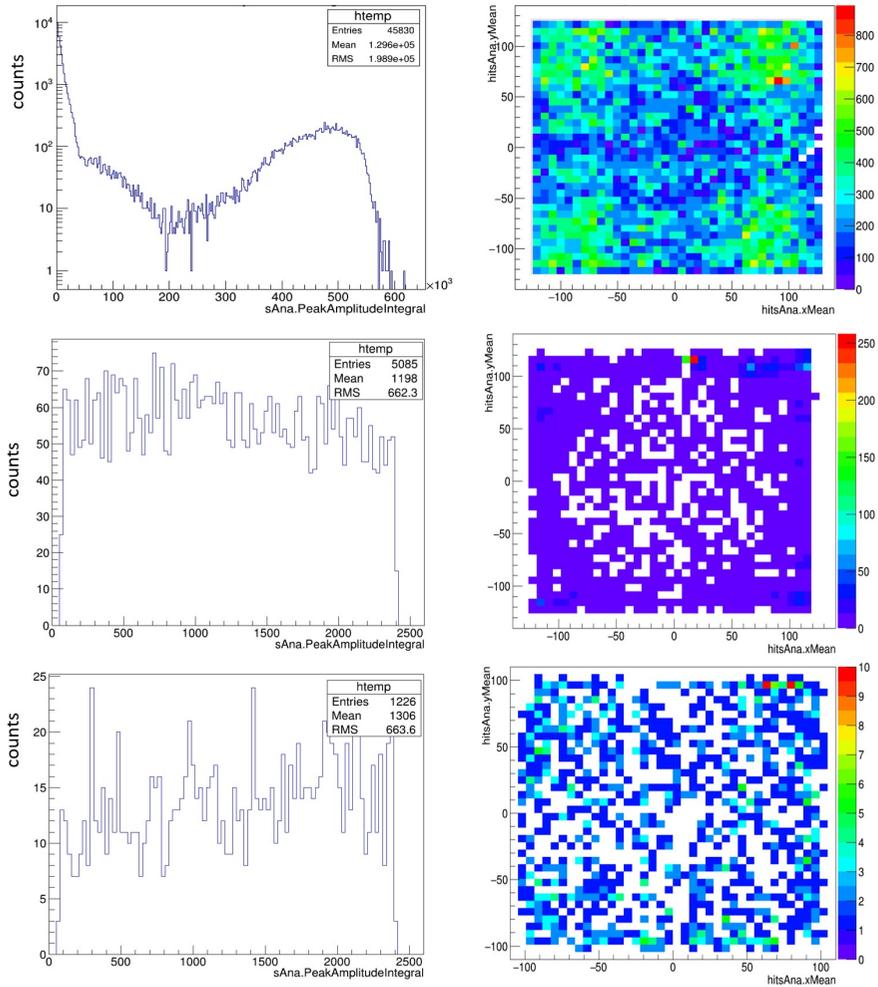


Figura 7.18: Resultados de las medidas de fondo durante 7 días con Ne + 2% Isobutano a 3 bar. A la izquierda se presentan los espectros de energía, representados por el observable 'sAna.PeakAmplitudeIntegral', y a la derecha de cada espectro se presenta el mapa de actividad correspondiente. • Superior: espectro completo de la toma de datos durante 7 días. • Centro: espectro en el rango de baja energía (~1.2-7 keV). • Inferior: espectro en el rango de baja energía (~1.2-7 keV) y en el área centrada del detector de 20 x 20 cm<sup>2</sup> (el área total del detector es 25 x 25 cm<sup>2</sup>).

En paralelo a estos estudios, se comenzaría un nuevo diseño de Micromegas y una nueva cadena de conexión para evitar estas corrientes de fuga (sección 8). Además, durante el diseño de las nuevas Micromegas, se trabajaría en el proceso de fabricación de las mismas para intentar reducir la contaminación de <sup>40</sup>K medido [28].

En la figura 7.18 se puede ver que el espectro de energía, representado por el

observable PeakAmplitudeIntegral, contiene a la derecha una importante población de eventos. Muchos de ellos de una energía tal que muchos de los canales sobrepasaban el rango dinámico de la electrónica y llegan a saturar (ver figura 7.19). Este hecho hizo sospechar de una contaminación en la cámara con eventos de alta energía, probablemente partículas alfa, por lo que se decidió reducir la ganancia en la Micromegas proporcionalmente para poder detectar y recoger estos eventos de alta energía sin saturar la electrónica.

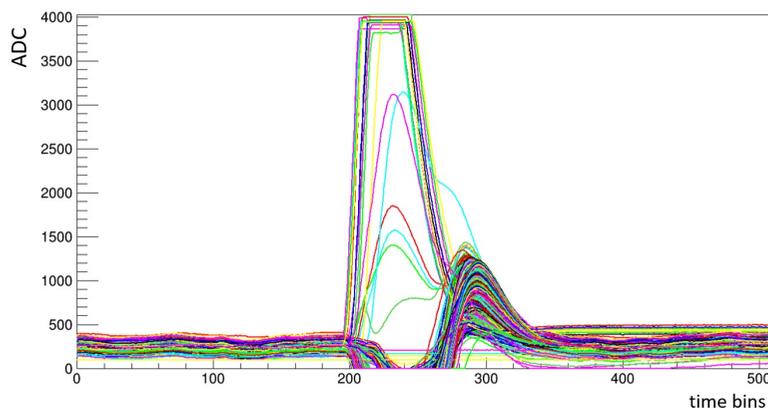


Figura 7.19: Evento con saturación en algunos canales durante una toma de datos de fondo cuyo espectro puede verse en la figura 7.18. Este evento tiene un PeakAmplitudeIntegral de  $554 \cdot 10^3$  ADC, en el extremo de mayor energía del espectro.

La figura 7.20 muestra el resultado tras una toma de datos de fondo con baja ganancia ( $V_{mesh} = 250V$ ). Los eventos de la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  quedan por debajo del umbral de energía en esta toma de datos, lo que hacía imposible una calibración en energía. Los dos picos que se diferencian probablemente corresponden a partículas alfa de 5.3 MeV y 7.7 MeV del  $^{210}\text{Pb}$  y  $^{214}\text{Po}$  respectivamente, provenientes de la desintegración del isótopo del Radón más común, el  $^{222}\text{Rn}$ .

Si existía una contaminación por Radón en la TPC era de esperar que las emisiones de electrones de baja energía asociadas a la cadena de desintegración de este (ver figura 10.1) contribuyeran al fondo en la región de interés (0.4–7 keV). Además, estas emisiones de electrones no fueron tenidas en cuenta en el modelo de fondo, puesto que no se preveía una contaminación por Radón, lo que podría explicar toda o parte de la diferencia encontrada entre el valor de fondo medido y el pronosticado por el modelo de fondo. Esto se comprobó más tarde cuando, buscando un posible emanador de Radón dentro del sistema de gas, se aisló el filtro de Oxígeno, suponiendo esto un factor 10 de reducción en la actividad de los eventos de alta energía detectados anteriormente. Y lo más importante, esta prueba también arrojó casi el mismo factor de reducción en los eventos de baja energía en la región de interés.

Tras descubrir que el filtro de Oxígeno era un importante emanador de Radón

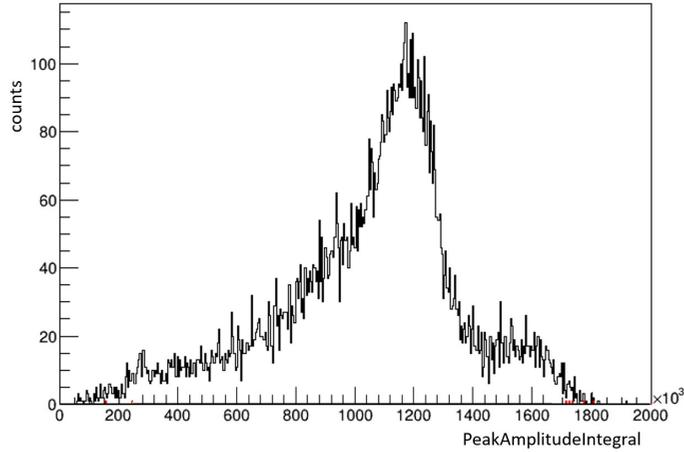


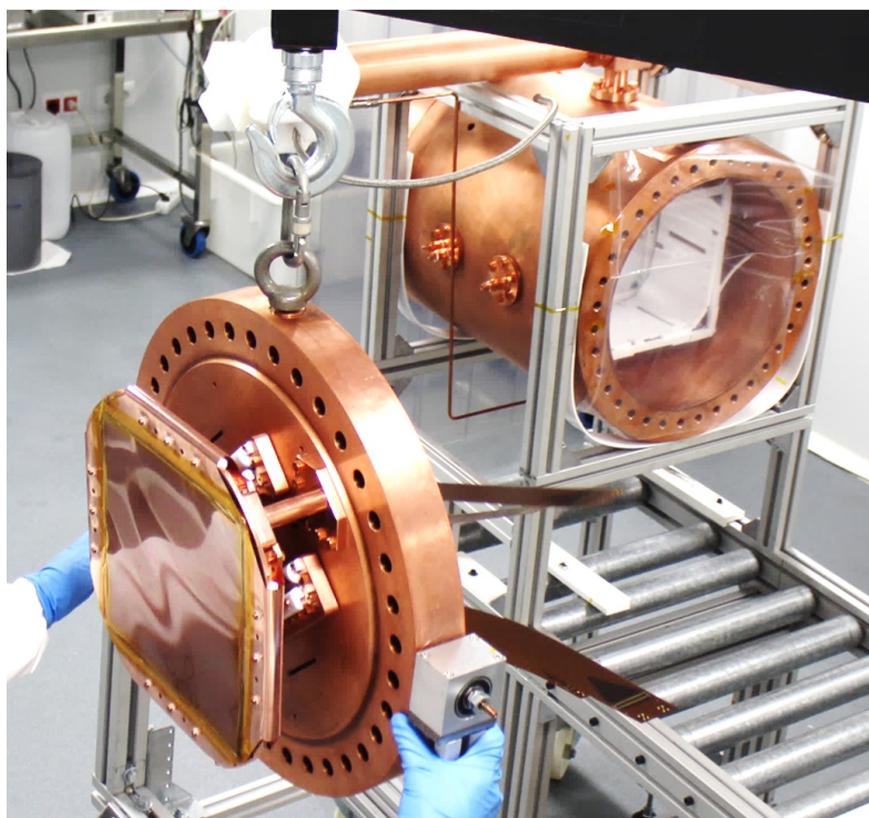
Figura 7.20: (Figura presentada en el informe semestral para el comité científico del LSC en 2020) Espectro de energía durante una toma de datos de fondo (42 horas) en baja ganancia, para eventos de alta energía, con  $V_{mesh} = 250$  V. La hipótesis más probable es que los dos picos que se diferencian corresponden a alfas de 5.3 MeV y 7.7 MeV del  $^{210}\text{Pb}$  y  $^{214}\text{Po}$  respectivamente.

dentro del sistema de gas, se probaron otras clases de filtros, aunque ninguno de ellos dio un resultado satisfactorio. Finalmente, se decidió operar el detector en lazo abierto, de manera que el gas pasaba directamente desde la botella de mezcla hasta la TPC, sin pasar por el filtro de Oxígeno. Se hizo una comprobación previa del caudal mínimo necesario para que la degradación del gas dentro de la cámara no tuviera consecuencias negativas sobre la ganancia y la estabilidad del detector, concluyendo que con un caudal pequeño de  $\sim 1$  l/h el gas permanecía en buenas condiciones.

Con este nuevo modo de operación en lazo abierto se tomaron medidas de fondo que arrojaron valores de fondo en la región de baja energía ( $\sim 1-7$  keV) de  $\sim 100$  dru, un orden de magnitud por debajo del primer valor medido.

## Capítulo 8

# Nuevo plano de lectura para TREX-DM



En el capítulo 7 se ha descrito el proceso de puesta en marcha del detector TREX-DM en el LSC durante la primera mitad del 2018, las primeras calibraciones con Ar + 1% Isobutano durante la segunda mitad del 2018 y la fase con Ne + 2% Isobutano durante todo el 2019. En esta última fase con Ne + 2% Isobutano, conforme se fue aumentando la presión, y con ello el campo de amplificación en la Micromegas, comenzaron a aparecer corrientes de fuga en los conectores fujipoly que estaban instalados en cuatro puntos de la cadena de conexión desde la Micromegas hasta la electrónica de adquisición: dos conectores situados dentro de la cámara que conectaban el circuito Micromegas con los cables planos y otros dos conectores fuera de la cámara que conectaban los cables planos con la electrónica de adquisición.

A pesar de los esfuerzos realizados para eliminar o reducir estas corrientes de fuga, no fue posible mantener el detector estable por encima de 4 bar, por lo que se decidió mantener el detector a esta presión y trabajar en la búsqueda del origen del fondo que ya había sido cuantificado. En paralelo a estos trabajos, se comenzó el diseño de unas nuevas Micromegas y una nueva cadena de conexión que suprimiría estas corrientes de fuga. Además, y no menos importante, durante el diseño de estas nuevas Micromegas se trabajaría en el proceso de fabricación de las mismas para intentar reducir la contaminación de  $^{40}\text{K}$  medido hasta entonces [28].

La instalación de los nuevos elementos debía de hacerse sobre la misma cámara ya certificada para una presión de trabajo de 10 bar, con las mínimas modificaciones posibles. Con estas premisas se diseñó el sistema que puede verse en la figura 8.1. La nueva Micromegas se conecta mediante cuatro conectores 'Face to Face' (FtF) (ver sección 5.1) a cuatro cables planos radiopuros que salen de la cámara hasta la pared externa del blindaje de plomo. Allí los extremos de los cables planos se conectan a la electrónica a través de unos cables flexibles y blindados ya usados en la anterior versión (cables azules).

En este capítulo se describe con detalle la fase de diseño de las nuevas Micromegas, los cables planos y los pasa-muros. Tras esta fase, y su posterior fabricación, se describe la instalación y puesta en marcha del nuevo plano de lectura. Por último se analizan los primeros datos tomados con este plano de lectura en Ne + 2% Isobutano.

## 8.1 Nuevas Micromegas

Las corrientes de fuga que se habían estado observando tenían su origen en las *strips* que, debido a chispas o a la variabilidad geométrica de los agujeros de amplificación durante la fabricación, habían quedado corto-circuitadas con la mesh o con una baja resistencia con esta (ver defecto en un agujero de la mesh en la figura 7.14). Esta degradación en algunos agujeros es habitual durante la puesta en marcha de una Micromegas, hasta que se alcanza un punto de operación estable, y aumenta la probabilidad de degradación conforme se aumenta el campo de amplificación para buscar la máxima ganancia. Esta degradación, y las consecuencias de tener algunos

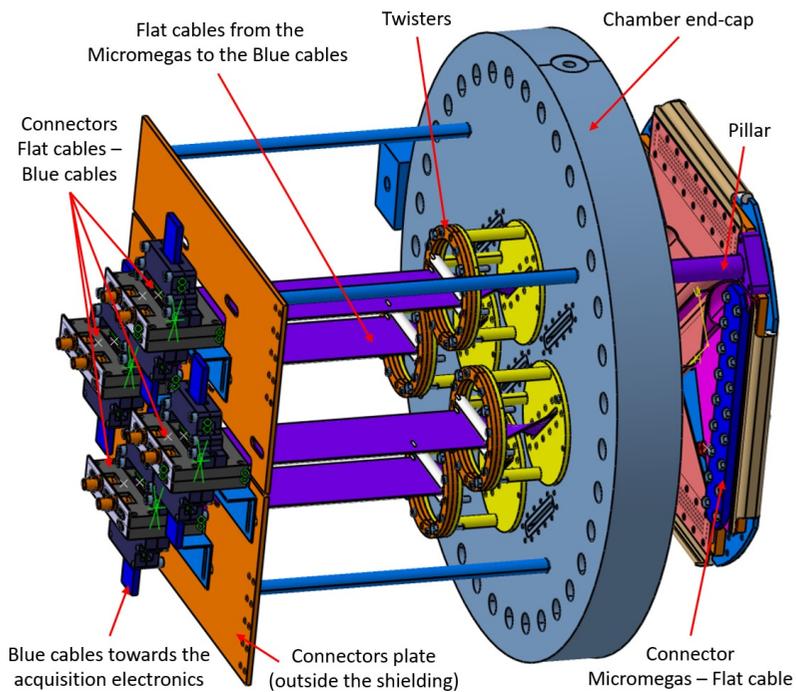
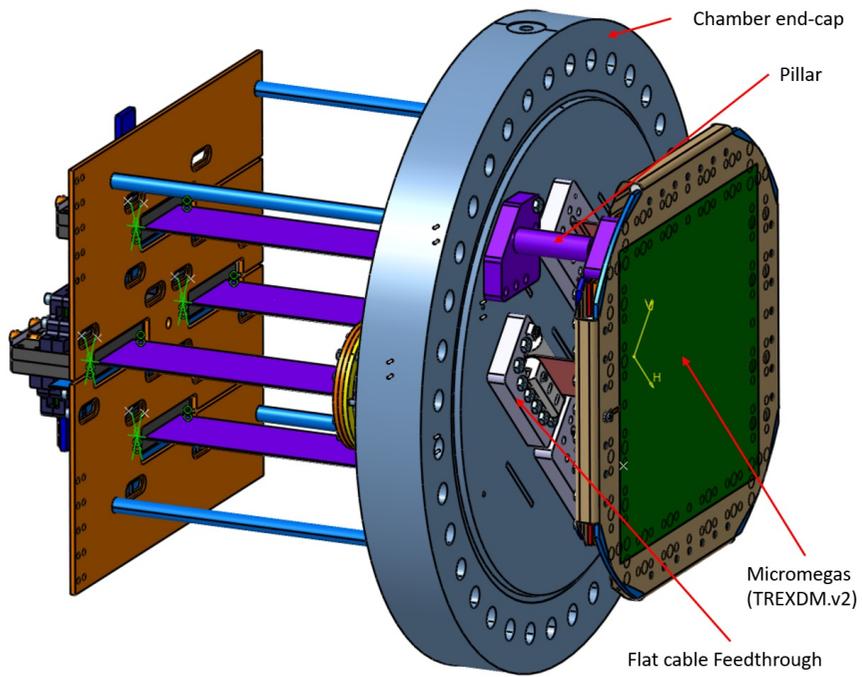


Figura 8.1: Vista 3D del nuevo plano de lectura de TREX-DM con la nuevas Micromegas, incluida la cadena de conexión hasta la electrónica.

canales con un voltaje igual o muy cercano al de la mesh, no se tuvieron en cuenta para el diseño de las primeras Micromegas instaladas en TREX-DM.

Para tener en cuenta este efecto de degradación, durante el diseño de las nuevas Micromegas se estudiaron minuciosamente las zonas del circuito para evitar las fugas desde un canal hacia tierra o desde un canal hacia otro canal (los canales están conectados a tierra a través de la electrónica, figura 3.20). Este estudio se hizo asumiendo que un canal podría llegar a estar a un potencial de 575 V, que se corresponde con el voltaje a la máxima ganancia alcanzada en Ar + 1% Isobutano a 10 bar según la figura 7.4 (115 kV/cm en un gap de  $50 \cdot 10^{-4}$  cm). En Ne + 2% Isobutano se alcanzan voltajes similares.

Con la experiencia acumulada durante la operación del detector, junto con el estudio detallado de las zonas en el circuito susceptibles de fuga de corriente, se determinaron los parámetros de diseño de la siguiente Micromegas y que pueden verse en la tabla 8.1.

Parámetro	MM v1	MM v2
Distancia mínima entre canales ( $\mu\text{m}$ )	75	500
Distancia mínima entre vías de canal y tierra ( $\mu\text{m}$ )	200	4000
Número de lengüetas (ud)	2	4
Distancia entre pads en la fuella del conector ( $\mu\text{m}$ )	150 (fujipoly)	4000 (FtF)
Distancia de amplificación ( $\mu\text{m}$ )	50	50
Distancia entre <i>strips</i> en el área activa ( $\mu\text{m}$ )	50	100
Patrón de agujeros (Diameter-Pitch) ( $\mu\text{m}$ )	50 - 100	60 - 110

Tabla 8.1: Comparación de los parámetros de diseño entre la Micromegas v1 (instalada en TREXDM en 2018) y la Micromegas v2 (instalada en TREXDM en 2022).

### 8.1.1 Estudio por zonas del circuito

Durante este estudio, para los elementos del circuito (canales y tierras) que pueden tener diferencias de potencial entre ellos de 575 V, se dieron varios casos según la ubicación de estos elementos en el circuito: situados en la misma capa, situados en distintas capas y el caso particular de las vías que unen varias capas.

El área activa de una Micromegas del tipo microbulk [11] tiene al menos 3 capas de cobre separadas por dos de kapton (figura 8.2). Aparte de estas 3 capas de cobre pueden añadirse otras capas en la parte inferior del circuito, según las necesidades, pero lo habitual es añadir otra capa de kapton para aislar la capa 3 que contiene las pistas del eje Y. Fuera del área activa, en el enrutamiento de los canales hasta los conectores, pueden usarse todas las capas que se necesiten, pero lo habitual es usar el mismo número de capas que en el área activa llevando los canales por la capa 2 y dejando las capas 1 y 3 como planos de tierra para el blindaje de los canales.

En el caso de TREX-DM el espesor de las capas de cobre es de 17  $\mu\text{m}$ , el usado

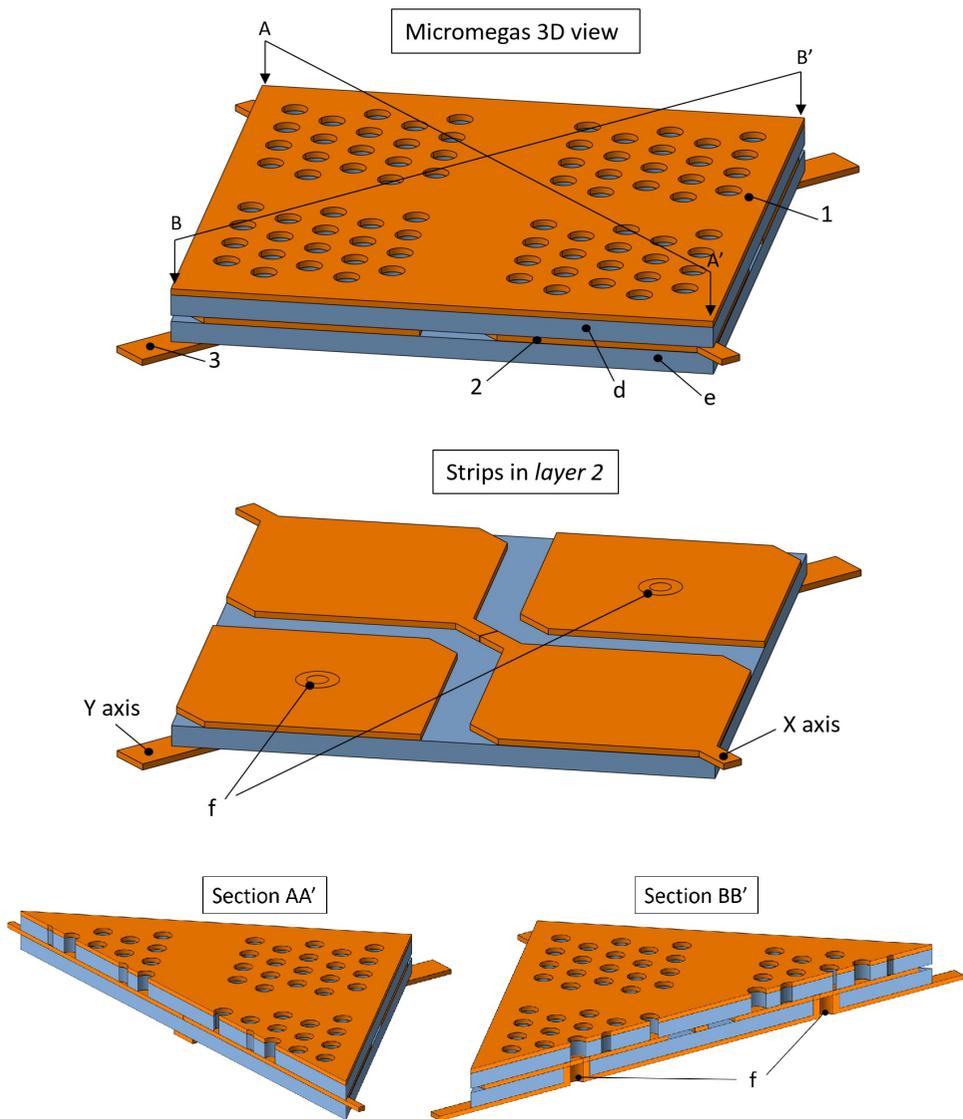


Figura 8.2: • Superior: vista en 3D de una pequeña zona del área activa en una Micromegas tipo microbulk, con los agujeros se produce la amplificación de electrones por el efecto de avalancha. • Central: geometría de las *strips* en la capa 2. • Inferior: secciones AA' y BB' de la imagen superior. En estas imágenes se pueden diferenciar los elementos con las siguientes etiquetas: (1) capa 1 con la mesh (cátodo) y los agujeros de amplificación; (2) capa 2 con píxeles unidos entre sí en la misma capa formando las *strips* del eje X y los píxeles unidos entre sí a través de la capa 3 formando las *strips* del eje Y; (3) capa 3 donde se sitúan las pistas que conectan los píxeles del eje Y; (d) capa de kapton separando las capas 1 y 2; (e) capa de kapton separando las capas 2 y 3; (f) vías que conectan los píxeles de la capa 2 con las pistas de la capa 3 para formar las *strips* del eje Y.

habitualmente en la fabricación de las GEM y las Micromegas, y no suele cambiarse a no ser que las necesidades específicas obliguen a ello. El espesor de las capas de kapton en el área activa es de  $50\ \mu\text{m}$ , definido por el *gap* de amplificación.

### Elementos situados en distintas capas del circuito

En este caso no se acometió ninguna medida especial ya que la separación entre capas de  $50\ \mu\text{m}$  de kapton en el circuito Micromegas, distancia fijada por el *gap* de amplificación, asegura un aislamiento más que suficiente. La ruptura del dieléctrico, aun en los casos más desfavorables en el que se produce degradación por temperatura y humedad [87], es superior a  $70\ \text{kV/mm}$ . Este campo equivale a una diferencia de potencial máxima entre capas del circuito Micromegas de más de  $3500\ \text{V}$ . Asumiendo que el máximo voltaje que se alcanzará entre capas es de  $575\ \text{V}$ , hay margen suficiente como para absorber imperfecciones en el material y tolerancias en el espesor de la capa separadora de kapton.

Por otro lado, las Micromegas suelen pegarse o unirse para su operación en una TPC a una superficie que funciona como soporte mecánico. La relación de las *strips* y este soporte, separadas  $50\ \mu\text{m}$  entre sí (revestimiento inferior de la Micromegas con kapton de  $50\ \mu\text{m}$  de espesor), introduce una capacidad en el sistema del mismo orden que la que se produce entre las *strips* y la *mesh*, que también están separadas  $50\ \mu\text{m}$ . Para reducir la capacidad *strips*-tierra se decidió añadir un plano de tierra en la parte inferior del área activa, a  $150\ \mu\text{m}$  de la capa 3 (figura 8.3).

### Elementos situados en la misma capa (superficial) del circuito

En el caso de una capa cuya superficie está en contacto con el ambiente, no tiene ningún recubrimiento protector, pueden producirse corrientes de superficie entre elementos cercanos del circuito situados en esta capa.

Las fugas de corriente en la zona de los conectores fujipoly, en la primera

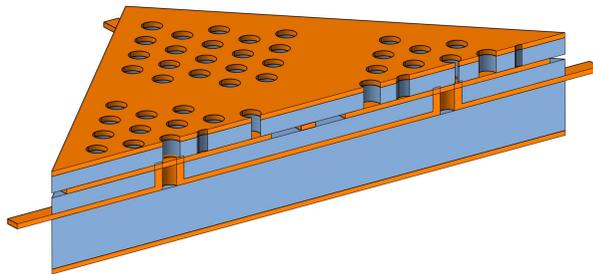


Figura 8.3: Sección del área activa de la Micromegas con el plano de tierra añadido en la parte inferior, con una separación de  $150\ \mu\text{m}$  respecto a la capa 3 del circuito Micromegas.

Micromegas instalada en TREX-DM, se producían entre los *pads* de los canales contiguos o entre los *pads* de los canales y el plano de tierra más cercano, siempre debido a uno o varios canales corto-circuitados con la mesh. Estos elementos se encontraban en la capa superior del circuito, donde se sitúan las huellas de los conectores.

Durante la operación de las primeras Micromegas instaladas en TREX-DM se comprobó que, en los conectores del exterior de la cámara, las corrientes de fuga se reducían si se aplicaba un flujo de aire caliente en la zona del conector. El flujo de aire parecía reducir la humedad en la zona del conector y con ello la corriente de fuga, una relación conocida en este tipo de materiales [88].

Para evitar este daño en la nueva Micromegas se aumentó la separación entre los *pads*, de 150  $\mu\text{m}$  en la anterior versión, hasta 4000  $\mu\text{m}$  en esta nueva versión.

### Elementos situados en la misma capa (interna) del circuito

En el caso de una capa intermedia, en la que su superficie está recubierta por el material usado para el pegado de las capas del circuito, y este material está uniformemente distribuido y adherido, se elimina el camino libre por el cual se conducen las cargas a través de la superficie.

Sin embargo, el hecho de tener dos elementos en la capa muy cercanos puede producir que el pegamento no se adhiriera de forma homogénea y uniforme a la superficie que hay entre ellos, quedando caminos libres para la conducción de cargas.

Para evitar o reducir la posibilidad de fallo por este motivo, se aumentó la distancia entre los elementos o canales de la misma capa, de 75  $\mu\text{m}$  en la anterior versión, hasta 500  $\mu\text{m}$  en esta nueva versión.

Además, aunque en este trabajo no se ha abordado el estudio del *crosstalk* entre canales en el circuito Micromegas, el aumento de la distancia entre canales favorece la disminución de este efecto.

### Vías en el circuito

Aparte de las corrientes de fuga que se producían en la superficie de los conectores fujipoly, en dos de las intervenciones realizadas en la sala blanca se localizaron sendas fugas desde canales de la Micromegas hacia los planos de tierra, en el propio circuito Micromegas. Estas dos fugas se tuvieron que reparar cortando los dos canales una vez que estaban fuera de la mesh (figura 7.15). Con esta operación se eliminaron las fugas debidas a estos canales, confirmando que la unión canal-tierra que producía la fuga se encontraba en algún lugar del recorrido desde el punto donde se había cortado el canal hasta el conector. La zona con mayor probabilidad de albergar este cortocircuito era la correspondiente a las vías usadas para pasar los canales desde la capa intermedia a la capa superior, al lado de la huella del conector fujipoly

(figuras 7.14 y 7.15), ya que era aquí donde las distancias entre los canales y los planos de tierra eran más pequeñas. Esto no se pudo confirmar, puesto que hubiera sido necesario cortar otras zonas del circuito para ello, lo que comportaba el riesgo de dañar la Micromegas que tenía que instalarse lo antes posible en la cámara.

Para evitar este daño en la nueva Micromegas se aumentó la separación entre las vías (de canal o tierras) y los elementos más próximos, en cualquiera de las tres capas, de 200  $\mu\text{m}$  en la anterior versión, hasta 4000  $\mu\text{m}$  en esta nueva versión.

### 8.1.2 Revisión del área activa

También se revisaron todos los parámetros relevantes, aunque no tuvieran una implicación directa en la causa de las fugas, incluyendo los parámetros que definen el área activa.

No había ninguna razón para modificar el número de canales (512 canales) ni las dimensiones totales del área activa ( $25 \times 25 \text{ cm}^2$ ), pero había dos incentivos para revisar el patrón de agujeros y el tamaño de los píxeles: por un lado el intentar mejorar la calidad durante la fabricación y por otro el tratar de aumentar la distancia entre píxeles, de forma que se pudieran minimizar las posibles corrientes de fuga entre ellos (elementos en la misma capa susceptibles de estar a diferente potencial).

En cuanto a la mejor calidad del nuevo área activa respecto a la anterior, desde el grupo MPT (Micro-Pattern Technologies) del CERN, donde se fabrican las Micromegas tipo microbulk de TREX-DM, y después de presentar los resultados obtenidos con las Micromegas previas, recomendaron la ampliación del diámetro de los agujeros de amplificación de 50 a 60  $\mu\text{m}$ , o incluso más. La principal razón era que el proceso de perforación de los agujeros o *etching* durante la fabricación estaría mejor controlado para tamaños de agujero mayores, con lo que la calidad del área activa en términos de geometría sería mayor. Esto podría favorecer el máximo voltaje alcanzable y por lo tanto una mayor ganancia alcanzable. Sin embargo, por otro lado, hubo un temor de que un aumento en el diámetro del agujero conllevara un empeoramiento del efecto embudo en la zona de los agujeros (figura 7.3) y con ello un empeoramiento en la ganancia. Pero estudios realizados [81] en Micromegas con diferentes diámetros y *gap* apuntaban a que la diferencia era pequeña, y por lo tanto, podría ser contrarrestada por la mayor calidad del área activa y mayores ganancias alcanzables.

También se revisó la distancia entre píxeles. En las Micromegas anteriores no se observó ninguna fuga en la zona del área activa, con una separación de 50  $\mu\text{m}$  entre los píxeles (figura 8.4). Sin embargo, los altos voltajes previstos en la Micromegas por la operación del detector a 10 bar y el posible uso futuro de mezclas de gas con mayor concentración de Isobutano, cuya operación necesita de voltajes todavía mayores, haría aumentar el riesgo de aparición de fugas de corriente en la zona entre píxeles.

Con estos incentivos para la revisión del área activa, se analizó el impacto que

podrían tener estas modificaciones en la recolección de electrones primarios desde el volumen de conversión hacia los agujeros de amplificación. Para lo cual se eligieron tres patrones diferentes y se realizaron simulaciones de campo eléctrico para cada uno de ellos, en la zona más próxima a la mesh y a diferentes presiones desde 1.5 hasta 10 bar (figura 8.5), con un campo reducido de deriva de  $200 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ . Aplicando la aproximación por la cual los electrones primarios en el volumen de conversión siguen las líneas de campo eléctrico, para cada simulación se midió la longitud de la zona entre píxeles cuyas líneas de campo no acababan en el agujero de amplificación, es decir, acababan en la mesh. Esta longitud de 'zona muerta' para cada simulación se aplicó a todo el contorno del píxel, dando como resultado el 'área muerta' total para cada píxel. El ratio entre el 'área muerta' y el área total de influencia del píxel (tamaño del píxel más la separación entre píxeles) es la ineficiencia de recolección para cada patrón.

Es necesario señalar que la aproximación de que los electrones primarios en el volumen de conversión siguen las líneas de campo eléctrico introduce un error en el método y no ha sido cuantificado. Esta aproximación se basa en los mecanismos de transporte de electrones dentro de un campo eléctrico, en el que el electrón sufre una aceleración, dependiente de la intensidad del campo, y un frenado, dependiente del recorrido medio del electrón en el medio gaseoso, de manera repetida a lo largo de toda su trayectoria [45]. Las velocidades de deriva (velocidades medias) típicas en mezclas de Argón o Neón están en el rango de 2-3  $\text{cm}/\mu\text{s}$  (tabla 3 de [31]), mientras que los recorridos medios de los electrones durante su deriva están en torno a 1-100  $\mu\text{m}$  (hallado a partir de las velocidades medias de deriva y la aceleración sufrida por un electrón en un campo de  $200 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ ) antes de ser frenados. Se espera con ello que los electrones en su trayectoria no se separen mucho de las líneas de campo, aunque en las zonas cerca del agujero, donde se produce el efecto embudo con un gradiente del campo alto, los electrones tenderán a salirse con mayor facilidad de las líneas de campo. Además el efecto de la difusión tampoco se tiene en cuenta, aunque este efecto tiende a contrarrestarse si se asume la simplificación de que existe el mismo número de electrones que pueden salir hacia la 'zona muerta' que los que pueden entrar desde ella hacia la zona de amplificación. En todo caso, los errores producidos por estos efectos serán equivalentes en cada uno de los casos que se estudian, por lo que el objetivo comparativo del análisis queda validado sin necesidad de tener en cuenta todos ellos.

En el nuevo diseño se quería mantener, respecto al diseño anterior, el mismo número de canales/strips y la misma superficie de área activa, entonces debía mantenerse la misma anchura de *strips*. Los parámetros susceptibles de cambio serían el diámetro de los agujeros (D), la distancia entre centros de agujeros dentro del píxel (P) y la distancia entre centros de agujeros entre píxeles contiguos (IP). Este último parámetro (IP) determina también la distancia entre píxeles, ya que por motivos de fabricación tiene que haber al menos 65  $\mu\text{m}$  (66.17  $\mu\text{m}$  en la figura 8.4) entre el borde de un agujero y el borde del píxel en el que está contenido.

Con estas condiciones se plantearon 3 patrones diferentes para el nuevo diseño, para los cuales se realizaron las simulaciones de campo y el cálculo de la eficiencia tal y como se ha descrito anteriormente. Los resultados de estas simulaciones pueden

verse en la tabla 8.2. Los diferentes patrones y sus resultados se comentan a continuación:

- D50P100IP240: Es el mismo patrón usado en la versión anterior instalada en TREX-DM y que se puede ver en la figura 8.4. Sin embargo, este patrón todavía permitía aumentar un poco la distancia entre píxeles de  $50 \mu\text{m}$  hasta  $60 \mu\text{m}$ . Es el patrón que mayor eficiencia muestra.
- D60P120IP260: Este patrón es el propuesto por el grupo MPT (Micro-Pattern Technologies) del CERN, con el argumento de su mayor calidad de fabricación. Este patrón permitía una separación entre píxeles de  $70 \mu\text{m}$ . Tiene una eficiencia de recolección en torno a un 3-4% menor que el patrón D50P100IP240.
- D60P110IP290: Este patrón surge del planteamiento de aumentar la distancia entre píxeles en el patrón D60P120IP260, permitiendo una separación entre píxeles de  $100 \mu\text{m}$ . Tiene una eficiencia de recolección en torno a un 10-12% menor que el patrón D50P100IP240.

Pressure (bar)	Mesh Voltage (V)	Efficiency D50P100IP240 (%)	Efficiency D60P120IP260 (%)	Efficiency D60P110IP290 (%)
1.5	350	88	84	76
3	380	76	73	65
4	420	74	70	63
6	470	69	65	58
8	520	66	63	56
10	550	64	60	54

Tabla 8.2: Eficiencia en la recolección de electrones primarios para tres patrones diferentes con diferentes distancias entre agujeros de píxeles contiguos (IP) de  $240 \mu\text{m}$ ,  $260 \mu\text{m}$  y  $290 \mu\text{m}$ . En la figura 8.4 pueden verse dos de estos tres patrones, con IP de  $240$  y  $290 \mu\text{m}$ .

El patrón D50P100IP240 de la anterior versión de la Micromegas instalada en TREX-DM quedó descartado, ante la garantía de poder tener un área activa de mayor calidad, el limitado incremento posible en la separación de los píxeles (de  $50$  a  $60 \mu\text{m}$ ) y la comprobación de la pequeña pérdida de eficiencia (3-4%) del siguiente patrón D60P120IP260. Entre los dos patrones con diámetro de agujero D60 había una ventaja del patrón D60P120IP260 en cuanto a la eficiencia. Sin embargo, la ventaja se invertía en cuanto a la distancia entre píxeles, las  $100 \mu\text{m}$  para el patrón D60P110IP290 frente a las  $70 \mu\text{m}$  del patrón D60P120IP260. Finalmente, se primó la mitigación del problema de las corrientes de fuga, siendo el patrón D60P110IP290 el elegido para las nuevas Micromegas (figura 8.4).

Es necesario apuntar que el campo reducido de deriva de  $200 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ , usado en las simulaciones, es el campo aplicado durante la operación de la anterior

Micromegas instalada en TREX-DM, después de haber realizado la curva de transmisión a 3 bar en Ne + 2% Isobutano. Este campo de deriva en el *plateau* de la curva de transmisión coincide con el *plateau* (transmisiones del 95-100%) de las curvas de transmisión realizadas en el estudio previo con Micromegas pequeñas [77] para todas las presiones. La mayor pérdida de eficiencia a mayores presiones en las zonas inter-píxel, podrían ser mitigadas si se usan menores campos de deriva a presiones altas. Aunque, por otro lado, estos menores campos pueden llevar a pérdidas de eficiencia debido a *attachment* y recombinación durante la deriva de los electrones primarios hacia el plano de lectura. Finalmente, el ajuste del campo de deriva para las nuevas Micromegas vendrá determinado por la realización y el estudio de las nuevas curvas de transmisión, con el detector en operación.

Una posible solución para aumentar la eficiencia de recolección de electrones en las zonas inter-píxel se puede ver en la figura 8.6. Se trata de un posible desarrollo de una Micromegas en la que las zonas de los píxeles en la mesh se encuentran rodeadas de un electrodo al que se le puede aplicar un potencial mayor que a la mesh. Esta solución puede reducir la pérdida de eficiencia en la zona inter-píxel desviando las líneas de campo hacia los agujeros. Desde el punto de vista de la fabricación este diseño es posible, pero el principal problema es que si el electrodo es demasiado fino podría llegar a cortarse en algunas zonas, teniendo con ello algunas de las partes del electrodo flotantes, lo que produciría el efecto contrario al que se desea.

### 8.1.3 Reducción de fondo de las Micromegas

Las anteriores Micromegas instaladas en TREX-DM representaban la principal contribución al modelo de fondo [28], con 2.30 dru (counts keV<sup>-1</sup> kg<sup>-1</sup> d<sup>-1</sup>) en Argón y 2.68 dru en Neón. Esta contribución se debía a la actividad del isótopo <sup>40</sup>K contenido en las Micromegas y que fue cuantificado mediante medidas con germanios en  $3.45 \pm 0.40 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ .

La estrategia para la medida de la radiactividad intrínseca en una gran variedad de materiales, desarrollada a lo largo de varios años dentro del proyecto T-REX, permitió identificar la causa de esta contaminación de <sup>40</sup>K. Durante la fabricación de las Micromegas por el grupo MPT del CERN, se realiza el proceso de perforación o *etching* de los agujeros en la mesh mediante el uso de Hidróxido de Potasio (KOH). Este compuesto químico se deposita como residuo en las paredes de los agujeros, contribuyendo así a la contaminación mediante el isótopo <sup>40</sup>K, así que el MPT propuso un proceso de limpieza con agua desionizada que podía ser aplicado en el último paso del proceso productivo y que podría reducir esta contaminación.

En la producción habitual de las Micromegas, tras la aplicación del baño con Hidróxido de Potasio para la perforación de los agujeros en la mesh, se aplica un último baño de Permanganato Potásico (KMnO<sub>4</sub>), cuyo objetivo es limpiar de impurezas el área activa de la Micromegas. El nuevo proceso de limpieza con agua desionizada se aplicaría tras este baño, pero necesitaría tras él un nuevo y último baño con Permanganato Potásico. Por lo tanto el nuevo proceso de limpieza implicaba dos baños adicionales, el de agua desionizada y el de Permanganato

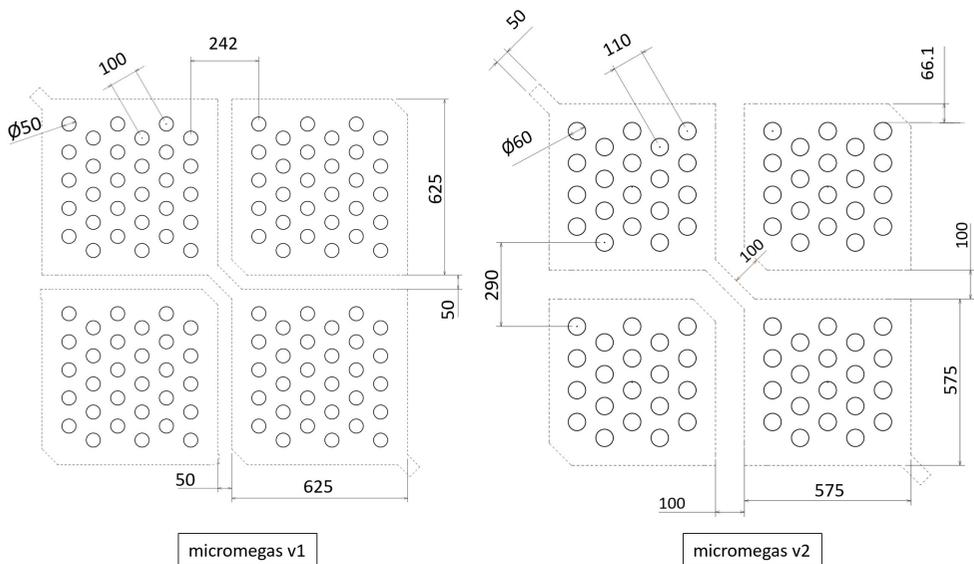


Figura 8.4: Patrón de agujeros en la mesh superpuesto a la geometría de los píxeles/strips. • Izquierda: primera Micromegas instalada en TREX-DM con  $50\ \mu\text{m}$  de diámetro de agujero,  $100\ \mu\text{m}$  de separación entre centros y  $50\ \mu\text{m}$  de separación entre píxeles. • Derecha: nueva Micromegas con  $60\ \mu\text{m}$  de diámetro de agujero,  $110\ \mu\text{m}$  de separación entre centros y  $100\ \mu\text{m}$  de separación entre píxeles.

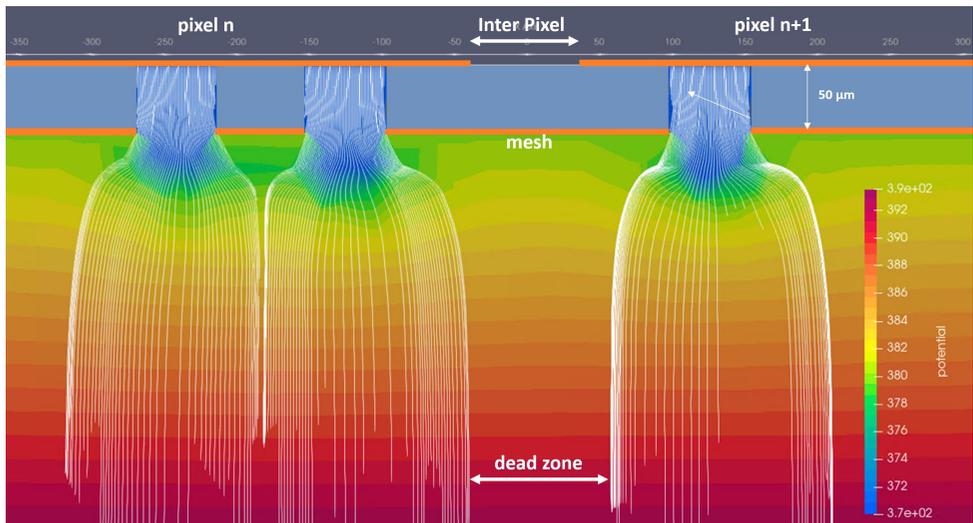


Figura 8.5: Simulación del campo eléctrico próximo a la mesh para la Micromegas D60P120IP260. Condiciones de simulación: 3 bar, 380 V en la mesh y un campo de deriva de  $200 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ . Se observa la zona muerta entre píxeles. Es necesario aclarar que por simplificación no se han añadido más agujeros de amplificación ni a la derecha ni a la izquierda de la imagen, ya que el objetivo era cuantificar la pérdida de electrones primarios en la zona entre píxeles.

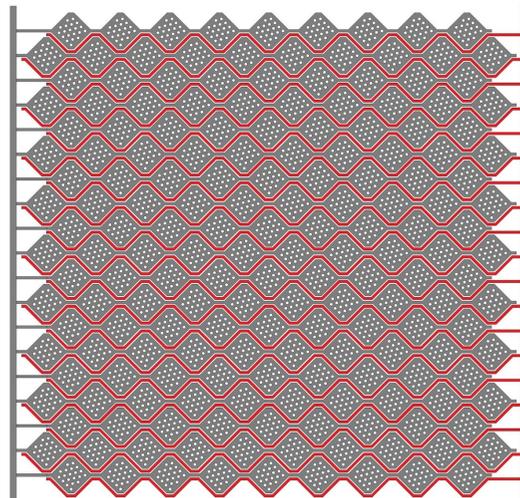


Figura 8.6: Posible desarrollo de una Micromegas en la que las zonas de los píxeles en la mesh se encuentran rodeadas de un electrodo (en rojo) al que se le puede aplicar un potencial mayor que a la mesh.

Potásico. El baño con Permanganato Potásico es menos agresivo que el baño con Hidróxido de Potasio aplicado durante la perforación de los agujeros, por lo que se preveía una reducción en la contaminación de  $^{40}\text{K}$ .

Después de varias discusiones se decidió aplicar el nuevo proceso de limpieza a las nuevas Micromegas y para cuantificar el grado de éxito de este proceso se propuso el hacer medidas de las Micromegas mediante HPGe en Canfranc antes y después de este nuevo proceso de limpieza. Para poder alcanzar una sensibilidad por debajo de los  $3.45 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$  medidos anteriormente era necesario una muestra de al menos  $1 \text{ m}^2$ , así que se decidió fabricar, en paralelo y aplicando exactamente los mismos procesos de fabricación y al mismo tiempo, varias muestras testigo con un área total de  $1 \text{ m}^2$  (figura 8.8) y cuyos resultados pueden verse en la tabla 8.3. Los pasos seguidos durante este proceso fueron los siguientes:

1. En primavera del 2020 se lanzó la orden de fabricación para 4 Micromegas con el nuevo diseño (según la figura 8.7) y las muestras testigo.
2. En primavera del 2021 terminó la fabricación de las nuevas Micromegas junto con las muestras testigo. Comenzó entonces la primera medida de las muestras con el germanio 'GeAnayet' del servicio de radiopureza del Laboratorio Subterráneo de Canfranc, con una exposición total de 29.66 días y un resultado de  $1.07 \pm 0.23 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ . En este primer paso ya se había reducido la contaminación un factor 3 respecto al medido anteriormente en [28], sin embargo, no se había aplicado el baño extra de agua desionizada. Aunque no se sabe con certeza el motivo de esta reducción, una de las hipótesis más apoyadas es que el cambio de patrón en el área activa afectó al proceso de fabricación, reduciendo un 25% el área atacada por el baño de KOH, el más agresivo de todos, pero sobre todo favoreciendo con unos agujeros de mayor diámetro la limpieza posterior con  $\text{KMnO}_4$ . Finalmente, puesto que el valor de actividad en  $^{40}\text{K}$  ya era 3 veces menor que el aplicado en el modelo de fondo, se decidió reservar y dar por finalizadas dos de las cuatro Micromegas (MMv2-2 y MMv2-3).
3. En verano de 2021 se aplicó el nuevo proceso de limpieza con agua desionizada a las muestras testigo y a las otras dos Micromegas fabricadas (MMv2-4 y MMv2-5). Las muestras que se midieron después de esta limpieza, esta vez con un tiempo de exposición de 58.66 días, arrojaron una actividad de  $< 0.63 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ , como límite superior. Sin embargo, aunque la actividad se había reducido considerablemente, después de este baño las Micromegas no eran operativas, sino que necesitaban de un último baño con  $\text{KMnO}_4$ .
4. En el otoño-invierno de 2021 se aplicó el último baño con  $\text{KMnO}_4$  a las muestras y las dos Micromegas que se mantuvieron en el proceso (MMv2-4 y MMv2-5). El baño anterior con agua desionizada produjo varios cortocircuitos entre las *strips* y la mesh que deberían ser eliminados con la aplicación de este último baño con  $\text{KMnO}_4$ . Pero en una de las Micromegas no se eliminaron muchos de los cortocircuitos y el personal del laboratorio del MPT decidió, de forma unilateral, aplicar al menos dos baños más con  $\text{KMnO}_4$

únicamente a la Micromegas dañada (MMv2-5). Esta decisión desvinculó esta Micromegas del proceso de control de radiopureza que se estaba realizando, de manera que solo se tenía una Micromegas que había seguido exactamente los mismos procesos que las muestras, la MMv2-4. La medida de las muestras con el germanio 'GeAnayet' tuvo una exposición de 30.39 días, arrojando una actividad de  $< 1.2 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ , como límite superior, válido solo para la Micromegas MMv2-4.

MMv2-2	MMv2-3	MMv2-4	MMv2-5
$1.07 \pm 0.23$	$1.07 \pm 0.23$	$< 1.2$	?

Tabla 8.3: Resultados de las medidas de actividad ( $\mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ) del isótopo  $^{40}\text{K}$  para las muestras testigo y su correspondencia con las Micromegas fabricadas. Medidas realizadas con el germanio 'GeAnayet', del servicio de radiopureza del Laboratorio Subterráneo de Canfranc. La actividad de la Micromegas MMv2-5 es desconocida, puesto que en un punto del proceso se desvinculó de las muestras testigo.

## 8.2 Nuevos cables de extensión

En paralelo al proceso de diseño de la nueva Micromegas se llevó a cabo el diseño de los cables planos, que tenían que conectar los 512 canales de cada Micromegas y extraerlos de la cámara hasta la electrónica de adquisición, situada fuera del blindaje de plomo.

Se tomó la decisión de fabricar los cables en el taller del MPT, el mismo taller donde se fabrican las Micromegas y siguiendo los mismos procesos usados para las mismas, exceptuando el proceso de perforación de los agujeros de la mesh, que además es el que introduce contaminación de  $^{40}\text{K}$ , de manera que se obtuvieran unos cables con la menor actividad posible. La radiactividad intrínseca de las láminas de kapton-cobre con los que se fabrican las Micromegas, las mismas con las que se fabrican los cables planos, fueron medidos [28] y muestran valores de radiactividad muy bajos (límites superiores).

Después de varias propuestas se diseñaron los cables que pueden verse en la figura 8.9, con un total de 128 canales cada uno. En un extremo del cable se introdujo el conector 'Face to Face' (FtF) que conecta con la Micromegas, mientras que en el otro extremo se dispusieron dos conectores ERNI, el mismo tipo de conector montado en la tarjeta de la electrónica de adquisición. La forma particular del cable se debe al giro que debe hacerse para atravesar la tapa por las ranuras ya mecanizadas en la misma, usadas durante la fase de demostración en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza, anterior a su traslado al LSC.

El circuito se compone de 4 capas de cobre: las capas 1 y 4 son planos de tierra para el blindaje de los canales (obviamente estas capas también contienen

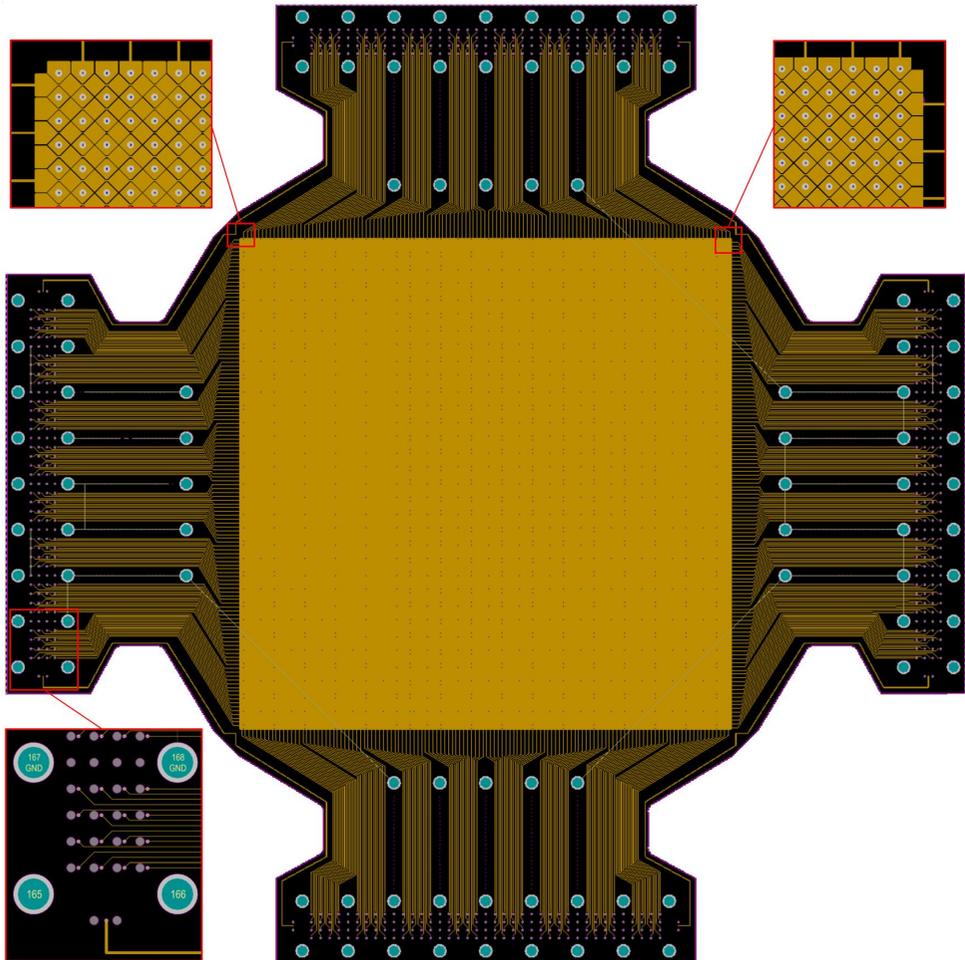


Figura 8.7: Capa 2 de la nueva Micromegas, con un área activa de  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  y 512 canales. Los detalles superiores muestran los canales de cada eje saliendo del área activa por ambos lados, de forma alternada. El detalle inferior muestra una pequeña zona del conector FtF con una separación entre *pads* de 4 mm. En la zona de abajo del detalle inferior también se puede ver el *pad* y la pista, de mayor anchura, que alimenta la mesh, con una separación mínima con los canales y con los planos de tierra de 12 mm.



Figura 8.8: Circuitos testigo fabricados en paralelo a las nuevas Micromegas de TREX-DM y que fueron medidos con el germanio 'GeAnayet', del servicio de radiopureza del LSC, para cada proceso de limpieza realizado.

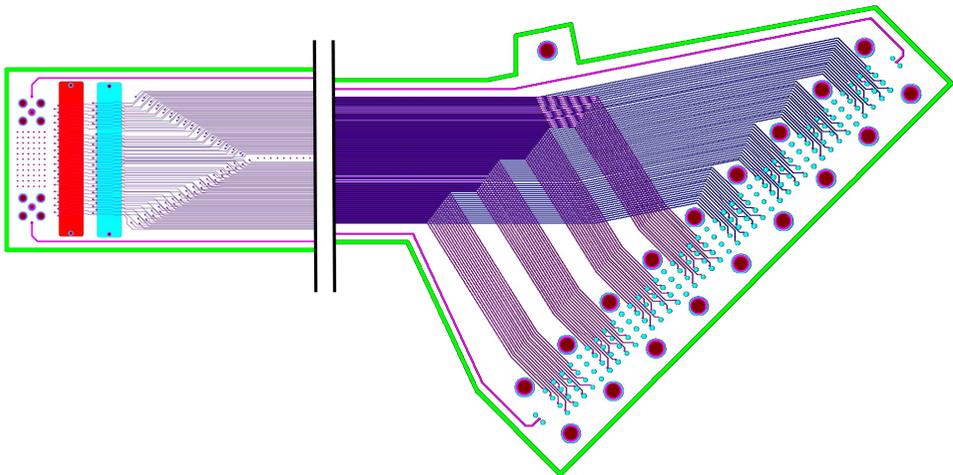


Figura 8.9: Cables planos diseñados en paralelo a la nueva versión de la Micromegas. Están formados por 4 capas de cobre y capas separadoras de kapton entre ellos.

los footprints de los conectores), mientras que las capas 2 y 3 contienen el ruteado de los canales. Para su diseño se aplicaron los mismos parámetros que para el diseño de la Micromegas, en cuanto a distancias entre elementos (tabla 8.1).

La capa de kapton que sirve de separación entre las capas 2 y 3 es de  $50\ \mu\text{m}$  de espesor, suficiente para evitar rupturas del dieléctrico con las diferencias de potencial que puede haber entre canales (550 V). Sin embargo, para la separación de las capas 1 y 2 y las capas 3 y 4 se aumentó el espesor del kapton hasta  $350\ \mu\text{m}$ , para reducir la capacidad entre los canales y los planos de tierra. La capacidad canal-tierra del cable plano con  $350\ \mu\text{m}$  de kapton tiene un valor 3 veces inferior a la capacidad canal-tierra de la Micromegas. En teoría, esta reducción de capacidad juega a favor de la recolección de carga en la lectura de la Micromegas.

### 8.3 Nuevos conectores FtF

Tras el éxito de los conectores 'Face to Face' en el proyecto PandaX-III (ver sección 5.1), y después de la mala experiencia con las corrientes de fuga en los conectores durante la operación del detector anterior, se decidió introducir este tipo de conectores en la nueva Micromegas.

Las pruebas con este tipo de conexión en el proyecto PandaX-III se realizaron con circuitos flexibles y con una distancia entre pads de 4 mm. El objetivo de estas pruebas era la comprobación de la robustez del sistema y el mantenimiento de la conectividad con el tiempo. También se realizaron pruebas de fugas de corriente, aunque no fueron sistemáticas, que llegaron hasta los 600 V por limitaciones en el propio circuito, pero no se observaron fugas de corriente en el orden de la resolución de la fuente de alimentación (nA).

Durante las pruebas del conector 'Face to Face' no se hicieron medidas frente a variaciones de humedad ambiental, temperatura o presión. Sin embargo, dentro de la cámara de TREX-DM la humedad es muy baja y la temperatura se mantiene constante en el rango de los  $18\text{-}23^\circ\ \text{C}$ , por lo que se decidió incluir estos conectores y manteniendo la misma distancia de 4 mm entre *pads* (ver figura 8.7).

### 8.4 Nuevos pasamuros

En paralelo al proceso de diseño de la nueva Micromegas y de los cables planos, se llevó a cabo el diseño de los nuevos pasa-muros.

En la versión anterior del plano de lectura de TREX-DM (ver sección 6.3), en cada lado de la cámara se disponía de dos cables planos con 256 canales cada uno y que conectaban, a través de los problemáticos conectores fujipoly, las Micromegas con la electrónica situada fuera del blindaje de plomo. Estos cables estaban unidos a una brida rectangular mediante epoxy de baja actividad de manera que, durante su

instalación, se podía enhebrar cada cable desde el exterior en una ranura de la tapa y apretar esta brida con una junta de PTFE, para conseguir así la estanqueidad.

Los nuevos cables planos (figura 8.9) tienen el conector 'Face to Face' en un extremo. Estos conectores son demasiado grandes como para poder pasar a través de la ranura de la tapa, por lo que debían ser instalados desde la parte interna de la cámara o alargar las ranuras de la tapa para que pudiera pasar todo el cable, algo que debilitaría la tapa y con ello la capacidad de la cámara para alcanzar altas presiones. Así que se diseñó una brida rectangular similar a la existente en la versión anterior y se taladraron los agujeros roscados por la parte interior de la tapa para que la brida pudiera ser montada desde el interior. Este cambio también favorecía la estanqueidad del sistema porque la presión de operación de la cámara jugaba a favor de la presión entre la brida y la junta de PTFE.

Estas modificaciones en la tapa, mínimas por otra parte, debían ser probadas, al igual que la unión del cable plano con la brida rectangular. Para llevar a cabo estas pruebas se diseñó y fabricó un banco de pruebas, con el mismo principio de funcionamiento usado para probar los pasa-muros del módulo SR2M en el experimento PandaX-III (ver sección 3.3 y figura 3.12).

La figura 8.10 muestra unas fotos y el esquema de este banco de pruebas. El volumen A representa el volumen interno de la cámara de TREX-DM, sometándose a una presión de hasta 10 bar con una mezcla de Nitrógeno + 10 % Helio. En este volumen se encuentra la brida rectangular (previamente pegada con epoxy al cable plano), atornillada sobre una pieza de cobre que representa la tapa de cobre de TREX-DM. La estanqueidad entre la brida rectangular y la tapa de cobre se hace mediante una junta de PTFE. El volumen B representa la parte externa de la cámara, al que se conecta un detector de fugas (modelo Pfeiffer Smart Test HLT 560), con una sensibilidad de detección de fuga del orden de  $1 \cdot 10^{-12}$  mbar  $l s^{-1}$ , de manera que se puede cuantificar la fuga total del sistema pasa-muros.

Con este banco de pruebas se midió la estanqueidad de cada uno de los ocho pasa-muros fabricados. Cada pasa-muros se montó en el sistema, se puso el volumen A a 10 bar y se midió con el detector de fugas en el volumen B. Aunque se tomaban medidas intermedias como comprobación, la medida que representaba la fuga total, incluyendo la fuga por permeabilidad en la junta, se realizaba a las 24 horas después de haber realizado el llenado del volumen A hasta 10 bar.

Los valores de fuga medidos en los ocho pasa-muros estuvieron entre  $9 \cdot 10^{-6}$  y  $1.4 \cdot 10^{-5}$  mbar  $l s^{-1}$ , habiendo aplicado la corrección debido a la proporción de Helio en el volumen A (10 %). Estos valores están muy próximos a los valores medidos ( $2.5 \cdot 10^{-5}$  mbar  $l s^{-1}$ ) durante el diseño del SR2M en el experimento PandaX-III, algo esperado al tratarse de sistemas de brida y junta similares.

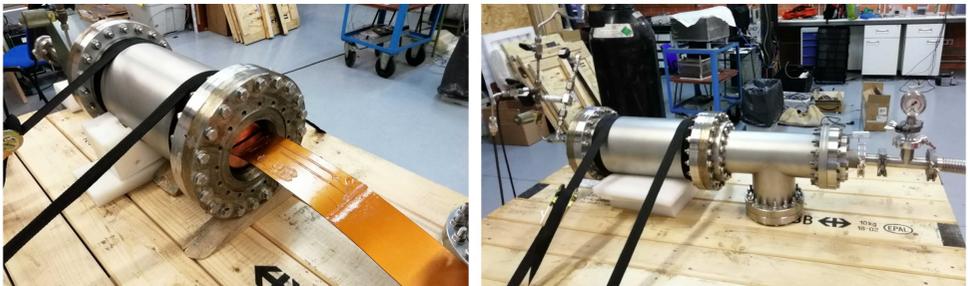
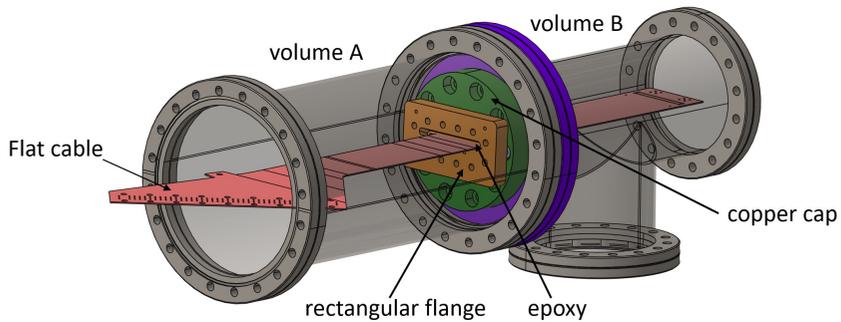


Figura 8.10: Banco de pruebas para validar la estanqueidad de los 8 pasa-muros. El cable plano es unido a la brida rectangular con un epoxy radiopuro. El conjunto brida–cable plano se atornilla a la tapa de cobre, que simula la tapa de la cámara en TREX-DM, mediante tornillos de cobre. La estanqueidad entre la brida y la tapa de cobre se realiza mediante junta de PTFE. Tras el montaje se rellena el volumen A con una mezcla de Nitrógeno + 10 % Helio y en el volumen B se conecta un medidor de helio para medir la tasa de fugas existente entre ambos volúmenes.

## 8.5 Primeras pruebas de la nuevas Micromegas

Tras su fabricación, y previamente a la instalación definitiva en el LSC, las cuatro Micromegas fueron probadas en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza. El objetivo era evaluar la calidad de cada Micromegas y la validez de la nueva cadena de conexión, elementos mecánicos incluidos. Para ello se usó una cámara de aluminio fabricada para este propósito (figura 8.11) que permitía alcanzar una presión de hasta 1.1 bar. La instalación de cada una de las Micromegas en esta cámara se realizó en sala blanca Clase 10.000.

Tras la recepción de las Micromegas, y como parte del control de calidad previo a su instalación en la cámara de pruebas, se usó el equipo 'Philips RCL meter PM6303' para medir la capacidad y la resistencia entre cada uno de los canales y la mesh, en cada Micromegas.

La capacidad entre un canal y la mesh es aproximadamente la existente entre dos planos paralelos del mismo área que la *strip* al que corresponde el canal y separados por  $50 \mu\text{m}$  de dieléctrico, en este caso separados por kapton [44]. Los valores medidos, y considerados normales según esta aproximación, fueron entre 90 y 110 pF por canal. Valores de capacidad por debajo de este rango denotan algún problema de conectividad entre el punto de medición, en este caso la huella del conector, y la *strip* correspondiente. Valores de capacidad por encima de este valor, habitualmente el doble, denotan que un canal está interconectado con otro canal, normalmente del eje contrario, debido a un error de fabricación.

La resistencia entre un canal y la mesh es aproximada, al igual que en el caso de la capacidad, mediante el modelo de placas paralelas. El cálculo teórico con este modelo arroja resistencias strip-mesh del orden de cientos de  $\text{T}\Omega$  para temperaturas en torno a  $23^\circ\text{C}$  [44]. El rango de medición del equipo usado llega hasta los  $200 \text{M}\Omega$ . Valores de resistencia strip-mesh por debajo de ese valor provocarán corrientes de fuga durante la operación del detector del orden de decenas o unidades de  $\mu\text{A}$ . Los valores máximos de corriente de fuga que permiten la operación de los detectores de forma estable están en el orden de las decenas de nA, por lo que las medidas de resistencia realizadas en este control de calidad pueden ser insuficientes como para detectar todos los problemas de este tipo. Para completar este control de calidad se aplica a la mesh un voltaje de 100 V, sin necesidad de hacerlo dentro de una cámara con la mezcla de gas, y se observa la corriente que inyecta la fuente de alimentación. La fuente usada es una CAEN 1471, con una resolución de 0.5 nA, siendo capaces de detectar valores de resistencia de hasta  $200 \text{G}\Omega$ , lo que supone la prueba definitiva para validar el aislamiento entre *strips* y mesh al nivel necesario para la operación de los detectores.

Durante las comprobaciones con el equipo 'Philips RCL meter PM6303' se realizaron 512 medidas en cada Micromegas, 2048 en total para las cuatro fabricadas. Los valores de capacidad y resistencia aceptables eran 90-110 pF y  $>200 \text{M}\Omega$  respectivamente, y se encontraron 28 de los 2048 medidos con un valor anómalo (tabla 8.4). Durante la prueba de carga, en el que se aplicaron 100 V en la mesh, ningún canal mostró ninguna anomalía, aparte de los 28 canales ya encontrados en

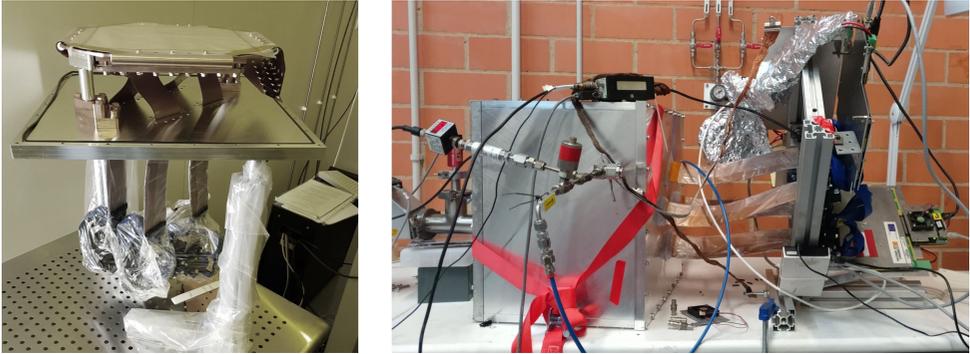


Figura 8.11: Cámara de pruebas para las nuevas Micromegas de TREX-DM, montada en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza. • Izquierda: fotografía de una de las nuevas Micromegas montada sobre la tapa de la cámara de pruebas, con los cables planos atravesando la tapa. • Derecha: fotografía del montaje final de la cámara de pruebas, incluyendo la electrónica de adquisición.

las medidas anteriores.

Después del control de calidad, cada Micromegas se instaló en la cámara de pruebas (figura 8.11) y se llevó a operación con Ar + 1 % Isobutano a 1.1 bar. Uno de los objetivos en esta cámara era la comprobación del máximo voltaje que se podía alcanzar en la mesh de manera estable (tabla 8.4), en las mismas condiciones de mezcla y presión, lo que determinaría de forma directa la máxima ganancia que podría alcanzarse. Las Micromegas MMv2-2 y MMv2-3, a las que no se les había aplicado la limpieza con agua desionizada para la reducción del fondo, mostraron valores máximos de voltaje entre 10 V y 25 V mayores que las Micromegas a las que se les había aplicado la limpieza. Estas diferencias en el máximo voltaje alcanzable tiene un impacto directo en la ganancia y pueden llevar a diferencias de ganancia desde un 50 % (10 V) hasta un 125 % (25 V) [77].

El criterio para la determinación del máximo voltaje alcanzable sufre de cierta ambigüedad. Podría definirse como el voltaje aplicado 1 V por debajo de aquel que provoca una chispa entre la mesh y el canal. De esta manera permitiría forzar la Micromegas hasta provocar esta chispa, tantas veces como fuera necesario para acumular la estadística deseada. Pero este criterio podría ser no suficiente para una toma de datos estable a lo largo del tiempo, ya que no se ha tenido en cuenta la frecuencia con la que se produce esta chispa. Una frecuencia alta puede ser inviable para una toma de datos estable, por lo tanto, de forma más precisa, el máximo voltaje alcanzable podría definirse como aquel voltaje de operación en el que se producen un número de chispas determinado por unidad de tiempo. Para determinar este valor es necesario hacerlo durante la operación del detector, en una toma de datos de larga exposición, así que habitualmente se hace una vez que la Micromegas está instalada en su configuración final, en este caso en la TPC de TREX-DM. Es necesario apuntar que las chispas suponen un riesgo alto para la Micromegas, ya que durante la descarga parte del cobre de la mesh puede llegar a fundirse y caer sobre

el agujero, provocando un cortocircuito entre la mesh y el canal correspondiente, dejando este canal completamente inutilizado. Por lo tanto, para la búsqueda del máximo voltaje alcanzable se deben de extremar los cuidados sobre el detector y provocar el menor número posible de chispas.

Sin embargo, para poder comparar la máxima ganancia alcanzable entre varias Micromegas, en este caso las cuatro fabricadas para TREX-DM, el primer criterio descrito es válido, aunque es de esperar que durante la operación del detector en tomas de datos de larga exposición el máximo voltaje alcanzado por este criterio se vea reducido. Finalmente, y en aplicación del primer criterio, se hizo la prueba para cada una de las Micromegas, en la que se va subiendo de forma controlada el voltaje en la mesh hasta que se produce la descarga. Esto se repite dos o tres veces para no poner en riesgo la Micromegas y se apunta el valor máximo alcanzado (ver tabla 8.4).

	MMv2-2	MMv2-3	MMv2-4	MMv2-5
Ch. with normal capacity	510	506	503	500
Ch. with small capacity	1	0	3	2
Ch. with high capacity	1	6	6	8
Ch. with low resistivity	0	0	0	2
Maximum mesh voltage	295 V	305 V	280 V	285 V

Tabla 8.4: Resultados de las pruebas sobre las cuatro nuevas Micromegas para TREX-DM en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza. Se representa el número de canales encontrados con algún problema y el máximo voltaje alcanzado en Ar + 1 % Isobutano y 1.1 bar de presión.

Para cada Micromegas instalada en la cámara de pruebas, y después de determinar el máximo voltaje alcanzable, se tomaron datos con una y dos fuentes de  $^{109}\text{Cd}$  instaladas dentro de la cámara. La figura 8.12 muestra los mapas de actividad en los canales para las cuatro Micromegas, donde se pueden localizar las fuentes de  $^{109}\text{Cd}$ . Cabe apuntar que durante la operación de la Micromegas MMv2-3, la primera que se instaló en la cámara de pruebas, la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  estaba situada varios centímetros por detrás del cátodo agujereado, sin embargo no fue suficiente como para ver su foco de emisión. Durante la instalación de la segunda Micromegas MMv2-2 la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  se instaló sobre el propio cátodo. Para las Micromegas MMv2-4 y MMv2-5 se añadió una fuente adicional de  $^{109}\text{Cd}$ .

El objetivo de las sesiones de toma de datos con  $^{109}\text{Cd}$  era validar la respuesta de las Micromegas y descartar anomalías. En ese sentido las cuatro Micromegas mostraron una respuesta aceptable.

Después de todas estas pruebas en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza se tomó la decisión de instalar las Micromegas MMv2-2 y MMv2-3 en TREX-DM. Estas dos Micromegas tenían menos canales defectuosos, alcanzaban mayores ganancias y su radiactividad había sido medida hasta el final del proceso de fabricación, con un resultado de  $1.07 \pm 0.23 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ , un factor 3 menor que el usado en el modelo de fondo.

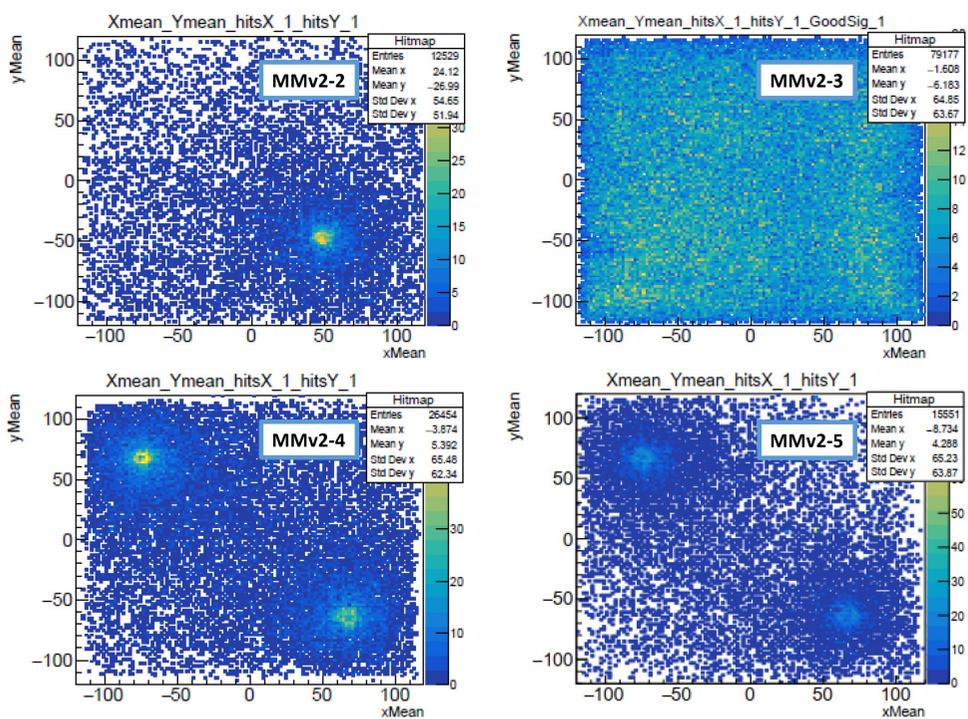


Figura 8.12: Mapas de actividad de los canales para las cuatro nuevas Micromegas de TREX-DM en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza, durante las calibraciones con fuente de  $^{109}\text{Cd}$  en Ar + 1% Isobutano y 1.1 bar de presión.

## 8.6 Instalación y toma de datos con las nuevas Micromegas en TREX-DM

En primavera del 2022 se llevó a cabo una intervención en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc para desmontar las anteriores Micromegas e instalar las dos nuevas seleccionadas (ver figura 8.13).

Tras esta intervención, y para poder realizar una primera comparación, la TPC se llevó hasta el mismo punto de operación previo a la intervención, con Ne + 2% Isobutano a 4 bar de presión, con la misma ganancia en la Micromegas (365 V) y el mismo campo de deriva ( $200 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ ). Los resultados de la primera calibración pueden verse en la figura 8.14. El espectro muestra los dos picos de 8 y 22 keV, con una resolución del 20% FWHM, mejor que la resolución alcanzada con las Micromegas anteriores (ver figura 7.13). Los mapas de las dos Micromegas instaladas muestran que todos los canales tienen actividad, a excepción de los canales anómalos identificados en las pruebas previas de los detectores (ver tabla 8.4).

El umbral de energía en esta calibración fue de 0.8 keV, un valor más bajo que el conseguido con las Micromegas anteriores ( $\geq 1 \text{ keV}$ ). Probablemente esto es debido a que hay una mayor eficiencia de disparo de la electrónica de adquisición, por haber menos canales dañados, sumado a una mejor relación señal/ruido, por haber reducido el ruido con la nueva cadena de conexión. Además, este umbral de 0.8 keV podría ser mejorado si se aumentara la ganancia en la Micromegas, ya que hay bastante margen de mejora, al poder subir teóricamente por encima de los 400 V (ver figura 7.11). Recordemos que el voltaje de 365 V usado en esta calibración fue ajustado para que se pudiera comparar con las anteriores Micromegas, en las mismas condiciones. Sin embargo, en los anteriores detectores se definió este voltaje de forma conservadora, debido a los problemas de estabilidad que provocaban las corrientes de fuga.

Seguidamente a las primeras calibraciones del detector, se lanzó una toma de datos de fondo, arrojando un nivel de fondo un 20% mayor que en las anteriores medidas, en torno a  $\sim 120 \text{ dru}$  ( $\text{counts keV}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ d}^{-1}$ ). Probablemente esto fue debido a la reducción del umbral de energía, sumado a la mayor eficiencia del disparo de la electrónica de adquisición.

Desde que se consiguió reducir el valor de fondo desde  $1.1 \cdot 10^3$  hasta 100 dru, mediante el cambio del modo de operación a lazo abierto (ver sección 7.6), se hicieron varios esfuerzos para intentar reducirlo todavía más y estar en los niveles establecidos por el modelo de fondo: durante las intervenciones con la cámara abierta en la sala limpia, se colocaron placas de PTFE en las paredes del volumen activo para bloquear las posibles emisiones desde sus superficies; también se sustituyó el cátodo en una ocasión para eliminar la posible contaminación de los nucleidos descendientes del Radón que se habrían adherido a su superficie.

Durante la intervención en sala blanca para instalar las nuevas Micromegas se aprovechó para cambiar el cátodo por segunda vez, sin embargo la contaminación

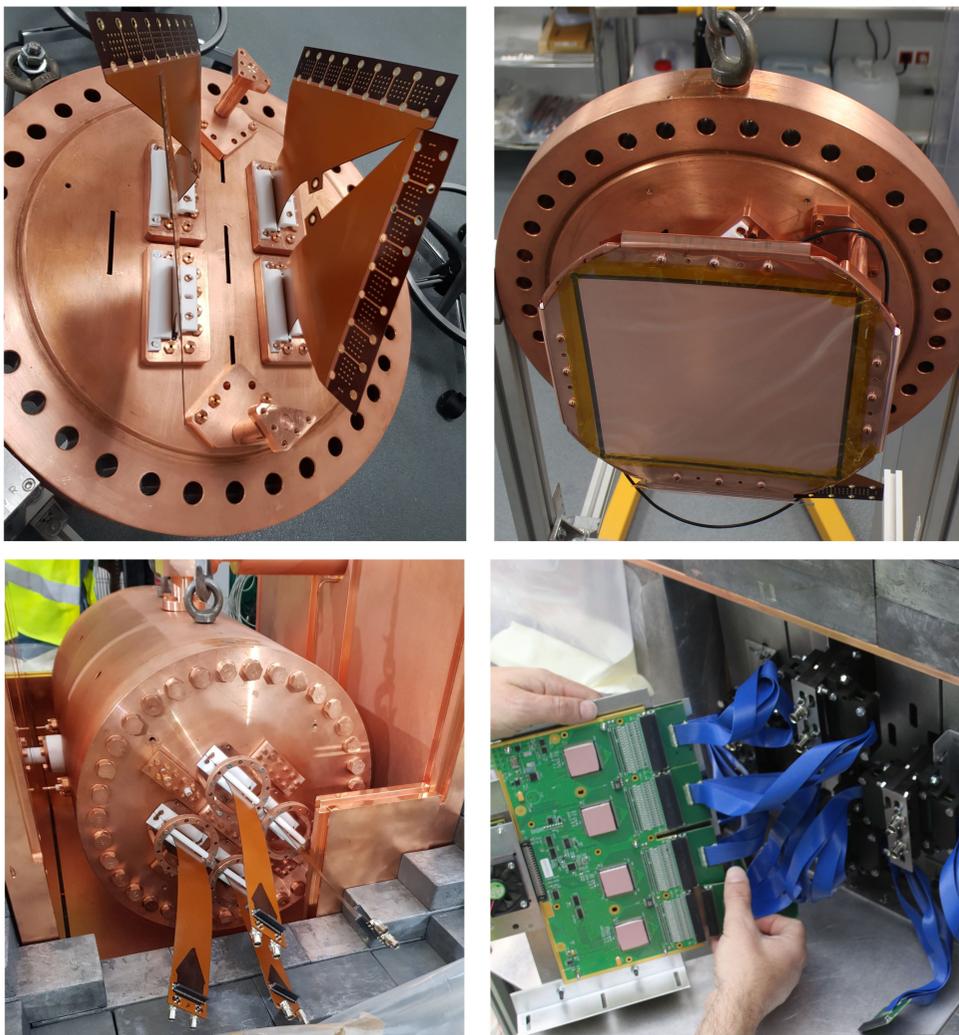


Figura 8.13: Fotos realizadas durante la instalación de las nuevas Micromegas.

- Superior izquierda: vista de la parte interior de la tapa, con los cables planos y los pasa-muros instalados, paso previo a la instalación de la Micromegas.
- Superior derecha: nueva Micromegas instalada y conectada a los cables planos, el área activa está protegida por una lámina plástica durante la intervención.
- Inferior izquierda: vista de la cámara instalada en su posición final dentro del blindaje, paso previo al ensamblaje del resto del blindaje.
- Inferior derecha: fotografía realizada durante la instalación de la electrónica de adquisición. Los cables azules conectan los canales desde los cables planos hasta la electrónica electrónica de adquisición FEC-Feminos.

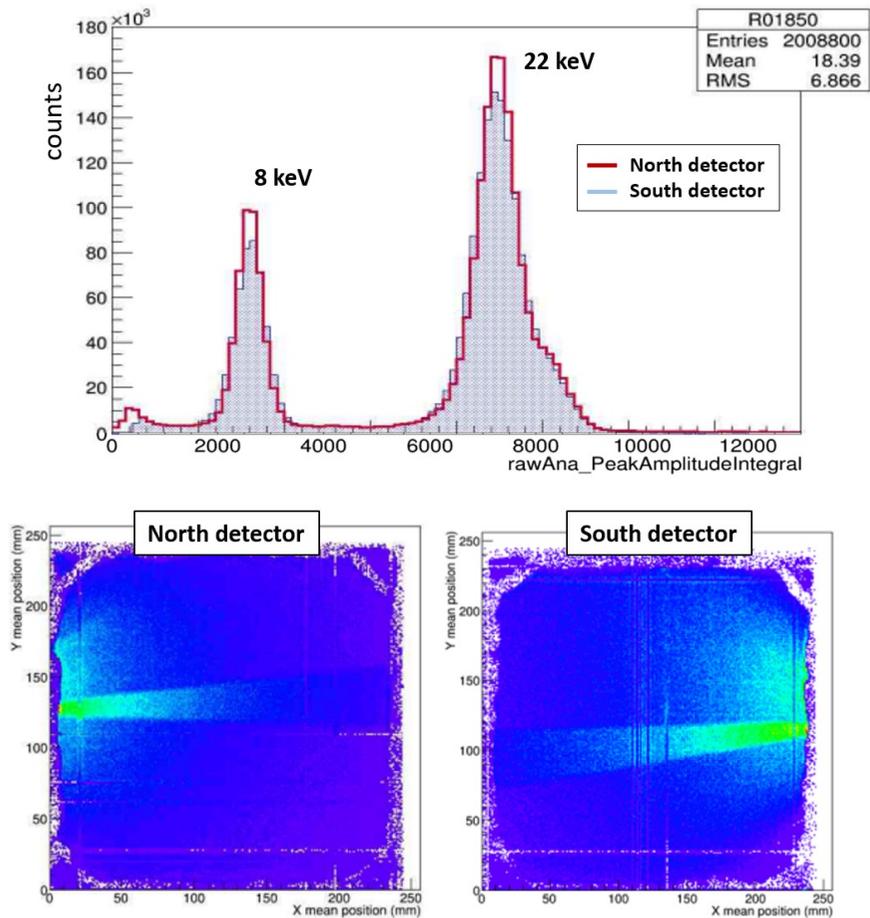


Figura 8.14: Resultados de la primera calibración con las nuevas Micromegas instaladas en TREX-DM, con Ne + 2% Isobutano a 4 bar de presión.

- Superior: espectro de energía para los dos planos de lectura a ambos extremos de la cámara.
- Inferior: mapas de actividad para los dos planos de lectura, donde pueden diferenciarse los haces de cada una de las fuentes de  $^{109}\text{Cd}$  situadas a un lado de cada Micromegas.

de su superficie por isótopos emisores de partículas alfa no descendió (figura 8.15) respecto a las medidas realizadas antes de la intervención. Todo parecía apuntar a que el mylar aluminizado utilizado como cátodo estaba ya contaminado antes de ser instalado en la cámara. Tras esto, y de cara a sustituir este mylar, se preparó una lámina de kapton-cobre de 16  $\mu\text{m}$  de espesor, el mismo material utilizado para la fabricación de las Micromegas y por lo tanto de baja actividad.

Dentro de la serie de medidas de actividad en materiales llevadas a cabo dentro del proyecto T-REX [28] se incluyeron tanto las del mylar aluminizado como las de las láminas del tipo kapton-cobre con las que se construyen las Micromegas. Los resultados de ambas medidas fueron límites superiores en los isótopos sensibles ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{60}\text{Co}$  y  $^{137}\text{Cs}$ ), ya que en ambos casos se trataba de láminas finas con poca masa y con una actividad por debajo de la sensibilidad del detector utilizado.

De aquí surgió la necesidad de poder hacer medidas de partículas alfa superficiales en los materiales, por lo que se comenzó el diseño del AlphaCamm (Parte III de esta memoria). Hasta tener este detector construido y en operación, se decidió preparar la lámina de kapton-cobre que, aunque al igual que el mylar había arrojado límites superiores en sus medidas de actividad, estaba hecho del mismo material pero de menor espesor que las Micromegas instaladas. Además, no había sido sometido a los ataques químicos propios de la fabricación de estas, por lo que se esperaba que su actividad fuera igual o inferior que la de las Micromegas instaladas.

Sin embargo la sustitución del mylar del cátodo por una lámina de kapton-cobre no pudo llevarse a cabo, ya que en octubre de 2022 el experimento tuvo que ser desmontado y almacenado en un lugar seguro, por orden de la dirección del LSC, a la espera de que un nuevo espacio fuera preparado para su instalación. En mayo de 2023 el experimento se trasladó e instaló en el nuevo espacio, el llamado LAB 2500, dentro de las instalaciones subterráneas del LSC y a 100 m del emplazamiento anterior recorriendo el túnel del ferrocarril.

Una vez finalizada la instalación y puesta en marcha en la nueva ubicación se volvieron a tomar calibraciones y datos de fondo, en las mismas condiciones anteriores de mezcla (Ne + 2% Isobutano), presión (4 bar) y ganancia (365 V), con unos resultados similares a los de la anterior ubicación.

Tras las primeras comprobaciones (calibración, fondo, respuesta del detector) era necesario sustituir el cátodo contaminado, para lo cual se necesitaba contar con una sala limpia en la nueva ubicación. Esta sala limpia debía ser instalada por el LSC como servicio al experimento, sin embargo, en el momento en el que se están escribiendo estas líneas la sala todavía no ha sido instalada.

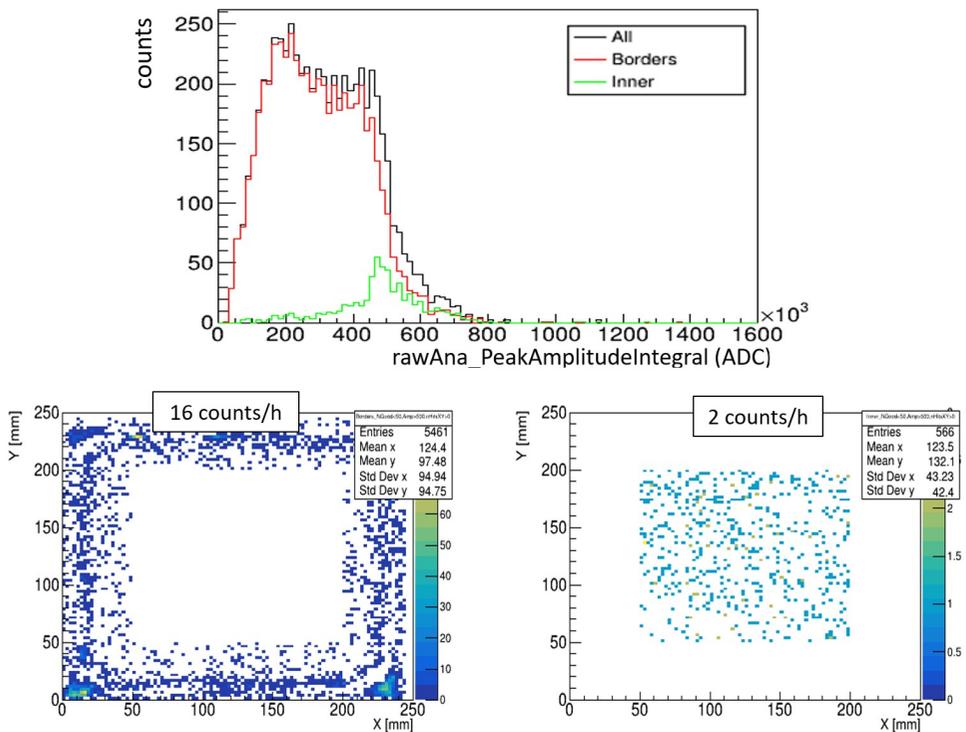
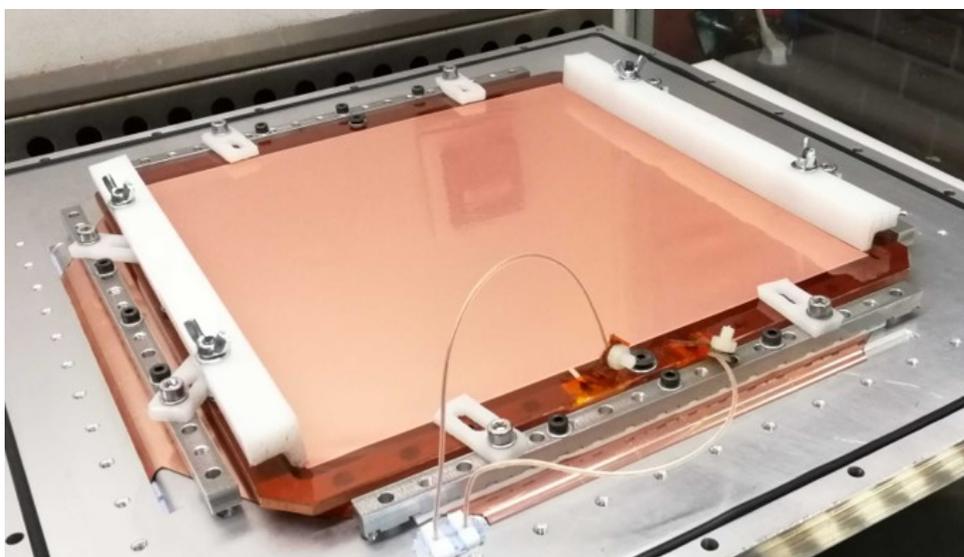


Figura 8.15: Resultados de la toma de datos de fondo con las nuevas Micromegas a baja ganancia (210 V) para la detección de eventos de alta energía, con Ne + 2% Isobutano a 4 bar y 11 días de exposición. El espectro (arriba) muestra la población total de eventos recogidos en todo el plano de detección (línea negra); junto con los eventos recogidos en un área centrada de  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  (línea verde), cuyo mapa de actividad se muestra en la parte inferior derecha; y los eventos recogidos en el resto del área del plano de detección (línea roja), cuyo mapa de actividad se muestra en la parte inferior izquierda.



## Capítulo 9

# Etapa de pre-amplificación con GEM



## 9.1 Motivaciones

Las perspectivas iniciales de sensibilidad a WIMPs de baja masa del experimento TREX-DM [31] fueron revisadas en noviembre de 2022, después de 4 años de puesta en marcha y toma de datos en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc, teniendo en cuenta los nuevos resultados publicados por otros experimentos en la búsqueda del WIMP (DarkSide50, Xenon1T, PandaX-4T). Tras esta revisión se generó el diagrama de exclusión que se muestra en la figura 9.1, para mezclas con Isobutano tanto de Argón como de Neón, con varios escenarios posibles para el futuro del experimento, dependiendo de los valores que se vayan alcanzando en cuanto a umbral de energía, nivel de fondo, cantidad de Isobutano en la mezcla y tiempo de exposición. Los escenarios F y G han sido incluidos sobre el supuesto de un escalado del experimento en un factor 10 en términos de volumen de exposición.

La sensibilidad prevista en origen para TREX-DM asumía un umbral de energía de  $400 \text{ eV}_{ee}$ . Sin embargo, debido al gran impacto que tiene la reducción del umbral sobre la sensibilidad, junto con la creciente necesidad en la comunidad de explorar regiones con una masa del WIMP más baja, surgió la necesidad de buscar nuevas alternativas para la reducción del umbral de energía por debajo de la previsión inicial.

El umbral de energía más bajo posible, y que supone un límite en las TPCs, es aquel que permite la detección de un solo electrón proveniente de la ionización del gas debido a una partícula que lo atraviesa. Este límite depende del potencial de ionización de los núcleos que forman el gas. Para Argón y Neón esta energía es  $15.76$  y  $21.56 \text{ eV}$  respectivamente [89], aunque con la adición de elementos que favorecen el efecto Penning esta energía puede reducirse hasta  $10.55 \text{ eV}$ , como en el caso de la adición de Isobutano ( $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ ). Por ello, tras la revisión de la sensibilidad en TREX-DM, se planteó como objetivo alcanzar valores de umbral de energía cercanos al límite impuesto por la Física, es decir, sensiblemente por encima de estos potenciales de ionización, alrededor de  $\sim 50 \text{ eV}_{ee}$ .

Con las nuevas Micromegas instaladas en TREX-DM el umbral de energía más bajo que se consiguió fue de  $0.8 \text{ keV}_{ee}$  (ver sección 8.6). En ese momento las Micromegas no estaban operando a la máxima ganancia, según las curvas de ganancia de estudios anteriores (ver figura 7.11), por lo que parecía que había margen para reducir más el umbral de energía. Además, un trabajo más exhaustivo en la reducción del nivel de ruido ayudaría a ir en esa dirección. Sin embargo, difícilmente se podría alcanzar el objetivo de umbral de  $\sim 50 \text{ eV}_{ee}$ .

Entre las opciones para conseguir reducir el umbral de energía estaba la de aumentar la multiplicación de electrones en el plano de lectura mediante la instalación de una GEM (Gas Electron Multiplier) [90] por encima de la Micromegas, de forma que se produjera una pre-amplificación de los electrones primarios antes de llegar a la Micromegas.

Sin embargo, según estudios anteriores [90], la máxima ganancia alcanzada en una GEM empeora con la presión, al menos en la mezcla de  $\text{Xe-CO}_2$  y hasta

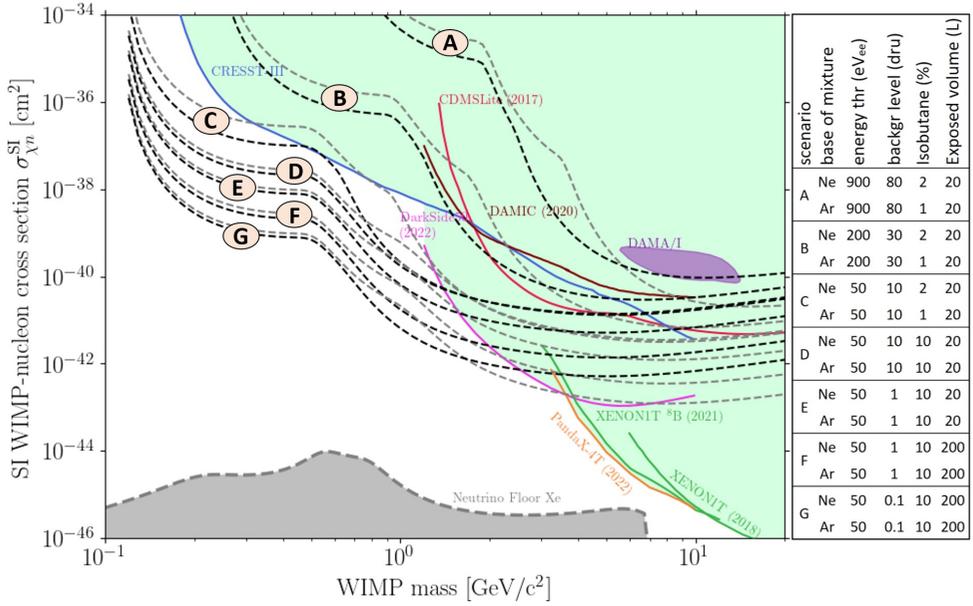


Figura 9.1: Sección eficaz WIMP-nucleón frente a la masa del WIMP, con los límites alcanzados por los experimentos más importantes y los límites que TREX-DM puede alcanzar con un año de exposición, bajo las condiciones expuestas en la tabla de la derecha. Cada escenario es representado tanto con una mezcla de Neón (negro) como con una mezcla de Argón (gris).

los 5 bar de presión alcanzada en este estudio. Esta tendencia fue confirmada para Argón y Xenón puros [91]. Pero, en este mismo estudio, esta tendencia parece invertirse para Neón puro, consiguiendo mayores ganancias a presiones mayores. En cualquier caso, la necesidad de reducir el umbral de energía hasta un valor cercano al potencial de ionización implicaba la necesidad de conseguir factores entre 20 y 30 de pre-amplificación con la GEM. Estos factores de pre-amplificación parecían factibles, incluso a altas presiones, pero había que hacer pruebas con las mezclas basadas en Argón y Neón usadas en TREX-DM y a la presión nominal de trabajo (10 bar).

### 9.1.1 Estudios previos

Hasta la fecha, se han realizado varios estudios en los que una o varias GEM han sido instaladas encima de una Micromegas (generalmente Micromegas tipo bulk). Estos estudios han sido diversos y con diferentes objetivos, como el estudio de la degradación de las GEM en combinación con una Micromegas [92], el estudio con un alto ritmo de partículas ionizantes [93], el estudio del flujo de iones que retornan al campo de deriva [94] [95] o sobre el mecanismo de avalancha a bajas presiones para gases nobles ligeros [96].

Generalmente estos estudios fueron realizados en el ámbito de la Física de altas

energías y/o altos ritmos de ionización. Los experimentos de sucesos poco probables, y en concreto en los enfocados a la búsqueda de WIMPs de baja masa, como el caso de TREX-DM, las energías y los ritmos de ionización son bajos. Sin embargo, hay algunos resultados y conclusiones que se pueden extraer de estos estudios y que pueden ser aplicados en este caso.

Por ejemplo, en [92] se estudia el efecto de degradación en el sistema combinado GEM-MM por efectos de acumulación de carga durante su exposición a una fuente de fotones. Tras las medidas en este estudio, y después de una inspección visual de los detectores, se concluye que el sistema GEM-MM no sufre ninguna degradación apreciable. Este estudio contempla cargas acumuladas en los detectores del orden de  $\text{mC}/\text{mm}^2$ . En TREX-DM la mayor acumulación de carga podría producirse durante las calibraciones de larga exposición con la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  con un ritmo de 200 Hz, en las que podrían acumularse cargas en el orden de los nC distribuidos por toda la superficie de los detectores ( $25 \times 25 \text{ cm}^2$ ), muy por debajo del rango de  $\text{mC}/\text{mm}^2$  contemplados en el estudio referenciado. Por lo tanto, es de esperar que el sistema GEM-MM no sufra degradación de este tipo.

En [93] se estudia el comportamiento de un sistema GEM-MM bajo ritmos altos de ionización y para varias mezclas de gas. Entre sus resultados, presenta una comparación de la resolución de energía entre una calibración con fotones con una fuente de  $^{55}\text{Fe}$ , con amplificación solamente en la Micromegas, y otra calibración en la que la GEM también produce una pre-amplificación, las dos con la misma ganancia total. Este resultado demuestra que la resolución de energía no cambia al añadir la GEM, al menos en las condiciones en las que se hicieron las medidas (90%Ar+10%DME). En este mismo estudio también se demuestra que el ritmo de chispas en la mezcla Ne-CF4-Isobutano (79:10:11) se reduce varios ordenes de magnitud gracias a la adición de la GEM.

En [97] se muestra cómo el flujo de iones de retorno hacia el campo de deriva (IBF por sus siglas en inglés *Ion Back-Flow*) en una TPC con Micromegas es proporcional al ratio entre el campo de deriva y el campo de amplificación. Por ello, el valor del campo de deriva en experimentos de altas energías y/o altos ritmos de ionización, donde este flujo de iones puede provocar modificaciones en el propio campo, es el más bajo posible. En el caso de TPCs para sucesos poco probables, no es de esperar que este flujo de iones produzca la suficiente distorsión del campo como para afectar a la reconstrucción de los eventos.

Además de los sistemas GEM-MM descritos, también se han realizado recientemente desarrollos de Micromegas [55] que se han dotado de una doble malla, de manera que contienen dos regiones de amplificación, igual que el sistema GEM-MM, pero sin región de transferencia.

## 9.2 Diseño experimental

Para estudiar la respuesta del detector TREX-DM con la introducción de la etapa de pre-amplificación de una GEM, se planteó el esquema de la figura 9.2. En un agujero del cátodo se coloca una fuente radioactiva de  $^{55}\text{Fe}$  o de  $^{109}\text{Cd}$  que irradia hacia el volumen de ionización. La mayor parte de las ionizaciones debidas a la fuente radioactiva se producen en este volumen, pero hay parte que se pueden producir en el volumen de transferencia, dependiendo del gas, de la presión y del recorrido medio de los fotones. Los electrones producidos en el volumen de ionización derivan hacia la GEM gracias al campo eléctrico  $E_{drift}$ , donde se produce la primera amplificación por efecto de avalancha gracias al campo de amplificación  $E_{gem}^{amp} = (V_{gem}^{up} - V_{gem}^{bott}) / 50\mu\text{m}$ . Los electrones resultantes tras la primera amplificación en la GEM entran en el volumen de transferencia y, gracias al campo eléctrico  $E_{transfer}$ , derivan hacia la Micromegas, donde se produce la última amplificación gracias al campo de amplificación en la Micromegas  $E_{MM}^{amp} = (V_{MM}^{mesh} - 0) / 50\mu\text{m}$ . Tras esta última amplificación se produce la lectura de la señal desde el ánodo (*strip n*) o desde la mesh.

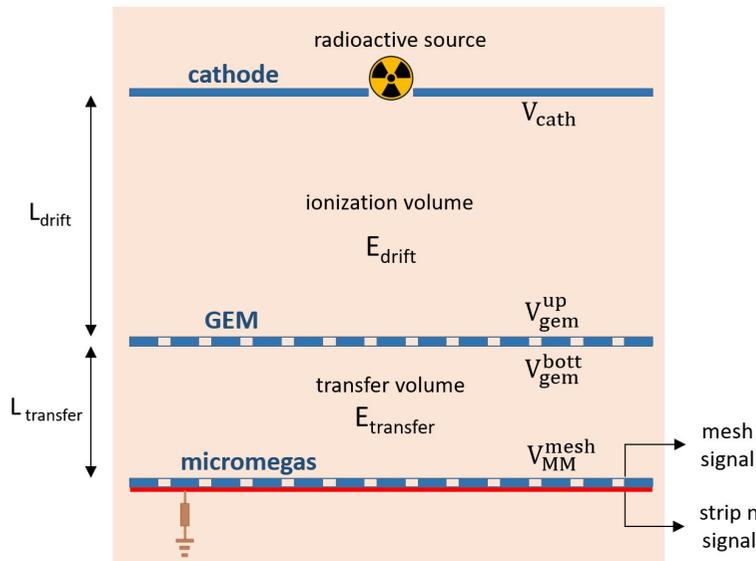


Figura 9.2: Esquema del sistema de pruebas GEM-MM, con dos zonas diferenciadas: volumen de ionización y volumen de transferencia.

Para realizar las pruebas se plantearon dos instalaciones diferentes. La primera (figura 9.3) consistía en una cámara pequeña de 2 litros en la que se instaló una Micromegas circular de 20 mm de diámetro de un solo canal. La GEM, del mismo tamaño, se colocó a  $L_{transfer} = 10$  mm y el cátodo se colocó a  $L_{drift} = 10$  mm. Esta instalación permitiría hacer medidas con Ar + 1% Isobutano y Ne + 2% Isobutano hasta 10 bar de presión.

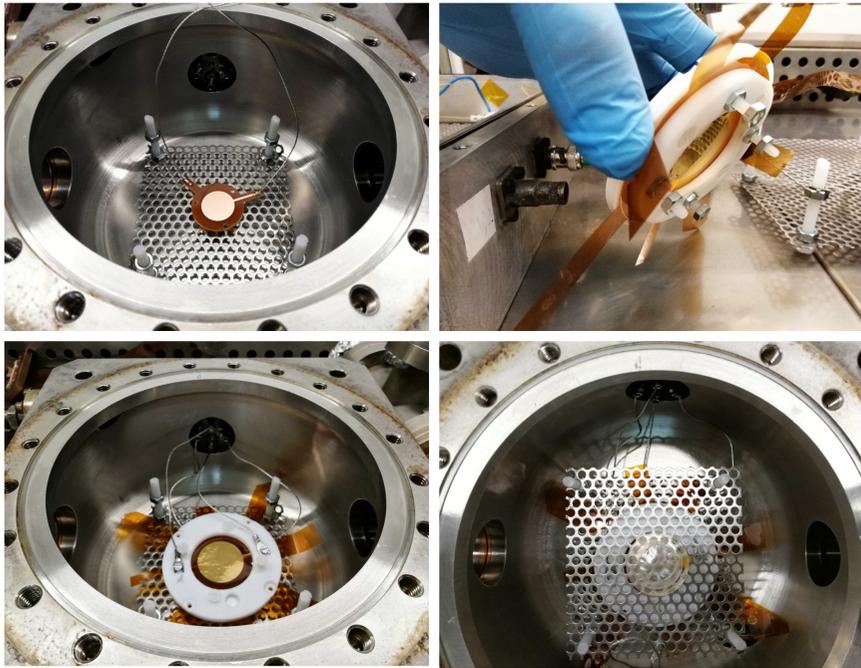


Figura 9.3: Fotografías durante el montaje en la cámara de 2 litros con Micromegas y GEM de 20 mm de diámetro. • Superior izquierda: vista superior del interior de la cámara con la Micromegas. • Superior derecha: GEM montada sobre un marco de polietileno. • Inferior izquierda: vista superior del interior de la cámara una vez colocada la GEM sobre la Micromegas. • Inferior derecha: vista superior del interior de la cámara después de colocar el cátodo (agujereado) y la fuente radioactiva sobre este.

La segunda instalación (figura 9.4) consistía en utilizar la misma cámara de 50 litros usada para la evaluación de las nuevas Micromegas de TREX-DM (sección 8.5). En ella se instaló la Micromegas MMv2-5 (tabla 8.4) y a una distancia  $L_{transfer} = 10$  mm se colocó una GEM con la misma superficie activa ( $25 \times 25$  cm<sup>2</sup>). A una distancia  $L_{drift} = 100$  mm se colocó un cátodo agujereado para permitir la irradiación de la fuente. Esta instalación permitiría hacer medidas con Ar + 1 % Isobutano hasta 1 bar de presión y estudiar cómo afecta la introducción de una GEM en la reconstrucción topológica de los eventos.

Las GEM utilizadas en las dos instalaciones tenían las mismas características y fueron fabricadas por el grupo MPT (Micro-Pattern Technologies) del CERN: lámina de kapton ( $50 \mu\text{m}$ ) y cobre ( $5 \mu\text{m}$ ), diámetro de agujeros en cobre de  $70 \mu\text{m}$ , diámetro de agujeros en kapton de  $60 \mu\text{m}$  y distancia entre centros de agujero de  $140 \mu\text{m}$ . La única diferencia entre ellas era el tamaño de su superficie activa.

En el caso de la cámara de 2 litros la señal (figura 9.2) era leída desde la mesh y recogida por una MCA (MultiChannel Analyzer) tras haber sido amplificada.

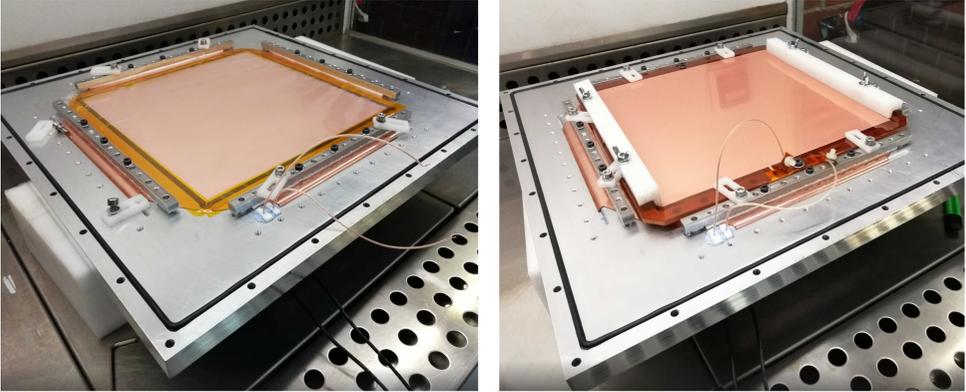


Figura 9.4: Fotografías de plano de lectura durante el montaje en la cámara de 50 litros. • Izquierda: Micromegas MMv2-5 instalada sobre la tapa de la cámara. • Derecha: GEM del mismo tamaño que la Micromegas ( $25 \times 25 \text{ cm}^2$ ) instalada encima de esta, a 10 mm de distancia.

Mientras que en el caso de la cámara de 50 litros la señal era leída en las *strips* a través de la electrónica de adquisición FEC-Feminos, tal y como se hace en el experimento TREX-DM.

## 9.3 Medidas en TPC de 2 litros

### 9.3.1 Técnica experimental

Para suministrar los voltajes a la mesh de la Micromegas ( $V_{MM}^{mesh}$ ), a la GEM ( $V_{gem}^{up}$  y  $V_{gem}^{bott}$ ) y al cátodo ( $V_{cath}$ ) se utilizó una fuente de alimentación CAEN modelo N1471H de 4 canales, con una resolución de voltaje y de intensidad del 1% y 0.5 nA respectivamente.

Se utilizó una fuente radioactiva de  $^{55}\text{Fe}$  (rayos X de 5.9 keV) que se instaló en el cátodo (figura 9.3) y se usó Ne + 2% Isobutano como mezcla de gas, el mismo que se estaba usando en ese momento en TREX-DM.

La cámara tenía dos puertos con tubo de 6 mm, válvulas para la entrada y la salida del gas de mezcla y un puerto con tubo de 40 mm con válvula de vacío para el bombeo (figura 9.5). La cámara tenía una tasa de fugas por debajo de  $10^{-6} \text{ mbar l s}^{-1}$ . El puerto de entrada se conectó a una toma con mano-reductor de la instalación de gas del laboratorio y el puerto de salida se cerró mediante la válvula correspondiente. El puerto de bombeo se conectó a una turbo-bomba.

El procedimiento para la operación, una vez instalados todos los elementos y con la cámara cerrada, fue el siguiente:



Figura 9.5: Fotografías de la cámara de 50 litros. • Izquierda: Fotografía durante el montaje de la Micromegas y la GEM, dentro de una cabina de flujo laminar. • Derecha: Situación final de la instalación, foto tomada durante el bombeo de la cámara con una turbo-bomba (abajo a la derecha).

- Bombeo con la turbo-bomba hasta  $1 \cdot 10^{-4}$  mbar.
- Cierre de la válvula de vacío y llenado de la cámara con Ne + 2% Isobutano hasta la presión de operación.
- Subida de voltajes con precaución en la Micromegas, la GEM y el cátodo hasta el punto de operación.
- Tras 4 horas de medidas, y para asegurar la calidad del gas en la cámara, se volvía a comenzar el procedimiento desde el primer paso.

Para cada punto de operación, definido por  $V_{cath}$ ,  $V_{gem}^{up}$ ,  $V_{gem}^{bott}$  y  $V_{MM}^{mesh}$ , se adquirieron datos durante 5 minutos con aproximadamente 30.000 eventos en cada toma. Para las tomas de datos en las que solo se tenía amplificación en la Micromegas, funcionando la GEM como cátodo y con  $E_{gem}^{amp} = 0$  V, se pretendía recoger los eventos de la fuente que producían ionización únicamente en el volumen de transferencia, entre la GEM y la Micromegas, por lo tanto se realizaron tomas de datos más largas para conseguir el mismo número de eventos.

### 9.3.2 Resultados

Para las primeras medidas con la cámara de 2 litros se llenó esta con una mezcla de Ne + 2% Isobutano a 10 bar. Después de varias pruebas ajustando tanto los voltajes de amplificación de la GEM y la Micromegas, como los voltajes de deriva Cátodo-GEM y GEM-MM, se consiguió el espectro que se muestra en la figura 9.6. Comparando el pico de la izquierda, correspondiente a la ionización en la zona entre la GEM y la Micromegas, con el pico de la derecha, correspondiente a la ionización

en la zona entre el cátodo y la GEM, se calculó un factor 12.7 de pre-amplificación debido a la instalación de la GEM.

Hay que remarcar que, en este punto de operación, el voltaje de la Micromegas se encontraba muy por debajo del valor máximo (550 V) alcanzado en los estudios anteriores para esta mezcla [77]. Además, las GEM soportan voltajes mayores que las Micromegas, así que presuntamente también la GEM se encontraba muy por debajo del valor máximo. Sin embargo, el aumento de estos voltajes provocaba saturación en la cadena de amplificación, a pesar de que el amplificador estaba ajustado a la mínima ganancia y máximo *shaping time*.

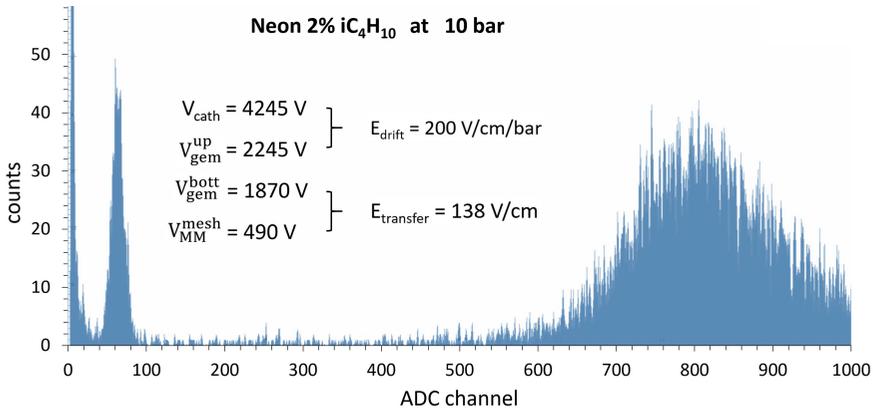


Figura 9.6: Espectro de energía generado durante las primeras pruebas en el sistema GEM-Micromegas con Ne + 2 % Isobutano a 10 bar. El primer pico de la izquierda, en el canal 60 del ADC, corresponde a los eventos de la fuente de  $^{55}\text{Fe}$  que han producido ionización en la zona entre la GEM y la Micromegas. La GEM en este caso solo hizo la función de cátodo, sin amplificación. El pico de la derecha, en el canal 825 del ADC, corresponde a los eventos de la fuente que han producido ionización en la zona entre el cátodo y la GEM. En este caso la GEM produce una pre-amplificación de los electrones primarios en un factor 12.7.

Para poder estimar aproximadamente qué valores de pre-amplificación se podían alcanzar en estas primeras medidas, y sabiendo que después se tomarían medidas sistemáticas y con una cadena de amplificación adecuada, se quitó el amplificador y se usó un osciloscopio en su lugar. De esta forma, y de una manera poco precisa, se estimó el factor de pre-amplificación de la siguiente forma:

- En el mismo punto de operación con el que se consiguió un factor 12.7 de pre-amplificación (figura 9.6), se ajustó el umbral de disparo del osciloscopio para tener un ritmo de eventos en torno a 1 Hz. Este umbral resultó ser 3.4 V.
- Se fue subiendo el campo de amplificación en la GEM mediante el aumento de  $V_{\text{gem}}^{\text{up}}$  en pasos de 10 V, ajustando en cada paso el voltaje del cátodo para mantener constante el campo de deriva en el volumen de ionización  $E_{\text{drift}} = 200 \text{ V cm}^{-1} \text{ bar}^{-1}$ . Para cada aumento de 10 V en la

GEM aumentaba el ritmo de eventos, así que se ajustaba de nuevo el umbral del osciloscopio para tener de nuevo un ritmo aproximado de 1 Hz. Con este método se llegó hasta  $V_{gem}^{up} = 2285$  V (40 V por encima del aplicado anteriormente, figura 9.6), con un umbral de disparo de 10.1 V.

- La relación entre el umbral de disparo de la última medida (10.1 V) y el umbral de disparo de la primera medida (3.4 V), multiplicado por el factor de pre-amplificación de la primera medida, da como resultado el factor de pre-amplificación total (37.7). Los valores para todos los puntos de operación medidos pueden verse en la tabla 9.1.

Voltages applied in the system				Electric field calculated from the voltages applied				Results	
$V_{cath}$	$V_{gem}^{up}$	$V_{gem}^{bott}$	$V_{cath}$	$E_{drift}$	$E_{transfer}$	$E_{gem}^{amp}$	$E_{MM}^{amp}$	Trigger threshold	Pre-amplif factor
(V)	(V)	(V)	(V)	(V/cm/bar)	(V/cm/bar)	(kV/cm)	(kV/cm)	(V)	
<b>4245</b>	<b>2245</b>	1870	490	200	138	<b>75</b>	98	<b>3.4</b>	<b>12.7</b>
<b>4255</b>	<b>2255</b>	1870	490	200	138	<b>77</b>	98	<b>4.3</b>	<b>16.1</b>
<b>4265</b>	<b>2265</b>	1870	490	200	138	<b>79</b>	98	<b>5.4</b>	<b>20.2</b>
<b>4275</b>	<b>2275</b>	1870	490	200	138	<b>81</b>	98	<b>7.8</b>	<b>29.1</b>
<b>4285</b>	<b>2285</b>	1870	490	200	138	<b>83</b>	98	<b>10.1</b>	<b>37.7</b>

Tabla 9.1: Parámetros de las primeras medidas en la cámara de 2 litros con Ne + 2% Isobutano a 10 bar. Cadena de lectura combinada: MCA en la primera medida y osciloscopio en el resto de medidas.

En las últimas medidas, con  $V_{gem}^{up} = 2285$  V, comenzaron a producirse aumentos de corriente, en el orden de cientos de nano-amperios, en el canal de alimentación de la Micromegas. Había varias hipótesis para explicar estas corrientes (chispas, flujo de iones de retorno, etc.), aunque sería necesario realizar una serie de medidas sistemáticas, y quizá una revisión del diseño experimental, para estudiar el origen de estas corrientes.

### 9.3.3 Conclusiones

El método utilizado para la obtención del factor de pre-amplificación es poco preciso, mediante la regulación del umbral de disparo con el osciloscopio. Además, no se han realizado previamente las curvas de transmisión de electrones, que hubieran permitido ajustar los campos para conseguir la máxima transmisión. Sin embargo, es suficiente como para tener una primera aproximación y saber qué factores de pre-amplificación se pueden esperar en TREX-DM con este sistema.

El umbral de energía alcanzado por TREX-DM durante su operación en el LSC ha sido de 1 keV<sub>ee</sub>, incluso menor con las nuevas Micromegas y la nueva cadena de conexión. De una forma simple, si este umbral se reduce un factor 37.7 como parecen

apuntar las medidas, el umbral de energía de TREX-DM podría alcanzar  $26 \text{ eV}_{ee}$ . Así que parece razonable que las nuevas perspectivas de TREX-DM, mediante la instalación de una GEM como etapa de pre-amplificación, apunten hacia un umbral de energía de  $50 \text{ eV}_{ee}$  (figura 9.1), una reducción conservadora en un factor 20 respecto al umbral actual.

Las primeras medidas presentadas aquí con la cámara de 2 litros, y la consecución de factores de pre-amplificación prometedores, motivarían nuevas medidas sistemáticas con esta misma cámara a varias presiones y varias mezclas de Argón y Neón con Isobutano. También significaría el punto de partida para el diseño de un plano de lectura GEM-MM completo para TREX-DM, utilizando una de las nuevas Micromegas (capítulo 8) y una GEM del mismo tamaño, cuyas primeras pruebas se realizaron en una cámara de 50 litros y son descritas a continuación.

## 9.4 Medidas en TPC de 50 litros

### 9.4.1 Técnica experimental

Igual que en el caso de la cámara de 2 litros, en la cámara de 50 litros se utilizó una fuente de alimentación CAEN modelo N1471H de 4 canales para suministrar los voltajes a la mesh de la Micromegas ( $V_{MM}^{mesh}$ ), a la GEM ( $V_{gem}^{up}$  y  $V_{gem}^{bott}$ ) y al cátodo ( $V_{cath}$ ), con una resolución de voltaje y de intensidad del 1% y 0.5 nA respectivamente.

En esta ocasión, para estudiar un mayor rango de energía, se utilizó una fuente radioactiva de  $^{109}\text{Cd}$  que se instaló en el cátodo, según la figura 9.2. Con esta fuente se esperaba diferenciar un pico en 22 keV (21.99, 22.16, 24.91 y 24.94) y un pico mono-energético de 8 keV, este último provocado por la fluorescencia del cobre en la superficie de la Micromegas.

Se eligió la Micromegas MMv2-5 y esta vez se instaló directamente sobre la tapa de la cámara (figura 9.4), de forma diferente que durante la fase de pruebas previas a la instalación en TREX-DM (sección 8.5, figura 8.11), donde la Micromegas quedaba situada a una cierta distancia de la tapa y la extracción de los canales se hacía mediante cables planos. Esta vez, para simplificar el montaje, se decidió sacar de la cámara las cuatro lengüetas de la Micromegas a través de cuatro ranuras (figura 9.7). El uso de estas ranuras facilitaba la instalación de la Micromegas, sin embargo, esto provocaba que el vacío alcanzado no fuera bueno (10 mbar), así que era necesario usar un caudal de 8 l/h, y esperar varias renovaciones del volumen de gas, para realizar las medidas.

Las cuatro lengüetas de la Micromegas, con 128 canales cada una, se conectaron a la electrónica FEC-Feminos a través de una PCB (Placa de Circuito Impreso) rígida, diseñada y fabricada para este montaje, sustituyendo a los cables flexibles diseñados y fabricados para su instalación en TREX-DM (figura 8.9). Al igual que los cables flexibles, estas PCBs tenían por un lado el conector FtF, que conectaba con la

Micromegas, y por otro lado dos conectores ERNI, para conectar a la FEC-Feminos.

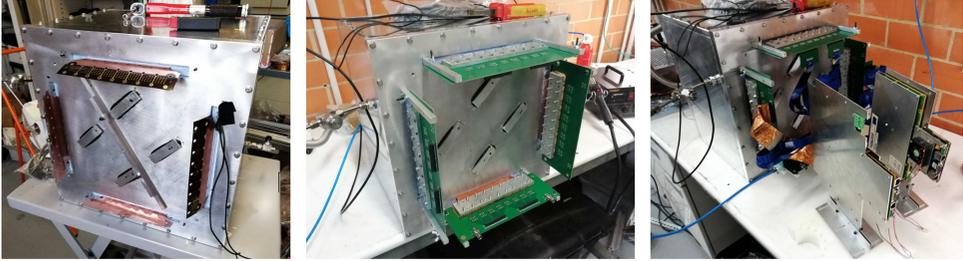


Figura 9.7: Fotos de la cámara de 50 litros. • Izquierda: tapa con las 4 lengüetas de la Micromegas que salen al exterior. • Centro: montaje de las cuatro PCBs que conectan la Micromegas con la electrónica de adquisición FEC-Feminos. • Derecha: montaje completo con las dos tarjetas FEC-Feminos utilizadas y conectadas a las PCBs por medio de 8 cables flexibles.

La cámara tenía dos puertos con tubo de 6 mm, válvulas para la entrada y la salida del gas de mezcla y un puerto con tubo de 40 mm con válvula de vacío para el bombeo. El puerto de entrada se conectó a una toma con mano-reductor de la instalación de gas del laboratorio y la salida se conectó a un caudalímetro. El puerto de bombeo se conectó a una bomba primaria.

El procedimiento para la operación, una vez instalados todos los elementos y con la cámara cerrada, fue el siguiente:

- Bombeo con bomba primaria hasta 10 mbar.
- Cierre de la válvula de vacío y llenado de la cámara con Ar + 1% Isobutano hasta 1.05 bar.
- Apertura de la válvula de salida con regulación del caudalímetro hasta 8 l/h.
- Se mantiene el caudal durante 72 horas. Con un total de 11.5 renovaciones la cantidad de aire que queda dentro de la cámara es de 3.4 ppm del volumen.
- Se van subiendo los voltajes poco a poco en la Micromegas, la GEM y el cátodo hasta el punto de operación.

Para cada punto de operación, definido por  $V_{cath}$ ,  $V_{gem}^{up}$ ,  $V_{gem}^{bott}$  y  $V_{MM}^{mesh}$ , se adquirieron datos durante 5 minutos con aproximadamente 15.000 eventos en cada toma (figura 9.8). Para las tomas de datos en las que solo se tenía amplificación en la Micromegas, funcionando la GEM como cátodo y con  $E_{gem}^{amp} = 0$  V, se pretendía recoger los eventos de la fuente que producían ionización únicamente en el volumen de gas entre la GEM y la Micromegas, por lo tanto se realizaron tomas de datos más largas para conseguir el mismo número de eventos.

Para cada toma de datos, correspondiente a un punto de operación diferente, se seleccionaron los eventos recogidos en la zona con mayor densidad de eventos,

correspondiente a la zona de la fuente de  $^{109}\text{Cd}$ , en  $0 < x_{\text{Mean}} < 100$  y  $75 < y_{\text{Mean}} < 175$ . Tras ello se hizo un ajuste del espectro a una exponencial para el fondo, más una gaussiana para el pico de 8 keV y varias gaussianas para los picos de la fuente de  $^{109}\text{Cd}$  en  $\sim 22$  keV, permitiendo así calcular la posición y la resolución de cada pico.

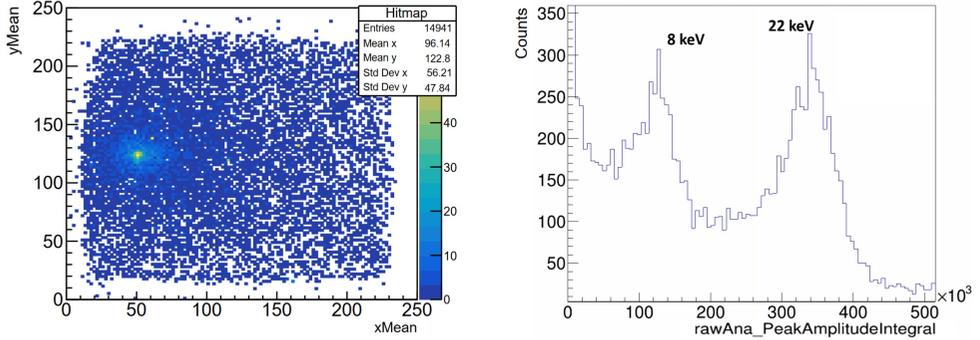


Figura 9.8: Representación de los datos sin filtrar (raw) de una toma de datos de 5 minutos, para Ar + 1% Isobutano a 1 bar, con  $V_{MM}^{mesh} = 290$  V y  $V_{gem}^{up} - V_{gem}^{bott} = 270$  V. • Izquierda: mapa de actividad en la Micromegas ( $25 \times 25 \text{ cm}^2$ ), donde se localiza la posición de la fuente de  $^{109}\text{Cd}$ . • Derecha: espectro de energía representado mediante el observable PeakAmplitudeIntegral (suma de la amplitud máxima de la señal sobre todos los canales del evento), donde se diferencia el pico de 8 keV, correspondiente a la fluorescencia del cobre del que está fabricada la Micromegas, y el pico compuesto en  $\sim 22$  keV (21.99, 22.16, 24.91 y 24.94) de la fuente de  $^{109}\text{Cd}$ .

## 9.4.2 Resultados

### Transmisión de electrones

Primero se tomaron datos en distintos puntos de operación para generar las curvas de transmisión de electrones, tanto de la Micromegas (figura 9.9) como de la GEM (figura 9.10).

La eficiencia de transmisión de electrones en un MPGD (Micro Pattern Gaseous Detector) depende principalmente de la relación entre los campos eléctricos en la zona próxima a la superficie del detector y en el interior del agujero de amplificación [9] (ver también sección 8.1.2 y figura 8.5).

La primera curva de transmisión que se generó fue la de la Micromegas. La forma habitual de hacerlo es fijando el campo de amplificación  $E_{MM}^{amp}$  y variando el campo de deriva por encima de la Micromegas. En el caso del sistema GEM-MM, el campo de deriva por encima de la Micromegas es el campo de transferencia  $E_{transfer}$ . Para poder realizar las medidas de esta forma hay que asegurarse de que la etapa de pre-amplificación introducida por la GEM se mantiene constante. En ese sentido, a

pesar de mantener fijos el campo de amplificación  $E_{gem}^{amp}$  en la GEM y el campo de deriva  $E_{drift}$  por encima, la variación de  $E_{transfer}$  para la generación de la curva de transmisión en la Micromegas afecta a la configuración del campo en la zona próxima a la superficie inferior de la GEM, afectando probablemente a la cantidad de electrones generados en la avalancha que son expulsados desde el agujero de amplificación hacia el volumen de transferencia.

La curva generada (figura 9.9) tiene la forma esperada: pérdida de transmisión para campos de deriva pequeños, debido a los procesos de recombinación y *attachment* durante la deriva de los electrones, y zona plana o *plateau* a partir de un cierto valor de campo. Para campos de deriva altos no se observa pérdida de transmisión por electrones primarios que acaban en el plano de la mesh en lugar de en los agujeros de amplificación, aunque tampoco fueron observados en los estudios previos [77] para la misma mezcla de gas (figura 7.4).

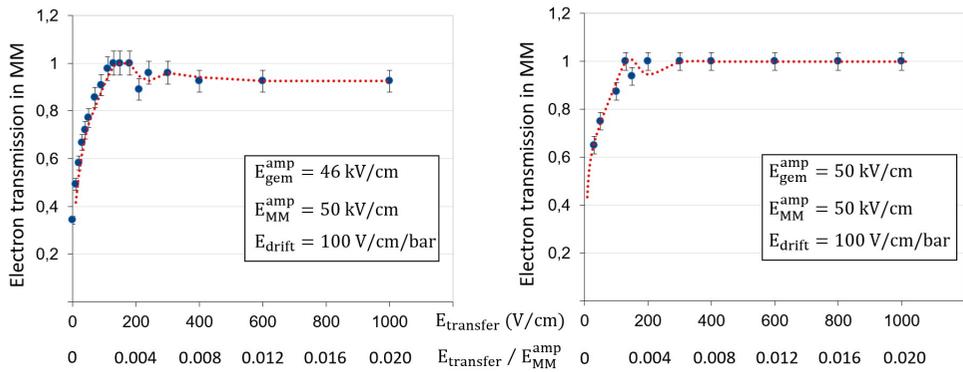


Figura 9.9: Curvas de transmisión de electrones en la Micromegas, con Ar + 1% Isobutano a 1 bar, para dos campos diferentes de amplificación en la GEM:  $E_{gem}^{amp} = 46$  kV/cm (izquierda) y 50 kV/cm (derecha).

La curva de transmisión para la GEM pudo realizarse manteniendo constantes los valores  $V_{MM}^{mesh}$ ,  $E_{transfer}$ ,  $V_{gem}^{up}$ ,  $V_{gem}^{bott}$  y variando el campo  $E_{drift}$ . Con esta variación de  $E_{drift}$ , y por lo tanto con la variación de  $E_{drift} / E_{gem}^{amp}$ , se generaba la curva de transmisión tal y como históricamente se representa [9] [12] [77], referida respecto a la máxima ganancia alcanzada, y asumiendo que la etapa de amplificación combinada (GEM / zona de transferencia / Micromegas) se mantiene constante, al no modificarse los parámetros que la definen.

En la curva de transmisión para la GEM (figura 9.10) se puede ver que a bajos valores de  $E_{drift} / E_{gem}^{amp}$  hay una pérdida de transmisión hasta alcanzar una zona plana o *plateau* en el que la transmisión se mantiene constante, coincidiendo esta tendencia también con medidas anteriores para Micromegas [77] y la misma mezcla de gas (figura 7.4). Sin embargo, debido a la longitud de deriva y el máximo voltaje soportable por el cátodo, no pudieron tomarse medidas con  $E_{drift}$  mayor que 200 V/cm. Esta limitación no hizo posible comprobar si el *plateau* se seguía manteniendo.

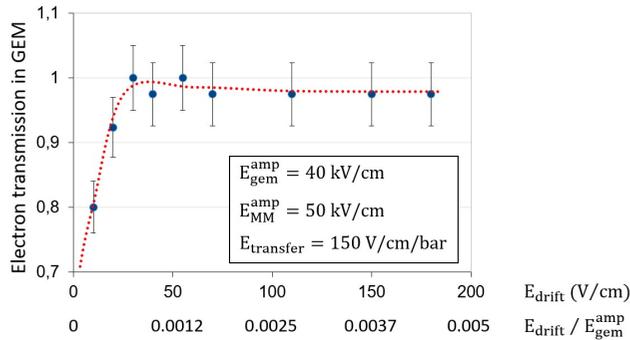


Figura 9.10: Curvas de transmisión de electrones en la GEM instalada en el sistema GEM-MM, con Ar + 1% Isobutano a 1 bar.

En estudios previos sobre la transmisión de electrones en una GEM [98] (figura 9.11) se muestra que, para una mismo campo de amplificación  $E_{gem}^{amp}$  en la GEM ( $\Delta V$  en la figura), hay una pérdida de transmisión conforme el campo de deriva  $E_{drift}$  ( $E_D$  en la figura) aumenta, coincidiendo con el comportamiento observado en algunos estudios para Micromegas [12]. Además, este estudio también muestra cómo la transmisión aumenta conforme aumenta el campo de amplificación  $E_{gem}^{amp}$ , tendiendo a converger.

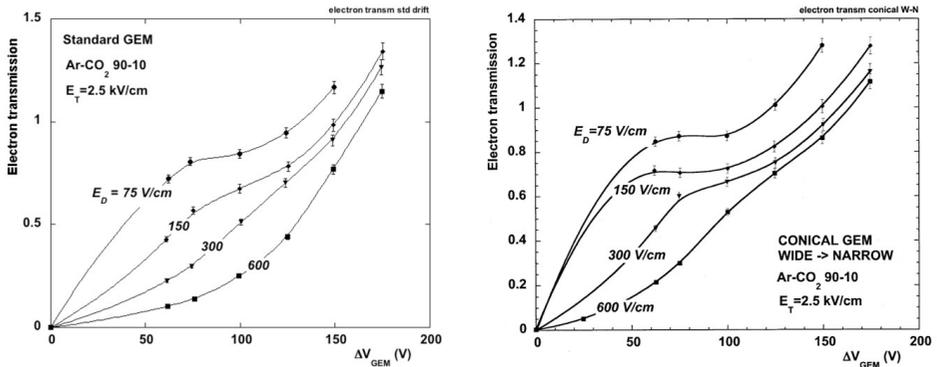


Figura 9.11: [98] Curvas de transmisión de electrones para GEMs, con Ar + 10% CO<sub>2</sub> a 1 bar.

Generalmente, en el caso de las GEM, los campos de transferencia tras la pre-amplificación suelen ser mucho mayores que los campos de deriva anteriores a la misma [98], precisamente para favorecer la extracción de los electrones desde el agujero hacia el volumen de transferencia. Por otro lado, valores altos del campo de transferencia provocan el efecto contrario en la Micromegas, atrayendo los electrones hacia la mesh en lugar de hacia los agujeros. El campo de transferencia ideal será por lo tanto aquel que, sumando los dos efectos descritos en la GEM y la Micromegas, consiga mayores índices de transmisión.

Con las curvas de transmisión generadas tanto para la Micromegas como para la GEM se pudo seleccionar la relación de campos para conseguir la máxima transmisión de electrones desde el volumen de ionización (y de transferencia) hacia los agujeros de amplificación en la GEM (y hacia los agujeros de la Micromegas). Esta relación de campos se mantendrían para todos los puntos de operación en adelante:  $E_{transfer}/E_{MM}^{amp}=0.008$  y  $E_{drift}/E_{gem}^{amp}=0.0025$ .

## Ganancia

La ganancia en un detector gaseoso, como una Micromegas o una GEM, puede definirse como el factor de multiplicación que se produce sobre los electrones primarios, provenientes del volumen de ionización y que entran en los agujeros de amplificación, por el proceso de avalancha electrónica. El factor de multiplicación de los electrones por el proceso de avalancha electrónica depende fuertemente del campo eléctrico existente en los agujeros de amplificación, que viene determinado a su vez por la diferencia de voltaje entre los planos superior e inferior del detector y la distancia que los separa.

Normalmente, para llevar a cabo el estudio de ganancia de una Micromegas, o una GEM, se usa una TPC con una fuente radiactiva con emisión en el rango de energía que se desea estudiar. Cada curva de ganancia se genera para una mezcla de gas y una presión concretas. La variación del voltaje aplicado entre los planos superior e inferior, y por lo tanto la variación del campo eléctrico precursor del proceso de avalancha electrónica, provocará una variación en el factor de multiplicación de electrones.

En el caso del sistema GEM-MM en desarrollo existen dos etapas de amplificación cuyas respectivas ganancias son dependientes de los respectivos campos de amplificación aplicados. La señal se lee tras la segunda etapa de amplificación, en la Micromegas. El estudio de la ganancia total del sistema debe tener en cuenta ambos campos de amplificación, así que para ambos casos se elaboraron varias curvas, mostradas en la figura 9.12.

Las primeras curvas que se realizaron (figura 9.12 izquierda) muestran la ganancia total frente al campo de amplificación en la Micromegas. Para cada punto de operación, en el que el campo de amplificación en la Micromegas aumenta respecto al anterior, el resto de los voltajes se deben de ajustar para mantener constantes el campo de amplificación en la GEM (46, 50 y 54 kV/cm) y para mantener también constantes las relaciones de campos que aseguran la máxima transmisión de electrones tanto en la Micromegas como en la GEM.

La segunda serie de curvas que se generaron (figura 9.12 derecha) muestra la ganancia frente al campo de amplificación en la GEM. En este caso, para cada punto de operación, en el que el campo de amplificación en la GEM aumenta respecto al anterior, solo hay que ajustar el voltaje en el cátodo para mantener la relación de campos en la zona de la GEM.

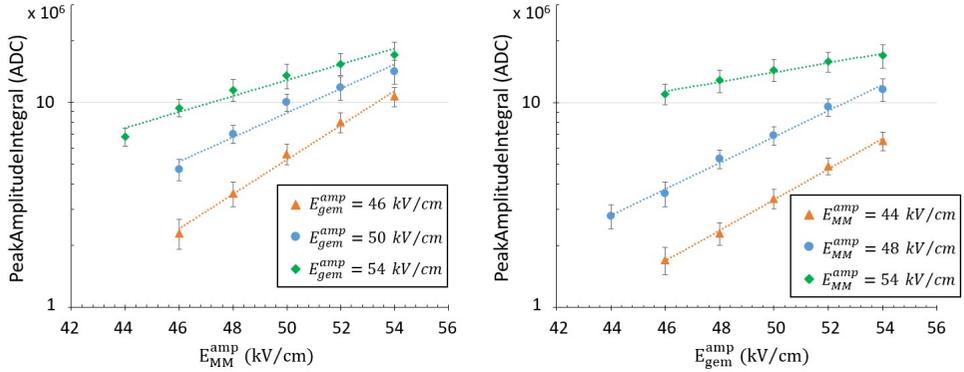


Figura 9.12: Curvas de ganancia total del sistema GEM-MM en Ar + 1% Isobutano a 1 bar, con las relaciones de campos para la transmisión de 0.008 en la Micromegas y 0.0025 en la GEM. La ganancia es representada por el observable PeakAmplitudeIntegral. • Izquierda: Curva de ganancia total frente al campo de amplificación en la Micromegas, para varios valores del campo de amplificación en la GEM. • Derecha: Curva de ganancia total frente al campo de amplificación en la GEM, para varios valores del campo de amplificación en la Micromegas.

En ambas series de curvas el comportamiento de la ganancia es el esperado, la ganancia aumenta de forma exponencial conforme aumenta el campo de amplificación. Sin embargo, llama la atención que las diferentes curvas generadas de una misma serie tienen pendientes diferentes, tendiendo a converger. De una manera intuitiva sería de esperar que un aumento concreto en el campo de amplificación en una de las dos etapas, provocara un salto concreto en la ganancia total del sistema, independientemente de la ganancia inicial de la que se parte. Sin embargo, por ejemplo, se observa que el salto en la ganancia que se produce cuando se pasa del punto de operación  $E_{MM}^{amp} = 46$  kV y  $E_{gem}^{amp} = 46$  kV al punto de operación  $E_{MM}^{amp} = 46$  kV y  $E_{gem}^{amp} = 54$  kV es de un factor  $\sim 7$ , mientras que cuando se pasa de  $E_{MM}^{amp} = 54$  kV y  $E_{gem}^{amp} = 46$  kV al punto de operación  $E_{MM}^{amp} = 54$  kV y  $E_{gem}^{amp} = 54$  kV es de un factor  $\sim 3$ .

Este efecto se muestra ampliamente en la figura 9.13. Cada curva es la comparación entre dos de las curvas de ganancia mostradas en la figura 9.12, para cada campo de amplificación en el eje X se dibuja el ratio entre las ganancias de las dos curvas que se comparan. En todas las curvas generadas se observa una caída del ratio conforme aumenta el campo de amplificación, con una mayor pendiente en las curvas que comparan campos de amplificación con una mayor diferencia entre ellos ( $E_{gem}^{amp} = 46$  &  $54$  kV y  $E_{MM}^{amp} = 44$  &  $54$  kV).

Para explicar este efecto es necesario estudiar los factores implicados en los procesos de transporte de electrones y de avalancha electrónica. Es importante conocer los factores que influyen sobre la transmisión de electrones desde el volumen de ionización hacia el agujero de amplificación [99]. Además, puede haber efectos de polarización de las superficies de kapton en los agujeros de amplificación que

pueden provocar variaciones sobre el campo eléctrico [100], de manera que estas variaciones de la topología del campo eléctrico en el agujero influyen sobre el proceso de avalancha electrónica [81]. En general, es necesario el estudio y entendimiento del proceso de avalancha electrónica [101, 50]. El estudio del comportamiento de los detectores ante flujos altos de partículas [9] también puede ayudar a entender los casos con alta densidad de carga.

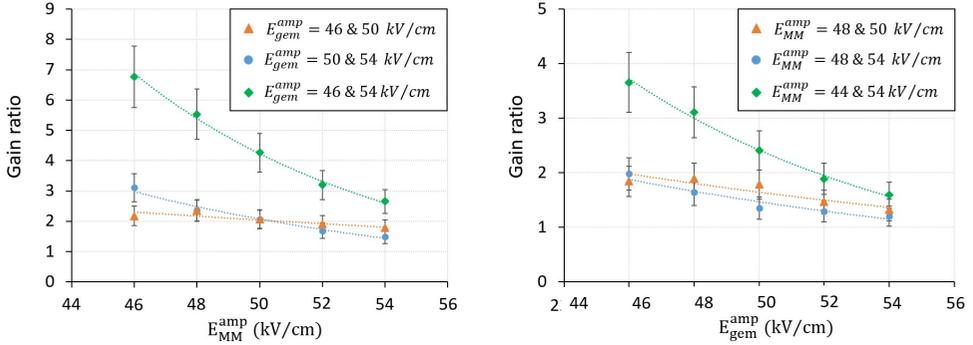


Figura 9.13: Relación de ganancias. • Izquierda: Ratio entre las ganancias de dos puntos de operación con un mismo  $E_{MM}^{amp}$  y distinto  $E_{gem}^{amp}$ . • Derecha: Ratio entre las ganancias de dos puntos de operación con un mismo  $E_{gem}^{amp}$  y distinto  $E_{MM}^{amp}$ .

Por otro lado, para completar la curva de ganancia de la Micromegas y poder determinar los factores de pre-amplificación que se consiguen mediante la introducción de la GEM, deberían realizarse más medidas en un rango amplio de campos de amplificación en la GEM, desde 0 kV/cm hasta el máximo permitido antes de chispa. En este sentido, para realizar medidas en donde la GEM no produzca pre-amplificación, el tiempo de exposición aumenta considerablemente debido a que la ionización por los eventos de la fuente solo se produce en el volumen de transferencia. Por ello, solo se lanzó una toma de datos con la máxima ganancia en la Micromegas (60 kV/cm) y sin pre-amplificación en la GEM. La comparación entre la ganancia alcanzada en esta toma de datos (máxima ganancia que se consigue en una TPC en estas condiciones y con un plano de lectura Micromegas) y la máxima ganancia alcanzada durante la elaboración de las curvas ( $E_{gem}^{amp} = 54$  kV/cm y  $E_{MM}^{amp} = 54$  kV/cm) arrojaba un factor 50 de pre-amplificación. Además, hay que apuntar que para las curvas de ganancia no se llevó al límite ninguno de los dos detectores, por lo que es de esperar que haya margen para conseguir factores de pre-amplificación todavía mayores.

Tras haber confirmado en esta tesis un factor 37.7 de pre-amplificación, se observaron factores de alrededor de 100 durante las medidas sistemáticas en la cámara de 2 litros, para las mismas condiciones de mezcla y presión que en las primeras medidas descritas en la sección 9.3. Estos estudios no se incluyen en esta memoria y próximamente serán objeto de la publicación de un artículo.

### Resolución de energía

En la figura 7.4 se mostraba una curva de la resolución de energía frente a la ganancia, en Ar + 1% Isobutano a 1 bar, realizada en los estudios previos con Micromegas de un solo canal [77]. Se observa que la curva muestra una mejora de la resolución con el aumento de la ganancia hasta alcanzar una zona óptima, para luego empeorar en el último tramo para las ganancias más altas. En el sistema GEM-MM (figura 9.14) la tendencia de mejora de la resolución hasta una zona óptima parece darse en aquellas curvas donde la Micromegas o la GEM tiene una amplificación baja ( $E_{gem}^{amp} = 46$  kV/cm y  $E_{MM}^{amp} = 44$  kV/cm), mientras que en el resto de curvas no existen datos para la zona de baja ganancia.

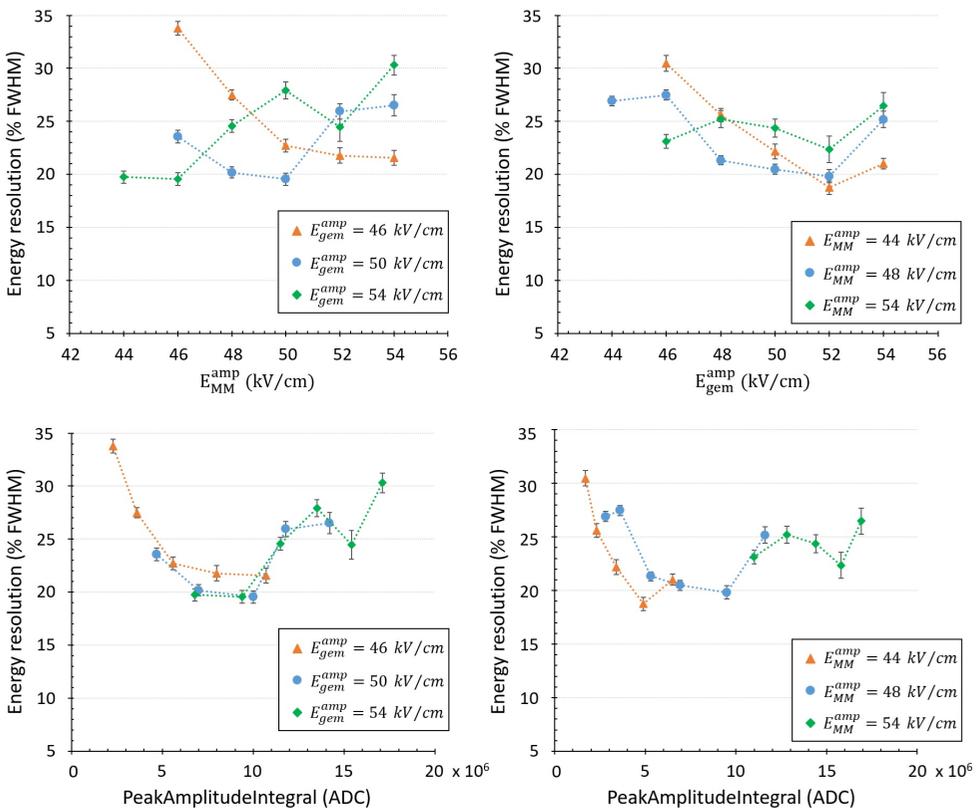


Figura 9.14: Curvas de resolución de energía del sistema GEM-MM en Ar + 1% Isobutano a 1 bar, con las relaciones de campos para la transmisión de 0.008 en la Micromegas y 0.0025 en la GEM. La ganancia es representada por el observable PeakAmplitudeIntegral. • Izquierda: resolución frente al campo de amplificación en la Micromegas (arriba) y frente a la ganancia total (abajo), para varios valores del campo de amplificación en la GEM,. • Derecha: resolución frente al campo de amplificación en la GEM (arriba) y frente a la ganancia total (abajo), para varios valores del campo de amplificación en la Micromegas.

La mejor resolución de energía alcanzada en varios puntos de operación entre todas las curvas se sitúa en torno al 20 %, mientras que la resolución óptima alcanzada en la figura 7.4 es del 12 %. Cabe decir que para todas las curvas generadas se ha usado un análisis de datos básico, sin aplicar ningún corte topológico ni ninguna corrección de ganancia. La generación de un mapa de ganancias del detector, en el que se caracteriza por zonas, permite una corrección en energía de cada evento y una mejora en la resolución de energía en el espectro. Además, cabe recordar que los estudios previos con Micromegas de un solo canal [77] se hicieron en una TPC más estanca y con una longitud de deriva de 1 cm, frente a la menor estanqueidad y a los 10 cm de deriva de la cámara de pruebas de 50 litros. Estas condiciones favorecen los procesos de recombinación y *attachment* en la cámara de 50 litros, afectando a la ganancia y a la resolución de energía, aunque no se pudo cuantificar.

### 9.4.3 Conclusiones

Tras las medidas en la cámara de 2 litros, en la que se alcanzó un factor de pre-amplificación 37.7 para Ne + 2 % Isobutano a 10 bar, era necesario comprobar el comportamiento del sistema GEM-MM en planos de lectura más grandes y pixelados, de forma que se pudiera validar el sistema para su implantación en TREX-DM.

Los resultados obtenidos con las medidas en la cámara de 50 litros son satisfactorios y apuntan hacia el buen comportamiento del sistema. Desde el punto de vista topológico las medidas realizadas permiten identificar correctamente la topología del evento (figura 9.8). Las curvas de transmisión de electrones generadas muestran un comportamiento habitual (figuras 9.9 y 9.10). Las curvas de ganancia generadas también muestran el comportamiento esperado (figura 9.12), aunque se observa que el salto de ganancia que se produce cuando se aumenta alguno de los campos de amplificación (figura 9.13) es dependiente de la ganancia total. A pesar de ello se ha podido medir un factor  $\sim 50$  de pre-amplificación en Ar + 1 % Isobutano a 1 bar. Además, las curvas de resolución de energía muestran valores muy prometedores del 20 %, susceptibles de mejorar con la aplicación de un análisis más refinado en el que se utilice un mapa de ganancias para la corrección de la energía de cada evento.

Después de estas medidas en ambas cámaras el sistema GEM se validó y se comenzaron los trabajos de preparación para la instalación de la GEM sobre las Micromegas en el detector de TREX-DM. En el tiempo en el que se está escribiendo esta tesis, todo está preparado para su instalación, a la espera de que una sala limpia sea instalada en el lugar donde TREX-DM ha sido reubicado, el Lab2500.

## Part III

# Desarrollo del AlphaCAMM: un detector de partículas alfa de alta sensibilidad



## Capítulo 10

# El primer demostrador como detector de partículas alfa



## 10.1 Necesidad de un detector de partículas alfa superficiales

Los experimentos de sucesos poco probables aspiran a tener el mínimo nivel de fondo posible, de forma que permita aumentar y explotar al máximo su sensibilidad. En el caso de TREX-DM se elaboró un modelo de fondo [28] en el que se tenían en cuenta todas las posibles aportaciones al mismo: isótopos radioactivos en los materiales usados para la construcción del detector, gas Radón y su progenie en el exterior de la TPC, actividad proveniente del ambiente dentro del LSC (rayos gamma, muones y neutrones).

Del modelo elaborado se concluyó que las principales aportaciones al fondo, dentro de la región de interés (RoI) de 0.4–7 keV<sub>ee</sub>, eran tres: las propias Micromegas ( $\sim 2.5$  dru), la jaula de campo ( $\sim 1.5$  dru) fabricada con láminas de kapton-cobre y la cámara de cobre ( $\sim 1.2$  dru) que habría sufrido activación cosmogénica en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza, durante la fase previa a ser instalada de forma definitiva en el LSC.

Estas tres contribuciones podrían ser reducidas mediante la fabricación de nuevas Micromegas (ver sección 8.1), mediante el re-diseño de una nueva jaula de campo de bajo fondo y mediante la sustitución de la cámara de cobre por una nueva en la que se redujera la exposición en superficie.

Sin embargo, tras los primeros datos con Ne + 2% Isobutano en TREX-DM se vio que el fondo del detector en la región de interés era 2 órdenes de magnitud mayor que el nivel previsto por el modelo de fondo (ver sección 7.5). Se comprobó que este elevado nivel era causado por una contaminación de Radón en el sistema de gas. Para ello, primero se identificó una actividad de eventos de alta energía asociados a las desintegraciones con emisión  $\alpha$  (figura 7.20) y después se comprobó que una reducción de esta actividad provocaba la misma reducción en la zona de baja energía, en la región de interés de 0.4–7 keV<sub>ee</sub>, en una relación aproximadamente de 1:1. Si existía una contaminación por Radón en la TPC era de esperar que las emisiones de electrones de baja energía asociadas a las cadenas de desintegración naturales (ver figura 10.1) contribuyeran al fondo en la región de interés.

Tras descubrir que el filtro de Oxígeno era un importante emisor de Radón dentro del sistema de gas, se probaron otras clases de filtros, aunque ninguno de ellos dio un resultado satisfactorio. Finalmente, se decidió cambiar el modo de operación y trabajar con el detector en lazo abierto, haciendo pasar la mezcla de gas directamente desde la botella a la cámara y expulsándolo al ambiente por la salida de la cámara, con un caudal bajo ( $\sim 1$  l/h). Con esto se consiguió reducir el fondo un orden de magnitud (ver sección 7.6). A pesar de ello, el nivel de fondo seguía siendo un orden de magnitud mayor que el previsto por el modelo de fondo, esta vez dominado por la emisión de partículas  $\alpha$  desde las superficies más próximas al volumen activo. Para intentar reducir su afección se aplicaron varias medidas, como la instalación de una pieza de PTFE que cubría internamente toda la jaula de campo, para bloquear las emisiones procedentes de su superficie, o la sustitución del mylar del cátodo por otro

nuevo. Sin embargo la reducción del fondo debido a estas acciones fue mínima.

Por ello, surgió la necesidad de medir las concentraciones de los isótopos radioactivos en las cadenas de desintegración naturales. En concreto la progenie del Radón, cuyo decaimiento provoca la contaminación de las superficies expuestas y cuyas emisiones  $\alpha$  estaban siendo el origen del problema del fondo en TREX-DM y en otros experimentos de bajo fondo. Entonces, se hacía necesario el poder medir las contaminaciones superficiales que de estos isótopos se derivaban.

Para la medida de la radiopureza de los materiales, de cara a la elaboración del modelo de fondo en TREX-DM, se han usado diferentes técnicas espectrométricas (HPGe, GDMS, ICPMS, BiPo-3). Sin embargo, estas técnicas son difíciles de utilizar para la cuantificación de la progenie del Radón, por su baja sensibilidad a estos isótopos. Además de la dificultad añadida que supone el medir contaminaciones superficiales, lo que obligaría en estas técnicas a separar claramente la superficie del resto del material, a excepción del detector BiPo-3 [102], especialmente diseñado para la medición de materiales de poco espesor.

Las técnicas de espectrometría basadas en emisiones gamma, como los detectores HPGe (High Purity Germanium detectors), generalmente no son sensibles a las líneas de baja energía procedentes de las emisiones gamma de los isótopos más abajo en las cadenas de desintegración naturales (figura 10.1), donde se encuentra la progenie del Radón. Hay excepciones, como los BEGe (Broad Energy Germanios), que son capaces de alcanzar sensibilidades de pocos  $\mu\text{Bq/kg}$  en la emisión gamma del  $^{210}\text{Pb}$  a 46.5 keV, como el caso del detector Roseberry [103], que alcanza una sensibilidad de 3.47  $\mu\text{Bq/kg}$ . Aún con la utilización de estos germanios de tipo BEGe, algunas piezas son difíciles de medir, sobre todo piezas en láminas o planchas, que tienen pequeña masa y gran superficie, como el caso del mylar o las láminas de kapton-cobre.

Por otro lado, las técnicas de espectrometría de masas, tales como GDMS (Glow Discharge Mass Spectrometry) o ICPMS (Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometry), alcanzan sensibilidades próximas a los BEGe (unidades de  $\mu\text{Bq/kg}$ ). Estos ensayos son destructivos, aunque suelen necesitar una pequeña cantidad de masa para la prueba, pero que puede ser inviable en el caso de la medida de piezas finales a colocar en el detector, con gran superficie y poca masa. Además, aunque estas técnicas se han ido mejorando, por lo general no permiten la diferenciación entre los isótopos de un mismo elemento.

Por todo ello, dentro del equipo de TREX-DM surgió la necesidad de desarrollar un detector de partículas  $\alpha$  superficiales con alta sensibilidad, capaz de medir contaminaciones en futuras piezas que fueran a instalarse dentro de la cámara de TREX-DM, especialmente para piezas/láminas de gran superficie ( $\sim 25 \times 25 \text{ cm}^2$ ) respecto al tamaño total del experimento. El objetivo de sensibilidad para este detector de partículas  $\alpha$  se estableció en 100 nBq/cm<sup>2</sup>, con un nivel de fondo de 60 nBq/cm<sup>2</sup>.

Como ya se ha apuntado antes, durante la operación de TREX-DM se observó una relación 1:1 de eventos de baja energía respecto a los de alta energía, es decir, por cada partícula  $\alpha$  detectada había un evento de baja energía en la región de

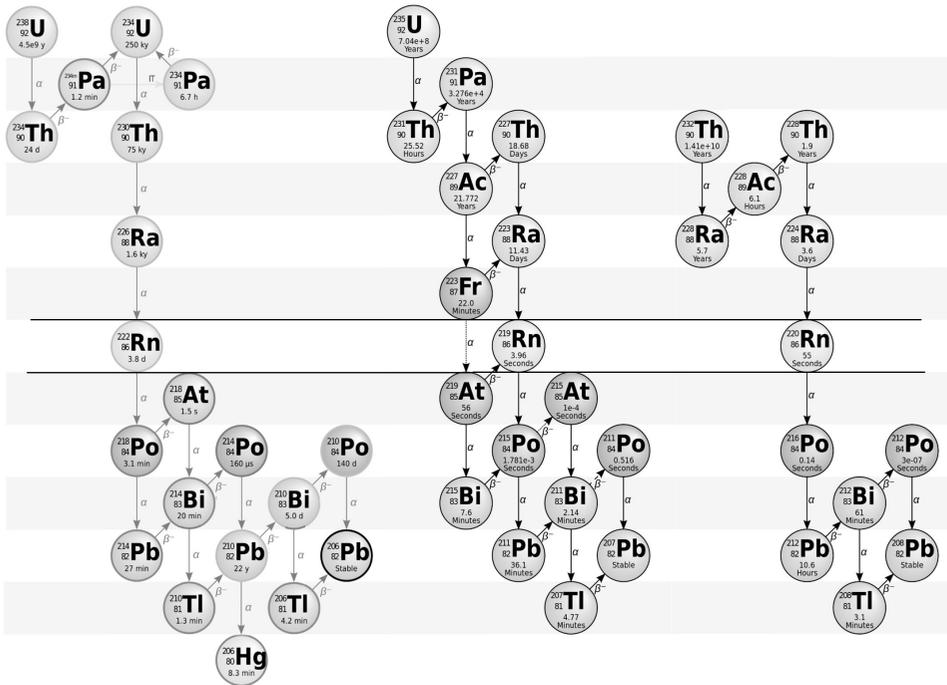


Figura 10.1: [104] Cadenas naturales de desintegración conteniendo el nucleido Radón. Cuando un isótopo del Radio contenido en un material se desintegra en un isótopo del Radón, un gas noble, este difunde con mayor facilidad hacia el exterior del material. Una vez que el Radón es difundido desde el material al volumen de gas, los isótopos del Polonio y del Plomo, con una semivida muy corta, permanecen con carga positiva tras la desintegración de sus progenitores, por lo que son susceptibles de ser atraídos hacia superficies cargadas. Estos procesos favorecen la acumulación principalmente del isótopo  $^{210}\text{Pb}$  en las superficies, de larga semivida, contribuyendo al fondo de forma significativa en detectores de bajo fondo.

interés de  $0.4\text{--}7\text{ keV}_{ee}$ . Asumiendo esta relación, la sensibilidad proyectada para el detector de alfas ( $100\text{ nBq/cm}^2$ ) permitiría medir actividades de piezas/láminas de  $25 \times 25\text{ cm}^2$  que contribuyen al nivel de fondo de TREX-DM en  $\geq 5\text{ dru}$  para Neón y  $\geq 2.5\text{ dru}$  para Argón.

El modelo de fondo en el experimento TREX-DM [28] apunta a un nivel del orden de  $1\text{--}10\text{ dru}$  en la región de interés  $0.4\text{--}7\text{ keV}_{ee}$ . En una segunda etapa, mediante la reducción de la contribución de algunos elementos del detector (Micromegas, jaula de campo y cámara de cobre), el modelo apunta a un nivel por debajo de  $1\text{ dru}$ . Para esta segunda etapa la sensibilidad del AlphaCAMM debería ser aumentada.

## 10.2 Primer demostrador

Como primer paso hacia el diseño y la construcción del AlphaCamm, se desarrolló un primer prototipo [105] como demostrador del principio de funcionamiento y que supondría un punto de partida hacia la definición de las especificaciones de diseño finales. Para este prototipo se propuso una TPC con Micromegas cuyo esquema puede verse en la figura 10.2, en el que una muestra se coloca con la superficie a medir apuntando hacia el volumen de ionización, de forma que la ionización en el gas producida por una partícula emitida desde la superficie puede ser detectada. La pixelización (*strips*) de la Micromegas permite la reconstrucción de la dirección de las partículas  $\alpha$ . Además, gracias al pico de Bragg, efecto conocido por el cual una partícula  $\alpha$  durante su frenado en un medio deposita mayor energía al final del recorrido, se puede conocer también el sentido de su trayectoria.

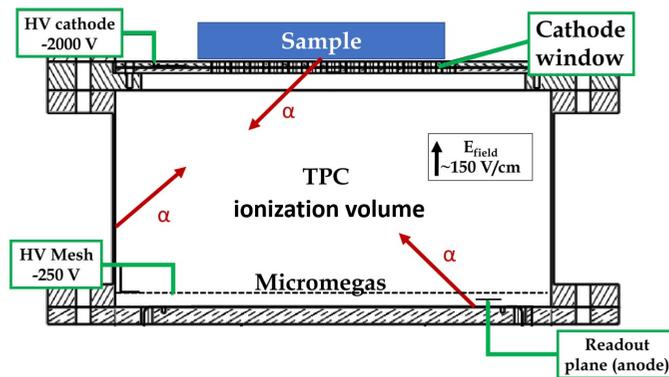


Figura 10.2: Esquema del principio de funcionamiento del demostrador del AlphaCamm. La muestra se sitúa sobre una rejilla por encima del cátodo, transparente a las partículas  $\alpha$ . El plano de lectura basado en una Micromegas (tipo bulk) ofrece información topológica para la reconstrucción de las trazas (dirección y sentido), por lo que solo las partículas  $\alpha$  con sentido hacia la Micromegas contribuyen a la medida.

La Micromegas instalada en el demostrador (figura 10.3) fue la misma que se instaló en la cámara de TREX-DM durante las primeras pruebas en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza, previamente al traslado del experimento al LSC [31]. Esta Micromegas es de tipo bulk, con un área activa de  $26 \times 26 \text{ cm}^2$  y 432 canales por eje. La electrónica de lectura está basada en el chip AFTER [14], una versión anterior al chip AGET usado en la electrónica de adquisición de TREX-DM. Como ya se ha explicado anteriormente, el chip AFTER necesita, a diferencia de su sucesor, una señal externa para el disparo de la adquisición, así que se montó una cadena de lectura-amplificación-discriminación para leer la señal de la mesh y así poder proveer de la señal de disparo a la electrónica, tal y como se hizo en las primeras pruebas de TREX-DM [31].

Tras la puesta en marcha del demostrador se realizaron varias medidas donde

se usó una fuente de  $^{241}\text{Am}$ , colocada sobre una rejilla por encima del cátodo y en el centro del mismo (figura 10.3), con una emisión de partículas  $\alpha$  de una energía de  $\sim 5.4$  MeV.

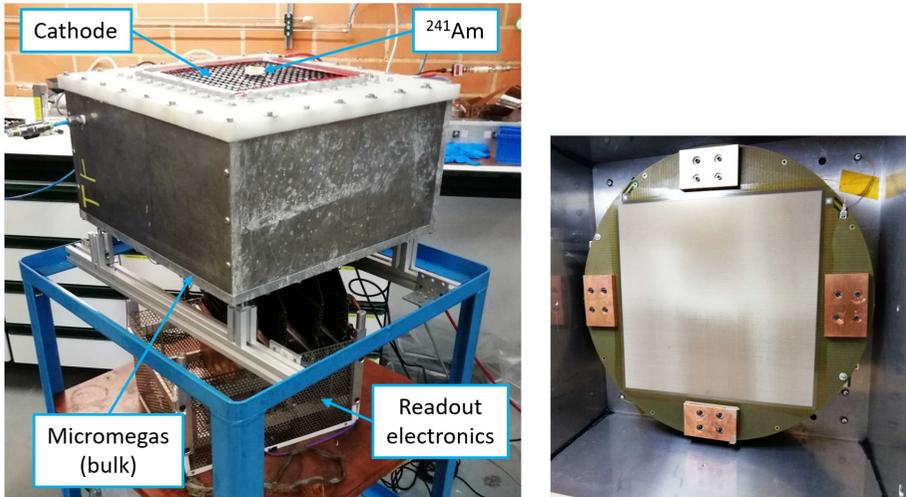


Figura 10.3: Foto del demostrador del AlphaCamm, no radiopuro. Se pueden ver las partes que lo componen: el cátodo hecho de mylar, con una rejilla en la parte superior donde se pueden colocar las muestras a medir y las fuentes de calibración, en este caso una fuente de  $^{241}\text{Am}$ ; la Micromegas, en este caso de tipo bulk, en la parte inferior y dentro de la cámara; y la electrónica de adquisición con la que se leen todos los canales. En la foto de la derecha se puede ver la Micromegas tipo bulk de  $26 \times 26 \text{ cm}^2$  instalada dentro de la cámara.

Para la reconstrucción de las trazas de partículas  $\alpha$  (figura 10.4), los pulsos digitalizados son integrados en el tiempo usando los tiempos de muestreo configurados en la electrónica (40 ns), reconstruyendo así la topología de la transferencia de energía de la partícula  $\alpha$  hacia el gas en el eje Z. Esta reconstrucción en Z junto con la reconstrucción en el plano XY de la Micromegas, permite definir la dirección y el sentido de la trayectoria seguida por la partícula en su recorrido durante la ionización del gas. Este método de reconstrucción ha sido probado en este demostrador [105] y el sentido del 99,9% de las partículas  $\alpha$  emitidas desde la fuente fue correctamente identificado.

Cabe apuntar que, como suele suceder en las TPCs con un solo plano de lectura basado en una sola tecnología de detección,  $t_0$  (origen temporal del evento, que se produce cuando la primera señal proveniente de la carga generada por una partícula ionizante que atraviesa la TPC) reconstruye una coordenada en Z relativa, es decir, se desconoce la coordenada absoluta en Z donde se ha producido la ionización. En el caso de las TPCs gaseosas, la difusión de los electrones primarios a lo largo de la distancia de deriva hasta la Micromegas puede ofrecer información sobre  $t_0$  [40]. Por lo tanto, futuros estudios sobre la difusión en las mismas condiciones de operación que las del AlphaCamm pueden llevarse a cabo y así poder aumentar la precisión

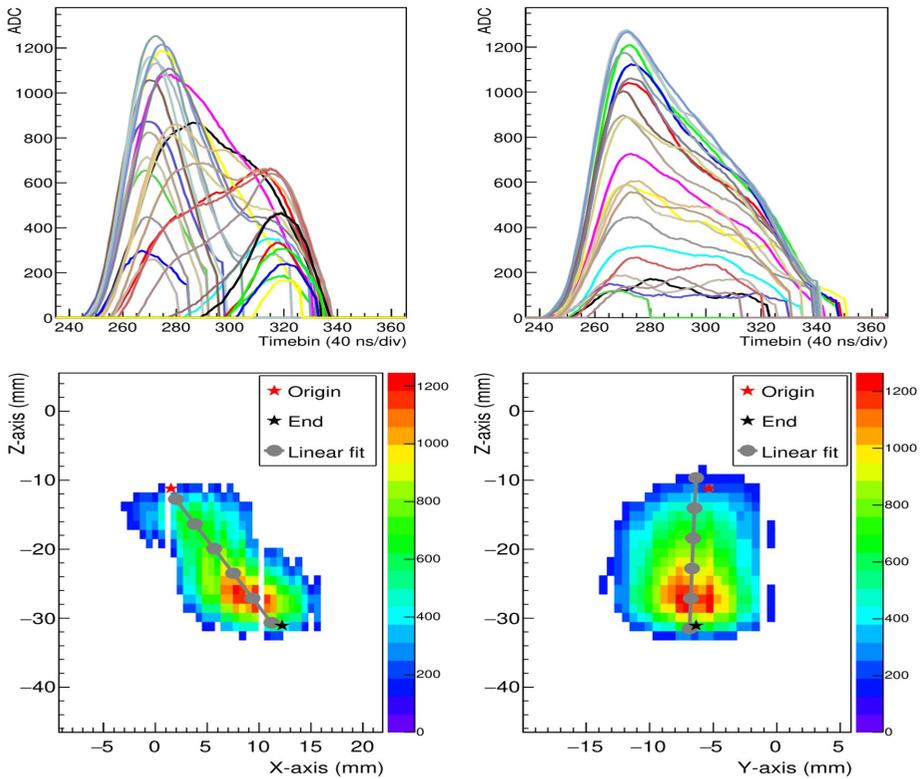


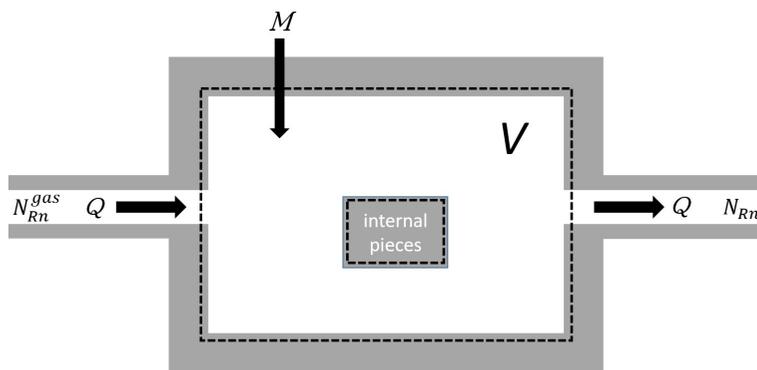
Figura 10.4: • Superior: señales digitalizadas de un evento producido por la fuente de  $^{241}\text{Am}$  y recogido por las *strips* del eje X (izqda) y eje Y (dcha). Cada color representa una strip/canal del eje correspondiente. • Inferior: proyección de un evento producido por la fuente de  $^{241}\text{Am}$ , donde los colores representan la integración de los pulsos en XZ (izqda) y en YZ (dcha), mientras que las líneas grises representan el ajuste lineal que define la trayectoria, con el inicio (estrella roja) y el final (estrella negra) de la misma [105].

en la reconstrucción espacial en el eje Z, lo que podría mejorar considerablemente la sensibilidad del detector.



## Capítulo 11

# Modelo de fondo por emanación para el AlphaCAMM



## 11.1 Modelo de fondo por emanación de Radón

Con el primer demostrador del AlphaCAMM se ha demostrado la capacidad de discriminación según la dirección y el sentido del evento, lo que permite eliminar el fondo de partículas  $\alpha$  que provienen de las paredes de la cámara y de la propia Micromegas. De esta forma, el fondo del detector en la zona de interés (1-10 MeV) quedará dominado principalmente por las emisiones de partículas  $\alpha$  de las desintegraciones que se produzcan dentro del volumen de gas y cuya trayectoria tenga una componente en el sentido de la Micromegas, pudiéndose confundir así con un evento proveniente de la muestra. Otra contribución importante al fondo del detector podrán ser las emisiones de partículas  $\alpha$  que se produzcan por desintegraciones en las últimas  $\sim 250 \mu\text{m}$  de la superficie del material con el que estará construido el cátodo/porta-muestras.

Los principales nucleidos que pueden contribuir a la emisión de partículas  $\alpha$  en el volumen de detección del AlphaCAMM son los correspondientes a los diferentes isótopos del Radón. Es sabido que estos isótopos pertenecientes a las cadenas de desintegración naturales, por su naturaleza de gas noble, difunden con facilidad en los materiales y son emanados al exterior. Por lo tanto, podemos esperar que desde los materiales con los que está construida la TPC, desde el propio aire del laboratorio, o desde el sistema de gas utilizado para alimentar la cámara, se introduzca contaminación de Radón.

Los isótopos del Radón que pueden introducirse en el AlphaCAMM, y por lo tanto contribuir al fondo de partículas  $\alpha$  en el volumen de detección, pueden proceder principalmente de tres cadenas naturales: de la cadena del  $^{238}\text{U}$ , donde el isótopo  $^{226}\text{Ra}$  se desintegra en  $^{222}\text{Rn}$ ; de la cadena del  $^{235}\text{U}$ , donde el isótopo  $^{223}\text{Ra}$  se desintegra en  $^{219}\text{Rn}$ ; y de la cadena del  $^{232}\text{Th}$ , donde el isótopo  $^{224}\text{Ra}$  se desintegra en  $^{220}\text{Rn}$  (ver figura 10.1).

Una vez que un isótopo de Radón se desintegra dentro del volumen de gas sus descendientes, a pesar de que también pueden desintegrarse mediante emisión  $\alpha$ , lo harán principalmente desde las superficies del detector. Esto se debe a que, una vez que un nucleido de Radón se desintegra en el correspondiente nucleido de Polonio, este queda cargado y por lo tanto es atraído hacia las superficies del detector, principalmente hacia el cátodo. Durante el recorrido del nucleido de Polonio hacia las superficies, para tiempos de vida cortos como el del  $^{215}\text{Po}$  (1.781 ms), pueden producirse emisiones  $\alpha$  significativas por parte de los descendientes del Radón desde el volumen de gas y no desde las superficies.

### 11.1.1 Concentración de Radón en el volumen de estudio

Cualquiera de los tres isótopos del Radón, de las tres cadenas de desintegración descritas, puede contribuir al fondo.

A partir de la ecuaciones de Bateman, que describen la evolución en el tiempo

de las concentraciones de nucleidos en una cadena de desintegración (ec 11.1), puede deducirse la ecuación que describe la evolución temporal de la concentración  $N_2$  de un nucleido ( $i=2$ ) teniendo en cuenta una concentración inicial de su progenitor  $N_1(0)$  (ec 11.2).

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \lambda_{i-1}N_{i-1}(t) - \lambda_i N_i(t) \quad (11.1)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\lambda_2 N_2(t) + \lambda_1 N_1(0)e^{-\lambda_1 t} \quad (11.2)$$

La ecuación 11.2 puede describir la evolución en el tiempo de la concentración de Radón (número de nucleidos por unidad de volumen) si  $i=1$  es el nucleido de Radio y  $i=2$  es el nucleido de Radón. Además, esta ecuación puede extenderse para el caso de una cámara con un volumen interno  $V$  y con un caudal constante  $Q$  de entrada/salida, cuyo esquema se presenta en la figura 11.1.

Para su aplicación al volumen  $V$  de estudio, a la ecuación 11.2 se añaden los términos que describen el transporte de Radón a través del caudal  $Q$  de entrada y salida, siendo  $N_{Rn}^{gas}$  la concentración de Radón en la mezcla de gas de entrada y  $N_{Rn}(t)$  la concentración en el volumen de la cámara y, por lo tanto, la del flujo de salida. También se introduce otro término  $M$  que representa un flujo constante de Radón hacia el volumen  $V$  mediante los procesos de fugas, permeabilidad y *outgassing*. La introducción de estos nuevos términos da como resultado la ecuación 11.3, que describe la evolución de la concentración de Radón en una cámara con un volumen interno  $V$  y un caudal de entrada/salida  $Q$ , en la que también se producen aportaciones constantes de Radón debido a los procesos de fugas, permeabilidad y *outgassing*.

La emanación de Radón desde los materiales de los que está construida la cámara es un proceso que está incluido dentro del volumen  $V$  de estudio y descrito por la ecuación 11.3 a través del término  $\lambda_{Ra}N_{Ra}$ . Nótese que este término corresponde con la aportación de Radón a través de la desintegración del Radio, pero la concentración de Radio irá descendiendo debido al decaimiento de este isótopo. Sin embargo, este caso en el que dentro del material solo se encuentran nucleidos de Radio, pero no se encuentran nucleidos progenitores, es el menos habitual y solo se da ante una contaminación directa con este elemento. Lo más habitual es que la existencia de nucleidos de Radio se deba a la existencia de nucleidos progenitores de la cadena de desintegración natural correspondiente y estos además estén en equilibrio secular. Por lo tanto, para reflejar esta realidad en el modelo, se ha asumido que la aportación por parte del Radio será constante. Además, si se conoce la actividad de algunos de los elementos progenitores (medición directa de materiales, por ejemplo, con técnicas espectrométricas) y asumiendo el equilibrio secular en la cadena, se puede conocer la concentración de Radio en el material e introducirlo directamente en el modelo.

Para mayor sencillez en la notación, y de aquí en adelante, las concentraciones que aparecen sin super-índice se refieren a las contenidas en el volumen gaseoso  $V$

de la cámara, objeto de estudio, mientras que las que aparecen con super-índice, como el caso de  $N_{Rn}^{gas}$ , se refieren a las contenidas fuera del volumen de estudio. Además, la aplicación de la ecuación 11.3 es válida para cada una de las tres cadenas de desintegración donde un nucleido de Radio se desintegra en uno de Radón (figura 10.1).

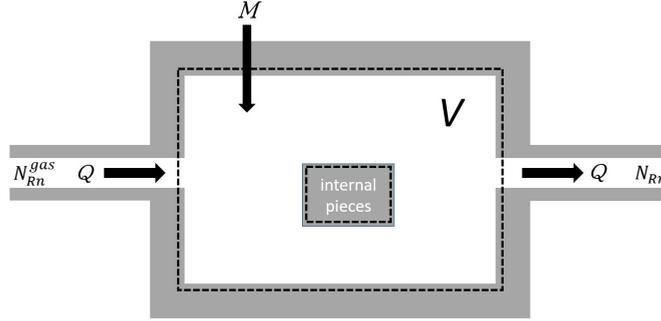


Figura 11.1: Definición del volumen de estudio  $V$  (línea de puntos), formado por el volumen gaseoso dentro de la cámara más una parte del volumen dentro de cada material. Notese que la línea de puntos engloba parte de las paredes de la cámara y parte de las piezas internas, representando el volumen de material que, a través de la emanación de Radón, contribuye a la concentración total en el volumen  $V$ .

$$\frac{dN_{Rn}(t)}{dt} = -\lambda_{Rn}N_{Rn}(t) + \lambda_{Ra}N_{Ra} + (N_{Rn}^{gas} - N_{Rn}(t))\frac{Q}{V} + M \quad (11.3)$$

Cabe aclarar que, para completitud de la ecuación 11.3, deberían añadirse los términos que describen el transporte de nucleidos del Radio y de sus progenitores entre el volumen  $V$  de la cámara y el exterior, al igual que se ha hecho con los nucleidos del Radón. Sin embargo, se asume que el intercambio de Radio y sus progenitores con el exterior a través de procesos de transporte gaseoso puede despreciarse, al asumir que es muy poco probable encontrar moléculas de estos elementos en suspensión. Por lo tanto, únicamente se tiene en cuenta la concentración de Radio  $N_{Ra}$  que pudiera haber dentro de los materiales del que está compuesta la cámara y además, como se ha asumido en el modelo, en equilibrio secular con la cadena de desintegración correspondiente. Cualquier introducción de Radio o sus progenitores en el sistema sería de forma accidental y, por lo tanto, supondría una fuente de fondo desconocido.

También cabe aclarar que este modelo se ciñe al fondo producido por los nucleidos del Radón en el volumen gaseoso y que cualquier contribución directa por desintegración alfa por parte de sus progenitores, sus descendientes, o cualquier otro isótopo contenido en el volumen gaseoso o en los materiales no ha sido tenida en cuenta. En este sentido, cabe recordar que la discriminación de eventos por su topología reduce el fondo proveniente de las superficies del detector, excepto los provenientes de la superficie que contiene la muestra a medir. En este caso se

deberá tener especial cuidado en la limpieza o sustitución de esta superficie con la regularidad necesaria, dependiendo de la exposición producida.

La solución a la ecuación 11.3 se muestra en 11.4 y tiene dos términos diferenciados. El primero representa la contribución por parte de la concentración inicial de Radón  $N_{Rn}(0)$ . El segundo representa la contribución por emanación desde el interior de la cámara gracias a la desintegración del Radio  $N_{Ra}$  en Radón, más la contribución del Radón que puede introducirse en la cámara desde el exterior por el sistema de gas  $\theta N_{Rn}^{gas}$ , más la contribución  $M$  de las fugas, la permeabilidad y el *outgassing*. Se define la constante de renovación  $\theta = Q/V$  de manera que  $t_{ren} = P_{op}/\theta$  es el tiempo que tarda en realizarse una renovación de todo el gas contenido en  $V$  con un caudal de entrada/salida  $Q$  y a una presión de operación  $P_{op}$ .

$$N_{Rn}(t) = N_{Rn}(0)e^{-(\lambda_{Rn}+\theta)t} + \frac{\lambda_{Ra}N_{Ra} + M + \theta N_{Rn}^{gas}}{(\lambda_{Rn} + \theta)}(1 - e^{-(\lambda_{Rn}+\theta)t}) \quad (11.4)$$

Vamos a definir aquí las condiciones iniciales del sistema. El diseño final del detector AlphaCamm seguirá los mismos principios de funcionamiento que el demostrador descrito en la sección 10.2. Se asume un modo de operación de este detector en el que, para la medición de una muestra, se realizan los siguientes pasos:

1. Se abre la cámara, se coloca la muestra y se realiza un ciclo de vacío en la cámara.
2. Se comienza a inyectar gas en la cámara hasta alcanzar la presión de operación.
3. Se abre el puerto de salida de la cámara y se ajusta un caudal constante  $Q$  de entrada y salida.
4. Una vez alcanzado el régimen estacionario de presión y caudal de entrada/salida, se comienza la toma de datos para la medición de partículas  $\alpha$  desde la muestra.

La ecuación 11.4 se aplica a un sistema con un caudal de entrada/salida  $Q$ , por lo tanto el primer momento en el que esta condición se cumple y donde se define  $t = 0$  es cuando, una vez que se ha alcanzado la presión de operación, se abre el puerto de salida y se consigue el régimen estacionario con caudal de entrada y salida constante.

### 11.1.2 Contribución por parte de la concentración inicial de Radón $N_{Rn}(0)$

La concentración inicial de Radón que pudiera haber dentro del volumen de gas del detector y su evolución viene representado por el primer término de la ecuación 11.4. Se ha definido  $t = 0$  como el momento en el que, tras inyectar gas en la cámara,

se alcanza un régimen estacionario con caudal  $Q$  de entrada y salida. Para calcular la concentración de Radón inicial  $N_{Rn}(0)$  en  $t = 0$  vamos a describir el sistema antes del estado estacionario, partiendo desde el momento en el que desde el ciclo de vacío se pasa al llenado de la cámara. Para ello hay que modificar la ecuación 11.3, eliminando el transporte de Radón en el caudal de salida, y evaluarla en  $t = t_{fill}$  (tiempo de llenado de la cámara), de forma que  $N_{Rn}(0) = N_{Rn}^0(t = t_{fill})$ .

En este caso, la contribución por parte de la concentración de Radio durante el proceso de llenado en la cámara es  $N_{Ra}$ , al igual que para el sistema en operación con caudal de entrada y salida  $Q$ , ya que este valor depende de los materiales con los que está construida la cámara. Si se asume que los procesos por los cuales se produce la expulsión de Radón desde los materiales, tal y como se describe en la sección 11.1.3, no dependen ni de la presión ni de la concentración de Radón en la cámara, entonces la ecuación 11.9 que define  $N_{Ra}$  es válida también en el caso del proceso de llenado de la cámara.

Por otro lado,  $N_{Rn}^0(0)$  es la concentración de Radón tras el ciclo de vacío, en el momento de comenzar el llenado de la cámara. Para calcular correctamente  $N_{Rn}^0(0)$  habría que re-escribir la ecuación 11.3, al igual que se está haciendo para el proceso de llenado, y así describir el sistema durante el ciclo de vacío. Para ello habría que incluir el transporte de moléculas de gas a través de la bomba de vacío, lo que conlleva el estudio y modelado del sistema con la bomba. Para simplificar este paso, siempre y cuando el ciclo de vacío no sea determinante en los resultados finales del fondo de Radón, se puede aproximar asumiendo que la concentración de Radón que queda en el volumen después de hacer el ciclo de vacío tiene su origen únicamente en el aire del laboratorio que ha rellenado el volumen cuando la cámara ha sido abierta, despreciando las emanaciones de Radón que pudiera haber por parte de los materiales durante el ciclo de vacío y que la bomba no ha sido capaz de extraer. Por lo tanto, la concentración de Radón  $N_{Rn}^0(0)$  que queda en el detector tras este ciclo de vacío vendrá aproximada por

$$N_{Rn}^0(0) = P_{vac} \cdot N_{Rn}^{air} \quad , \quad (11.5)$$

donde  $P_{vac}$  es la presión alcanzada durante el ciclo de vacío y  $N_{Rn}^{air}$  es la concentración de Radón en el aire del lugar donde se opera el detector.

En el caso de la contribución a la concentración de Radón por parte de los procesos de fugas, permeabilidad y *outgassing* durante el ciclo de llenado ( $M_{fill}$ ), podemos asumir que el caudal de aportación al volumen de la cámara por parte de estos procesos tiene una concentración  $N_{Rn}^{air}$ , ya que el intercambio de moléculas en los procesos de permeabilidad y fugas es claramente entre el volumen exterior e interior, mientras que el proceso de *outgassing* desprende gas que previamente ha sido atrapado a través de las superficies de los materiales al estar expuestos a un gas, en este caso el aire del laboratorio. También podemos asumir, por simplificación, que el caudal hacia el volumen de la cámara debido a estos procesos es constante y no depende de la presión en la cámara. Y al igual que se ha hecho en la simplificación del ciclo de vacío, se puede estudiar con mayor detalle si se observa que el ciclo de

llenado es determinante en los resultados finales del fondo de Radón .

Se puede definir  $r_Q = Q_{M_{fill}}/Q_{fill}$  como el ratio entre la suma de los caudales de fuga, permeabilidad y *outgassing*  $Q_{M_{fill}}$  y el caudal de llenado  $Q_{fill}$ . También se puede definir  $r_N = N_{Rn}^{air}/N_{Rn}^{gas}$  como el ratio entre la concentración de Radón en el aire  $N_{Rn}^{air}$  y la concentración de Radón en el gas de entrada  $N_{Rn}^{gas}$ . Entonces  $M_{fill}$  se puede aproximar como

$$M_{fill} = \frac{Q_{M_{fill}}}{V} N_{Rn}^{air} = r_Q r_N \theta_{fill} N_{Rn}^{gas} , \quad (11.6)$$

donde  $\theta_{fill} = Q_{fill}/V$  es la constante de renovación durante el llenado , al igual que en la ecuación 11.4 al describir el sistema en operación con caudal de entrada y salida. De esta manera  $t_{fill} = P_{op}/\theta_{fill}$  es el tiempo que tarda en llenarse el volumen  $V$  con un caudal de entrada  $Q_{fill}$  hasta una presión de operación  $P_{op}$ .

Además,  $Q_{M_{fill}}$  es el caudal total de gas aportado en los procesos de fugas, permeabilidad y *outgassing* y puede hallarse experimentalmente mediante la medida directa en la cámara. Para ello se somete a la cámara a un ciclo de vacío y, después de alcanzar la mínima presión, se aísla la cámara y se monitoriza la evolución de la presión con el tiempo. Esta evolución reportará directamente el caudal  $Q_{M_{fill}}$  que podrá aplicarse directamente en la ecuación 11.6.

Con todo esto, se reescribe la ecuación 11.3 pero aplicada al sistema durante el llenado de la cámara

$$\frac{dN_{Rn}^0(t)}{dt} = -\lambda_{Rn} N_{Rn}^0(t) + \lambda_{Ra} N_{Ra} + N_{Rn}^{gas} \theta_{fill} + r_Q r_N N_{Rn}^{gas} \theta_{fill} \quad (11.7)$$

cuya solución evaluada en  $t = t_{fill}$  es

$$\begin{aligned} N_{Rn}^0(t_{fill}) = & P_{vac} N_{Rn}^{air} [e^{-\lambda_{Rn} t_{fill}}] \\ & + N_{Ra} \left[ \frac{\lambda_{Ra}}{\lambda_{Rn}} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t_{fill}}) \right] \\ & + \frac{Q_{M_{fill}}}{V} N_{Rn}^{air} \left[ \frac{1}{\lambda_{Rn}} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t_{fill}}) \right] \\ & + P_{op} N_{Rn}^{gas} \left[ \frac{1}{\lambda_{Rn} t_{fill}} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t_{fill}}) \right] \quad (11.8) \end{aligned}$$

En la figura 11.2 se muestran las evoluciones frente al tiempo de llenado  $t_{fill}$  de los cuatro términos de la ecuación 11.8 aplicada a cada una de las tres cadenas de desintegración naturales. Se muestra un rango amplio de  $t_{fill}$  para ver las evoluciones pero, en la práctica, el tiempo de llenado estará en el orden de los segundos o minutos.

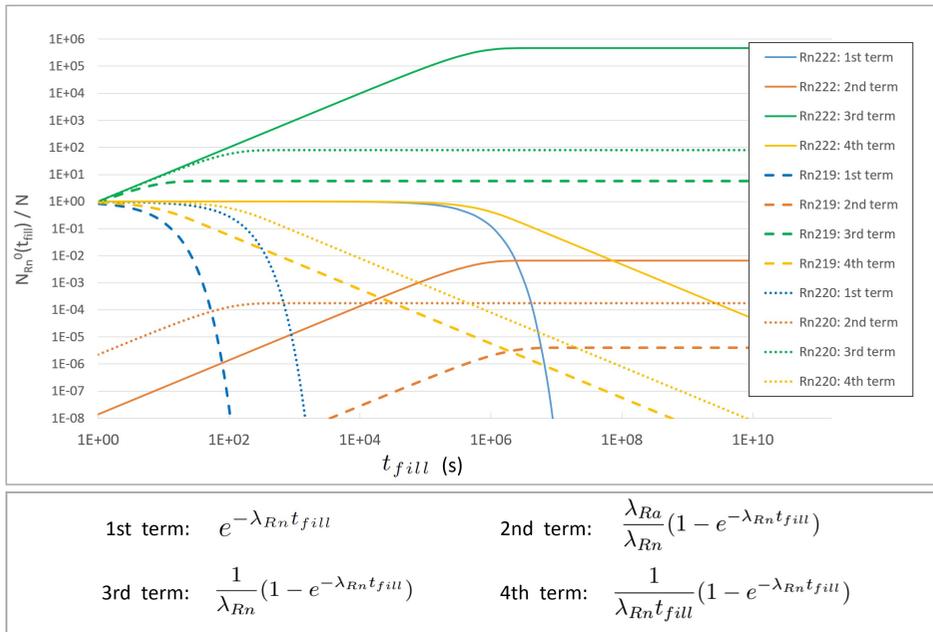


Figura 11.2: Evolución de cada uno de los cuatro términos de la ecuación 11.8 que describe el proceso de llenado en la cámara, para las tres cadenas de desintegración naturales. En líneas sólidas los términos correspondientes a la cadena de desintegración del isótopo  $^{222}\text{Rn}$ , en guiones los términos correspondientes a la cadena de desintegración del isótopo  $^{219}\text{Rn}$  y en puntos los correspondientes a la cadena de desintegración del isótopo  $^{220}\text{Rn}$ . En azul el primer término correspondiente a la contaminación de Radón después del ciclo de vacío, en naranja el segundo término correspondiente a la contaminación por emanación de Radón proveniente de la desintegración del Radio, en verde el tercero correspondiente a la contaminación por los procesos de fuga, permeabilidad y *outgassing*, y en amarillo el cuarto correspondiente a la contaminación por Radón en la mezcla de gas.

### 11.1.3 Contribución por parte de la concentración de Radio $N_{Ra}$

Tal y como se ha justificado anteriormente, en la ecuación 11.3, y por lo tanto también en su solución mostrada en la ecuación 11.4, se ha despreciado la contaminación de Radio y de sus progenitores que pudiera realizarse desde el exterior una vez que la cámara se encuentra en operación. Pero sí que se tiene en cuenta la contribución por parte del Radio que pudiera encontrarse de forma intrínseca en los materiales que forman la cámara y viene representada en la ecuación 11.4. Parte del Radio de  $N_{Ra}$  se desintegrará en Radón, liberándose hacia el volumen de la cámara si se dan los procesos necesarios para ello, contribuyendo así a la población de Radón en el volumen.

Los átomos de Radón localizados dentro de los granos en un material difícilmente

pueden llegar ser expulsados hacia la superficie del material, debido a sus bajos coeficientes de difusión. Sin embargo, si los átomos de Radón están localizados en el espacio intersticial de los granos, podrán difundir más fácilmente hacia la superficie. Por lo tanto, la liberación de Radón fuera del material tiene lugar a través de los siguientes procesos [106]:

1. Emanación: los átomos de Radio que se encuentran dentro del grano del material se desintegran para formar átomos de Radón y, gracias al retroceso nuclear que esta desintegración provoca, parte de estos átomos escapan hacia el espacio intersticial entre los granos. El coeficiente de emanación ( $\varepsilon$ ) se define como la fracción de átomos de Radón generados que escapan del grano, y existen varios factores que afectan a este coeficiente: la distribución del Radio dentro del grano, que aunque en la mayoría de los minerales primarios es uniforme existen otros tipos de minerales secundarios donde esta distribución se produce principalmente en la superficie; el tamaño del grano, de forma que si el Radio está distribuido uniformemente entonces el coeficiente de emanación sería inversamente proporcional al diámetro del grano; el contenido de humedad, favoreciendo la emanación desde el grano (los coeficientes de emanación en materiales saturados pueden ser de 2 a 6 veces mayores que en materiales secos); características mineralógicas, tales como la estructura, la porosidad, la forma del grano, etc.
2. Transporte: mediante la difusión o el arrastre por flujo los átomos de Radón, que previamente han sido emanados desde los granos, son transportados hasta la superficie del material. Aunque el arrastre por flujo puede ser significativo en los casos de transporte en roca, en la mayoría de los casos el mecanismo de transporte dominante es la difusión, por tanto cuantificado mediante el coeficiente de difusión ( $D$ ). Hay varios factores que pueden afectar a este coeficiente: la distribución y el tamaño del poro; el contenido de humedad, una humedad del 1% puede reducir la difusión hasta en cuatro órdenes de magnitud respecto a una humedad del 0%; la temperatura, que favorece la difusión [107]. Es conocido [107, 108] que para un nucleido con una constante de desintegración  $\lambda$ , que difunde en un material con un coeficiente de difusión  $D$ , la longitud de difusión  $L_D$  (distancia a la que, tras sufrir difusión dentro del material, la concentración del nucleido correspondiente es la mitad que la inicial) es  $L_D = \sqrt{D/\lambda}$ .
3. Exhalación: los átomos de Radón que han llegado hasta la superficie del material, tras los procesos de emanación y transporte (difusión principalmente), son liberados hacia la atmósfera exterior. Debido a que el Radón es un gas noble, con una reactividad química muy baja que le impide enlazarse con las moléculas de la superficie, y debido también a la baja concentración de Radón en el volumen de la cámara, favoreciendo así un alto gradiente de concentraciones entre el material y el volumen, simplificaremos y asumiremos que el 100% de los átomos de Radón que llegan a la superficie son exhalados al volumen de la cámara. En cualquier caso, esta asunción es conservativa y los resultados que se deriven de ella marcarán un límite superior de contaminación de Radón.

En las ecuaciones 11.3 y 11.4 aparece  $N_{Ra}$  como la concentración de Radio en el volumen de estudio  $V$ . Como ya se ha justificado anteriormente, es muy poco probable encontrar moléculas de Radio en suspensión en un gas y por lo tanto se desprecia la concentración de Radio que pudiera haber en el volumen gaseoso. Sin embargo, no se puede despreciar su concentración dentro de todos los materiales con los que está construido el detector y que contribuyen a la población de Radón. Teniendo en cuenta, para cada material, el proceso de emanación mediante el coeficiente de emanación  $\varepsilon$  y el proceso de difusión mediante la longitud de difusión  $L_D$ , entonces  $N_{Ra}$  se puede definir como

$$N_{Ra} = \frac{1}{V} \sum_{Materials} N'_{Ra} \cdot \varepsilon \cdot [L_D \cdot \rho \cdot S] \quad (11.9)$$

siendo  $N'_{Ra}$  la cantidad de Radio (número de nucleidos) contenido en el material por unidad de masa,  $\rho$  la densidad del material y  $S$  la superficie de material en contacto con el volumen de la cámara. De esta forma, si se mide  $N'_{Ra}$  en los materiales que forman la cámara, mediante las diferentes técnicas espectro-métricas, se puede determinar la contribución de cada parte del detector a la concentración total de Radón.

Cabe apuntar que los límites que definen el volumen gaseoso dentro de la cámara se extienden hacia el interior de los materiales una longitud igual a la longitud de difusión  $L_D$ , formando así el volumen de estudio  $V$  (ver figura 11.1).

#### 11.1.4 Contribución desde el exterior por caudal (Q) y por *outgassing*, permeabilidad y fugas (M)

En la ecuación 11.4 se tiene en cuenta la contribución del Radón que puede introducirse en la cámara desde el exterior por el sistema de gas ( $\theta N_{Rn}^{gas}$ ). Este gas suele venir ya mezclado en botellas desde la planta de tratamiento del proveedor y se puede estimar que existen varias fuentes desde las cuales se puede introducir Radón en la mezcla de gas antes de entrar en la cámara del detector: desde la planta de procesado de gas, emanación desde la botella o emanación desde los elementos que componen el sistema de gas. En cualquier caso, el valor de las concentraciones en el gas de mezcla podrá ser cuantificado una vez que el AlphaCAMM se ponga en marcha, mediante la toma de datos de fondo en *sealed mode*, es decir, sin caudal de entrada/salida. De esta manera, con la medida de los tiempos de decaimiento junto con la energía asociada, se podrán identificar los orígenes de las contaminaciones y, por lo tanto, se podrán tomar las medidas necesarias para su mitigación, si fuera necesario.

En la ecuación 11.4 también se tiene en cuenta la contribución a la concentración de Radón en el volumen  $V$  por parte del *outgassing*, la permeabilidad y las fugas en el régimen de medida del detector con caudal de entrada y salida  $Q$ . El término  $M$ , que engloba estas contribuciones, puede desglosarse en

$$M = \frac{G + J + rR}{V} N_{Rn}^{air} \quad (11.10)$$

siendo  $G$  el caudal de gas introducido en  $V$  mediante *outgassing*,  $J$  el caudal introducido mediante permeabilidad,  $R$  el caudal introducido mediante fugas y  $r$  el factor de retro-difusión. Como en el caso del ciclo de llenado, se asume que el caudal introducido al volumen  $V$  de la cámara por parte de estos procesos tiene una concentración  $N_{Rn}^{air}$ .

El caudal total de gas aportado en los procesos de *outgassing*, permeabilidad y fugas ( $G + J + R$ ) puede hallarse experimentalmente mediante la medida directa en la cámara. Para ello se somete a la cámara a un ciclo de vacío y, después de alcanzar la mínima presión, se aísla la cámara y se monitoriza la evolución de la presión con el tiempo. Esta evolución reportará directamente la suma de los caudales debido a los tres procesos, pero el caudal de fugas ( $R$ ) puede hallarse experimentalmente mediante un test de fugas con Helio. El término  $r$ , que representa la proporción de Radón que se introduce debido al proceso de retro-difusión en las fugas, es dependiente de la geometría de la fuga, así que tendrá que medirse de forma independiente.

## 11.2 Evaluación del modelo de fondo por emanación

Una vez planteado el modelo de fondo por emanación de Radón en el volumen de la cámara, y de cara a definir las especificaciones necesarias para el diseño y la construcción del detector, es necesario evaluar el modelo en las condiciones de operación más próximas a las condiciones reales.

Para ello se han definido varios parámetros que son recogidos en la tabla 11.1, atendiendo a razones prácticas y como punto de partida de cara a la definición de los parámetros finales de diseño. La presión de operación  $P_{op}$  se establece levemente por encima de la presión atmosférica, de manera que las exigencias mecánicas sobre la cámara sean las menores posibles. El volumen  $V$  de la cámara se establece en 17 litros, volumen aproximado en el que se pueda instalar una Micromegas con un área activa de 25 x 25 cm<sup>2</sup> y con aproximadamente 10 cm de distancia de deriva. El caudal de entrada y salida  $Q$  se establece en 5 l/h ( $1.39 \cdot 10^{-6}$  m<sup>3</sup>/s), un caudal asumible desde el punto de vista del consumo de gas en operación en lazo abierto. El tiempo de llenado de la cámara  $t_{fill}$ , partiendo desde la presión de vacío, se estima en 100 segundos a un caudal de 612 l/h, minimizando en lo posible este tiempo en el que las fugas pueden introducir una importante cantidad de Radón en la cámara. El nivel de fugas  $R$ , más el nivel de *outgassing*  $G$ , más la permeabilidad  $J$  se establece en un valor típico para equipos de vacío de  $1 \cdot 10^{-6}$  mbar l s<sup>-1</sup> ( $1 \cdot 10^{-12}$  m<sup>3</sup>/s).

La ecuación 11.4 describe la evolución de la concentración de Radón  $N_{Rn}(t)$  por emanación dentro del volumen de estudio, dentro del volumen de la cámara,

Parameter	Units	value
$P_{op}$	bar	1,1
$V$	$m^3$	$1,70 \cdot 10^{-2}$
$Q$	$m^3 \cdot s^{-1}$	$1,39 \cdot 10^{-6}$
$t_{fill}$	s	100
$R+G+J$	$m^3 \cdot s^{-1}$	$1,00 \cdot 10^{-12}$

Tabla 11.1: Principales parámetros de diseño de la cámara.

y por lo tanto la evolución de la actividad ( $A_{Rn}(t) = N_{Rn}(t)\lambda_{Rn}$ ) debida a las desintegraciones de los nucleidos de Radón contenidos en ella. Como las concentraciones de Radón son volumétricas, la actividad también quedará expresada de forma volumétrica en  $Bq/m^3$ , por lo que habrá que multiplicarla por el volumen  $V$  de la cámara para obtener la actividad detectable. Los términos usados en la ecuación 11.4 vienen definidos en la tabla 11.2, y son explicados a continuación.

Parameter	Units	$^{238}U$ chain	$^{235}U$ chain	$^{232}Th$ chain
$M$	$atom\ m^{-3}\ s^{-1}$	$2,34 \cdot 10^{-3}$	0,00	$1,01 \cdot 10^{-8}$
$N_{Rn}^{air}$	$atom\ m^{-3}$	$5,68 \cdot 10^7$	negligible	$2,46 \cdot 10^2$
$N_{Rn}^{gas}$	$atom\ m^{-3}$	$4,74 \cdot 10^3$	34,1	$7,93 \cdot 10^{-1}$
$N_{Ra}$	$atom\ m^{-3}$	$4,76 \cdot 10^5$	$1,09 \cdot 10^1$	$1,04 \cdot 10^1$
$N_{Rn}(0)$	$atom\ m^{-3}$	$5,21 \cdot 10^3$	$2,14 \cdot 10^0$	$4,97 \cdot 10^{-1}$

Tabla 11.2: Principales parámetros del modelo de fondo por emanación de Radón.

### 11.2.1 Caudal de Radón $M$ por fugas, permeabilidad y *outgassing*

Durante la operación del detector por encima de la presión atmosférica, existe un caudal de Radón  $M$  que entra en la cámara debido a fugas, permeabilidad y *outgassing*. Para el cálculo de este caudal se aplica la ecuación 11.10, donde  $r$  representa el coeficiente de retro-difusión. Este coeficiente depende de varios factores (geometría de la fuga, presión, concentraciones de Radón exterior/interior, etc.) y es difícil de modelar y de prever, así que se ha tomado un coeficiente arbitrario  $r = 0.1$  con el que poder comenzar. Este coeficiente, mediante el estudio de las fugas y su correspondiente retro-difusión durante la operación del detector, podrá ajustarse empíricamente.

Por lo tanto, cogiendo el valor de  $R + G + J$  típico para equipos de vacío (tabla 11.2), aproximando la contribución de cada proceso  $R$ ,  $G$  y  $J$  a este valor total en partes iguales y tomando como valor del coeficiente de retro-difusión  $r = 0.1$ , se

puede evaluar la contribución por fugas, permeabilidad y *outgassing* según aparece en la tabla 11.2.

Nótese que en la cadena del  $^{235}\text{U}$  la aportación es cero, ya que se ha asumido que con corta semivida del  $^{219}\text{Rn}$  (3.96 s) la concentración de este isótopo en el aire del laboratorio es despreciable ( $N_{219\text{Rn}}^{gas} \approx 0$ ).

### 11.2.2 Concentración de Radón en el aire $N_{\text{Rn}}^{air}$

La concentración de Radón en el aire ambiental del Laboratorio Subterráneo de Canfranc, donde se operará el AlphaCMM, ha sido monitorizado durante los últimos años [109] [110], con una actividad media de 69 Bq/m<sup>3</sup> y fluctuaciones a lo largo del año que llegan hasta los 120 Bq/m<sup>3</sup>.

Estas medidas no distinguen entre los diferentes isótopos del Radón, sin embargo, en [111] se realiza un análisis radiológico de la roca en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc y se reporta una relación en la actividad de dos de los isótopos  $A_{232\text{Th}}^{rock} / A_{238\text{U}}^{rock} \approx 2$ . Este ratio se acerca al valor típico de 1.1 [112].

La longitud de difusión  $L_D$  del Radón dentro de un sólido, en este caso la roca del laboratorio, depende del coeficiente de difusión  $D$  y de la constante de desintegración  $\lambda$ , de manera que  $L_D = (D/\lambda)^{1/2}$ . Asumiendo el equilibrio secular dentro de la roca en las cadenas del  $^{238}\text{U}$  y del  $^{232}\text{Th}$ , de manera que se encuentra la misma actividad de  $^{222}\text{Rn}$  que de  $^{238}\text{U}$  y la misma actividad de  $^{220}\text{Rn}$  que de  $^{232}\text{Th}$ , se puede decir que la relación de las actividades de ambos isótopos del radón en la roca  $A_{220\text{Rn}}^{rock} / A_{222\text{Rn}}^{rock} \approx 2$  [111]. Asumiendo también que los coeficientes de difusión de ambos isótopos son similares  $D_{r220\text{Rn}} \approx D_{r222\text{Rn}}$ , se pueden relacionar las concentraciones de los dos isótopos del Radón en el aire ambiental del laboratorio de la siguiente forma:

$$\frac{A_{220\text{Rn}}^{air}}{A_{222\text{Rn}}^{air}} = 2 \times \frac{L_{D220\text{Rn}}}{L_{D222\text{Rn}}} = 2 \times \sqrt{\frac{\lambda_{222\text{Rn}}}{\lambda_{220\text{Rn}}}} = 2,59 \cdot 10^{-2} \quad (11.11)$$

En este cálculo no se ha tenido en cuenta el transporte de la moléculas de Radón dentro del volumen del laboratorio una vez que son emanadas desde la roca, para lo cual habría que hacer un estudio detallado de los flujos de aire en el propio laboratorio. Pero se puede asumir el caso conservador en el que el AlphaCMM se opera en un lugar cercano a la roca, caso en el que el tiempo de transporte del nucleido  $^{220}\text{Rn}$  es pequeño. Por lo tanto, según se refleja en la tabla 11.2, la concentración de  $^{222}\text{Rn}$  se ha calculado aplicando el valor más alto de las mediciones realizadas en [110] (120 Bq/m<sup>3</sup>), resultando una concentración  $N_{222\text{Rn}} = 5.68 \cdot 10^7$  atom/m<sup>3</sup>. La concentración de  $^{220}\text{Rn}$  se ha calculado aplicando el ratio  $A_{220\text{Rn}}^{air} / A_{222\text{Rn}}^{air} = 2.59 \cdot 10^{-2}$ , resultando  $N_{220\text{Rn}}^{air} = 2.46 \cdot 10^2$  atom/m<sup>3</sup>.

En el caso de la concentración del isótopo  $^{219}\text{Rn}$ , de la cadena del  $^{235}\text{U}$ , tiene una semivida tan corta (3.96 segundos) que su emanación desde la roca es mínima.

Además, a esta dificultad se le añade la del transporte desde la roca hasta el volumen de aire en las proximidades del detector. Por ello, la concentración de este isótopo en el aire ambiental del laboratorio se ha considerado despreciable ( $N_{219Rn}^{gas} \approx 0$ ).

### 11.2.3 Concentración de Radón en la mezcla de gas $N_{Rn}^{gas}$

Las diferentes concentraciones de los diferentes isótopos del Radón en la mezcla de gas que se utilizará para la operación del AlphaCMM son más difíciles de estimar. Este gas suele venir ya mezclado en botellas desde la planta de tratamiento del proveedor y en su control de calidad no se contempla la minimización ni la cuantificación de las concentraciones de Radón. Se puede estimar que existen varias fuentes desde las cuales se puede introducir Radón en la mezcla de gas antes de entrar en la cámara del detector:

- Desde la planta de procesado de gas, donde se realiza la mezcla y se introduce dentro de la botella para el transporte. En este caso los tiempos de almacenamiento favorecen la reducción de la concentración por decaimiento, sobre todo de los isótopos con semivida más corta. Así que, siempre y cuando las concentraciones iniciales no sean excesivas, los isótopos  $^{220}Rn$  y  $^{219}Rn$  tendrán una concentración despreciable.
- Emanación desde la botella. El contenido de Radio en el material con el que está fabricada la botella será determinante para la concentración de Radón emanado desde la misma. Las diferentes botellas que pueden ser entregadas por el proveedor, provenientes de diferentes partidas de material para su fabricación, hacen difícil su control. Durante la operación del detector podrá determinarse el nivel de contaminación introducido desde la botella y, en caso necesario, instalar un contenedor fabricado con un material radiopuro, de manera que funcione como almacenamiento intermedio, permitiendo así la reducción de la concentración por decaimiento.
- Emanación desde el sistema de gas. Los elementos del sistema de gas (tubos, uniones, válvulas, sensores, etc.) provocarán una emanación difícil de estimar. Al igual que en los casos anteriores, solo durante la operación podrán cuantificarse estas contribuciones y mitigarse en el caso de ser necesario. Además, en este caso también podría producirse una contaminación desde el aire del laboratorio hacia el sistema de gas, a través de los procesos de fuga y permeabilidad, pero la estanqueidad de este tipo de sistemas está en valores de fuga muy bajos, en torno a  $10^{-8}$  mbar l s<sup>-1</sup>.

Ante la dificultad de prever las concentraciones en el gas de mezcla, y con el objetivo de evaluar el modelo de fondo previamente a la fase de diseño, se ha escogido un valor muy conservador para las actividades de  $^{222}Rn$  y  $^{220}Rn$  de 10 mBq/m<sup>3</sup>. En [113] se mide la actividad de  $^{222}Rn$  en diferentes mezclas de Argón de varios proveedores y de diferentes partidas, obteniendo medidas desde 0.007 a 8.4 mBq/m<sup>3</sup>.

La actividad de 10 mBq/m<sup>3</sup> para estos dos isótopos arroja unas concentraciones de  $N_{222Rn}^{gas} = 4.74 \cdot 10^3$  atom/m<sup>3</sup> y  $N_{220Rn}^{gas} = 7.93 \cdot 10^{-1}$  atom/m<sup>3</sup> (tabla 11.2).

En el caso de la concentración de <sup>219</sup>Rn en la mezcla de gas, el tiempo que pasa desde que se produce la emanación de este isótopo, en la botella o el sistema de gas, hasta que entra en la cámara del detector puede ser de segundos si el caudal es alto o el tramo es pequeño. Así que, aunque a priori podría ser despreciado igual que con la concentración en el aire del laboratorio, se va a tener en cuenta. Para estimar su concentración para el modelo de fondo, se usará la proporción natural conocida entre los isótopos  $N_{235U} / N_{238U} = 0.0072$  y se asumirá equilibrio secular dentro de ambas cadenas, de manera que para una concentración  $N_{222Rn}^{gas} = 4.74 \cdot 10^3$  atom/m<sup>3</sup> (10 mBq/m<sup>3</sup>), corresponde una concentración  $N_{219Rn}^{gas} = 34.1$  atom/m<sup>3</sup> (5.97 Bq/m<sup>3</sup>).

En cualquier caso, el valor de las concentraciones en el gas de mezcla podrá ser cuantificado una vez que el AlphaCAMM se ponga en marcha en *sealed mode*. De esta manera, con la medida de los tiempos de decaimiento junto con la energía asociada, se podrán identificar los orígenes de las contaminaciones y, por lo tanto, se podrán tomar las medidas necesarias para su mitigación.

Durante la fase de diseño y construcción del AlphaCAMM no se introdujo ningún filtro de Radón para el sistema de gas, que podría ir instalado a la entrada de la cámara, tal y como se hace en [113], donde se consiguen reducir las concentraciones de <sup>222</sup>Rn en Argón en un factor mayor de 1000. En el caso de encontrarse con altas concentraciones de Radón en el gas de mezcla durante la puesta en marcha del AlphaCAMM, se podrá contemplar el desarrollo y la instalación de este tipo de filtros en el sistema.

#### 11.2.4 Concentración de Radio $N_{Ra}$

Para estimar la concentración de Radio dentro de la cámara hay que usar la ecuación 11.9, que suma las concentraciones de todos los materiales que contribuyen a la concentración final. En la tabla 11.3 se muestran tres materiales con los que se prevé construir el AlphaCAMM.

A partir de la actividad en el material del elemento constituyente de cada cadena medido con técnicas espectro-métricas se calculan, asumiendo equilibrio secular, las concentraciones por unidad de masa para cada isótopo de Radio ( $N'_{226Ra}$ ,  $N'_{223Ra}$  y  $N'_{224Ra}$ ). Con los parámetros del material  $\varepsilon$  (coeficiente de emanación),  $D_r$  (coeficiente de difusión de Radón),  $\rho$  (densidad) y  $S$  (Superficie expuesta al volumen interno de la cámara) se calcula la concentración en el volumen  $V$  de cada isótopo de Radio ( $N_{226Ra}$ ,  $N_{223Ra}$  y  $N_{224Ra}$ ), cuya desintegración va a contribuir al fondo de Radón en el detector.

Cada material, con una concentración por masa  $N'_{Ra}$  corregida por el coeficiente de emanación  $\varepsilon$ , contribuirá a la concentración de la cámara únicamente a lo largo de la longitud de difusión  $L_D$ . Los materiales de la tabla 11.3, con los que se prevé

construir el AlphaCamm, han sido elegidos por su bajo fondo:

- Micromegas. El AlphaCamm tendrá como plano de lectura una de las cuatro Micromegas diseñadas y fabricadas para su instalación en TREX-DM (ver sección 8.1). A lo largo del tiempo se han ido midiendo las actividades de varias muestras [28], eligiendo para elaborar el modelo de fondo las mayores de ellas. Se ha considerado un coeficiente de emanación alto, asumiendo que el retroceso nuclear producido en el decaimiento del Radio dentro del material permite al nucleido de Radón correspondiente difundir hacia la superficie. El valor del coeficiente de difusión  $D = 6.10 \cdot 10^{-15}$  ha sido extraído de [108] (Poliamida Supronyl).
- Acero Inoxidable AISI 316L. Este es el material elegido, en un principio, para la construcción del cuerpo y las tapas de la cámara, ya que la mayoría de estos aceros inoxidable medidos [47] están en un rango de actividad aceptable (0.07–6.91 mBq/kg para el  $^{238}\text{U}$ , 0.03–5 mBq/kg para el  $^{235}\text{U}$  y 0.07–8.7 mBq/kg para el  $^{232}\text{Th}$ ). Para el cálculo del modelo de fondo se eligió el valor medido con GDMS (Glow Discharge Mass Spectrometry) de la partida de acero inoxidable AISI 316L que sería utilizada para la fabricación del AlphaCamm, donde se midió una concentración de Uranio de 0.002 ppm (24.8 mBq/kg) y de Torio de 0.001 ppm (4.1 mBq/kg). Esta técnica no permitía distinguir entre los diferentes isótopos del Uranio y del Torio, así que se asumió que todo el Torio era  $^{232}\text{Th}$  y se aplicó la proporción natural conocida entre los isótopos  $N_{235\text{U}} / N_{238\text{U}} = 0.0072$  para cuantificar las concentraciones de ambos isótopos de Uranio. El coeficiente de emanación ha sido determinado teniendo en cuenta el tamaño de grano típico del acero inoxidable AISI 316L (25–55  $\mu\text{m}$ ) [114] y la relación del coeficiente de emanación con el tamaño de grano [107]. El coeficiente de difusión no se ha encontrado en la literatura, ya que todas las medidas encontradas han sido para la cuantificación de la emanación de Radón en distintas muestras de aceros inoxidables, por lo que se ha decidido aproximar al mismo valor que el del aluminio [115].
- Cobre electrolítico (ETP). Se usará en la fabricación de las piezas internas necesarias para el funcionamiento del detector (cátodo, porta-muestras, anillos de campo eléctrico, etc.). Este material es comúnmente utilizado en los experimentos de bajo fondo y su actividad ha sido medida [28]. Teniendo en cuenta que el tamaño de grano del cobre ETP tiene un rango amplio posible, desde las decenas de nanómetros hasta los cientos de micrómetros, dependiendo de varios factores como la deformación en frío o los procesos térmicos aplicados, se ha escogido un valor para el coeficiente de emanación propio de tamaños de grano intermedios (5–10  $\mu\text{m}$ ) [107]. El coeficiente de difusión, igual que en el caso del cobre, no se ha encontrado en la literatura, por lo que se ha decidido aproximar al mismo valor que el del aluminio [115].

La suma de las concentraciones de Radio de todos los materiales da como resultado la concentración total de Radio de cada isótopo ( $N_{226\text{Ra}}$ ,  $N_{223\text{Ra}}$  y  $N_{224\text{Ra}}$ ) en el volumen de la cámara (tablas 11.2 y 11.3).

	Spectrometry (GDMS, HPGe, ...)			Initial concentration (atom Kg <sup>-1</sup> )			N' <sub>Ra</sub> (atom Kg <sup>-1</sup> )		
	U <sub>238</sub>	U <sub>235</sub>	Th <sub>232</sub>	N <sub>U238</sub>	N <sub>U235</sub>	N <sub>Th232</sub>	N' <sub>226Ra</sub>	N' <sub>223Ra</sub>	N' <sub>224Ra</sub>
<b>Micromegas</b> (readout)	26 uBq cm <sup>-2</sup>	14 uBq cm <sup>-2</sup>	9,3 uBq cm <sup>-2</sup>	1,86·10 <sup>16</sup>	1,58·10 <sup>15</sup>	2,09·10 <sup>16</sup>	6,66·10 <sup>6</sup>	7,02·10 <sup>4</sup>	1,47·10 <sup>4</sup>
<b>Stainless Steel</b> (vessel)	2,00·10 <sup>-3</sup> ppm	1,44·10 <sup>-5</sup> ppm	1,00·10 <sup>-3</sup> ppm	5,06·10 <sup>5</sup>	3,69·10 <sup>13</sup>	2,60·10 <sup>15</sup>	1,81·10 <sup>6</sup>	1,64·10 <sup>3</sup>	1,82·10 <sup>3</sup>
<b>Copper</b> (cathode-ring)	62 uBq Kg <sup>-1</sup>	560 uBq Kg <sup>-1</sup>	20 uBq Kg <sup>-1</sup>	1,26·10 <sup>13</sup>	1,79·10 <sup>13</sup>	1,28·10 <sup>13</sup>	4,51·10 <sup>3</sup>	7,98·10 <sup>2</sup>	8,97·10 <sup>0</sup>

	Material parameters				Diffusion length L <sub>D</sub> = √(D/λ) (m)			N <sub>Ra</sub> (atom m <sup>-3</sup> )		
	ε	D <sub>r</sub> (m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> )	ρ (Kg m <sup>3</sup> )	S (m <sup>2</sup> )	L <sub>D 222Rn</sub>	L <sub>D 219Rn</sub>	L <sub>D 220Rn</sub>	N <sub>226Ra</sub>	N <sub>223Ra</sub>	N <sub>224Ra</sub>
<b>Micromegas</b> (readout)	0,1	6,10·10 <sup>-15</sup>	1420	0,09	5,38·10 <sup>-4</sup>	1,87·10 <sup>-7</sup>	6,96·10 <sup>-7</sup>	2,69·10 <sup>5</sup>	9,86·10 <sup>0</sup>	7,69·10 <sup>0</sup>
<b>Stainless Steel</b> (vessel)	0,003	7,50·10 <sup>-14</sup>	8000	0,43	1,88·10 <sup>-4</sup>	6,55·10 <sup>-7</sup>	2,44·10 <sup>-6</sup>	2,06·10 <sup>5</sup>	6,48·10 <sup>-1</sup>	2,68·10 <sup>0</sup>
<b>Copper</b> (cathode-ring)	0,01	7,50·10 <sup>-14</sup>	8960	0,13	1,88·10 <sup>-4</sup>	6,55·10 <sup>-7</sup>	2,44·10 <sup>-6</sup>	5,72·10 <sup>2</sup>	3,51·10 <sup>-1</sup>	1,47·10 <sup>-2</sup>

<b>Total</b> ∑ N <sub>Ra</sub>	<b>4,76·10<sup>5</sup></b>	<b>1,09·10<sup>1</sup></b>	<b>1,04·10<sup>1</sup></b>
--------------------------------	----------------------------	----------------------------	----------------------------

Tabla 11.3: Tabla de los materiales que se usarán en la construcción del AlphaCMM, con los parámetros necesarios para el cálculo de la concentración total de Radio según la ecuación 11.9. Nótese que los resultados finales de concentración de cada isótopo quedan también reflejados en la tabla 11.2.

### 11.2.5 Concentración inicial de Radón N<sub>Rn</sub>(0)

La concentración inicial de Radón N<sub>Rn</sub>(0), tal y como se ha descrito en la sección 11.1.2, dependerá del proceso de bombeo durante el ciclo de vacío y del posterior llenado de la cámara. Se calcula al evaluar la ecuación 11.8 en el tiempo de llenado, que para el modelo de fondo se ha fijado en t<sub>fill</sub> = 100 segundos.

Todos los parámetros de la ecuación 11.8 han sido definidos y se presentan en las tablas 11.1 y 11.2. Se incluye también Q<sub>Mfill</sub> = R + J + G, siendo la suma de los caudales de fugas, permeabilidad y outgassing durante el proceso de llenado.

En la tabla 11.4 se muestran los resultados obtenidos para cada término de la ecuación 11.8 evaluados en el tiempo de llenado t<sub>fill</sub> = 100 segundos. De esta forma se puede ver la contribución de cada elemento a la concentración inicial de Radón.

Terms in equation	<sup>238</sup> U chain	<sup>235</sup> U chain	<sup>232</sup> Th chain
$P_{vac} N_{Rn}^{air} [e^{-\lambda_{Rn} t_{fill}}]$	$5,68 \cdot 10^{-1}$	$0,00 \cdot 10^0$	$6,99 \cdot 10^{-7}$
$N_{Ra}(0) \left[ \frac{\lambda_{Ra}}{\lambda_{Rn}} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t_{fill}}) \right]$	$6,53 \cdot 10^{-1}$	$4,35 \cdot 10^{-5}$	$1,31 \cdot 10^{-3}$
$\frac{Q_{M_{fill}}}{V} N_{Rn}^{air} \left[ \frac{1}{\lambda_{Rn}} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t_{fill}}) \right]$	$3,34 \cdot 10^{-1}$	$0,00 \cdot 10^0$	$8,24 \cdot 10^{-7}$
$P_{op} N_{Rn}^{gas} \left[ \frac{1}{\lambda_{Rn} t_{fill}} (1 - e^{-\lambda_{Rn} t_{fill}}) \right]$	$5,21 \cdot 10^3$	$2,14 \cdot 10^0$	$4,96 \cdot 10^{-1}$
$N_{Rn}^0 (t_{fill} = 100s)$	<b><math>5,21 \cdot 10^3</math></b>	<b><math>2,14 \cdot 10^0</math></b>	<b><math>4,97 \cdot 10^{-1}</math></b>

Tabla 11.4: Tabla con los cuatro términos de la ecuación 11.8 y su evaluación en  $t_{fill} = 100$  segundos para cada cadena de desintegración. La concentración inicial de Radón  $N_{Rn}^0(t_{fill} = 100s)$  para cada cadena es la suma de todos sus términos.

### 11.2.6 Resultados del modelo de fondo por emanación

Tras la definición y el cálculo de los parámetros del modelo, en la figura 11.3 se pueden ver los resultados obtenidos. En ella se representa frente al tiempo la actividad de cada isótopo de Radón y el origen de su actividad: contaminación por concentración inicial (1<sup>er</sup> término); contaminación por Radio en los materiales (2<sup>o</sup> término) y que después de su desintegración emanan Radón; contaminación por fugas, permeabilidad y *outgassing* (3<sup>er</sup> término); y contaminación por el sistema de gas (4<sup>o</sup> término).

Según se ha explicado anteriormente, el nivel de fondo objetivo del AlphaCMM es 60 nBq/cm<sup>2</sup>. Escalando a toda la superficie de detección de la Micromegas (25 x 25 cm<sup>2</sup>) el nivel de fondo en el AlphaCMM, para alcanzar esa sensibilidad, deberá de ser  $\leq 3.7 \cdot 10^{-5}$  Bq. Tal y como se puede ver en la gráfica 11.3.(d) la actividad por Radón emanado después de 500 segundos de operación tiende a  $2 \cdot 10^{-4}$  Bq, un orden de magnitud mayor que el necesario.

La principal contribución viene del isótopo <sup>222</sup>Rn, cuya gráfica 11.3.(a) muestra que el 4<sup>o</sup> término es el principal contribuyente. Por debajo del nivel del isótopo <sup>222</sup>Rn, pero por encima todavía del nivel de fondo necesario, está la contribución del isótopo <sup>219</sup>Rn ( $4.75 \cdot 10^{-5}$  Bq). Esta contribución, debida a la concentración de este isótopo en el gas, probablemente está sobre-estimada al haber asumido que todo el Radón emanado desde la botella o el sistema de gas puede llegar al volumen de detección, a pesar de su corta semivida (3.96 s).

Al margen de los niveles de actividad alcanzados después de evaluar el modelo con los parámetros previamente calculados, se observa una tendencia en las tres gráficas que describen la contribución de cada isótopo. En todas ellas al principio la actividad

está dominada, como era de esperar, por el Radón  $N_{Rn}(0)$  que queda dentro de la cámara tras el llenado. Cuando  $N_{Rn}(0)$  se reduce gracias a la combinación de su decaimiento y el caudal que lo arrastra, la actividad queda dominada por el mayor de los otros tres términos, normalmente por el 4<sup>o</sup> término correspondiente a la concentración de Radón en la mezcla de gas.

Un ajuste del caudal a otro valor modificará la constante de tiempo  $\lambda_{Rn} + \theta$ , de forma que si se aumenta el caudal se alcanzará antes el régimen estacionario, y viceversa.

Además, el ajuste del caudal también afectará a las constantes de los tres últimos términos. En los términos 2<sup>o</sup> y 3<sup>er</sup> el aumento del caudal provocará una disminución de la constante y, por lo tanto, una disminución de su contribución a la actividad, algo esperado ya que a mayores caudales se produce mayor arrastre del Radón emanado dentro de la cámara (2<sup>o</sup> término) y del Radón introducido por fugas, permeabilidad y *outgassing* (3<sup>er</sup> término). En el 4<sup>o</sup> término la variación del caudal no afectará a la constante, siempre y cuando  $\theta \gg \lambda_{Rn}$ , es decir, la actividad solo se verá afectada cuando se apliquen caudales tan bajos que el tiempo de renovación  $t_{ren} = P_{op}/\theta$  sea del mismo orden o mayor que la semivida del isótopo de Radón correspondiente. En ese caso, cuyo ejemplo es el modo de operación sin caudal *sealed mode*, la actividad se reducirá considerablemente en la escala de tiempos de la semivida de los isótopos implicados.

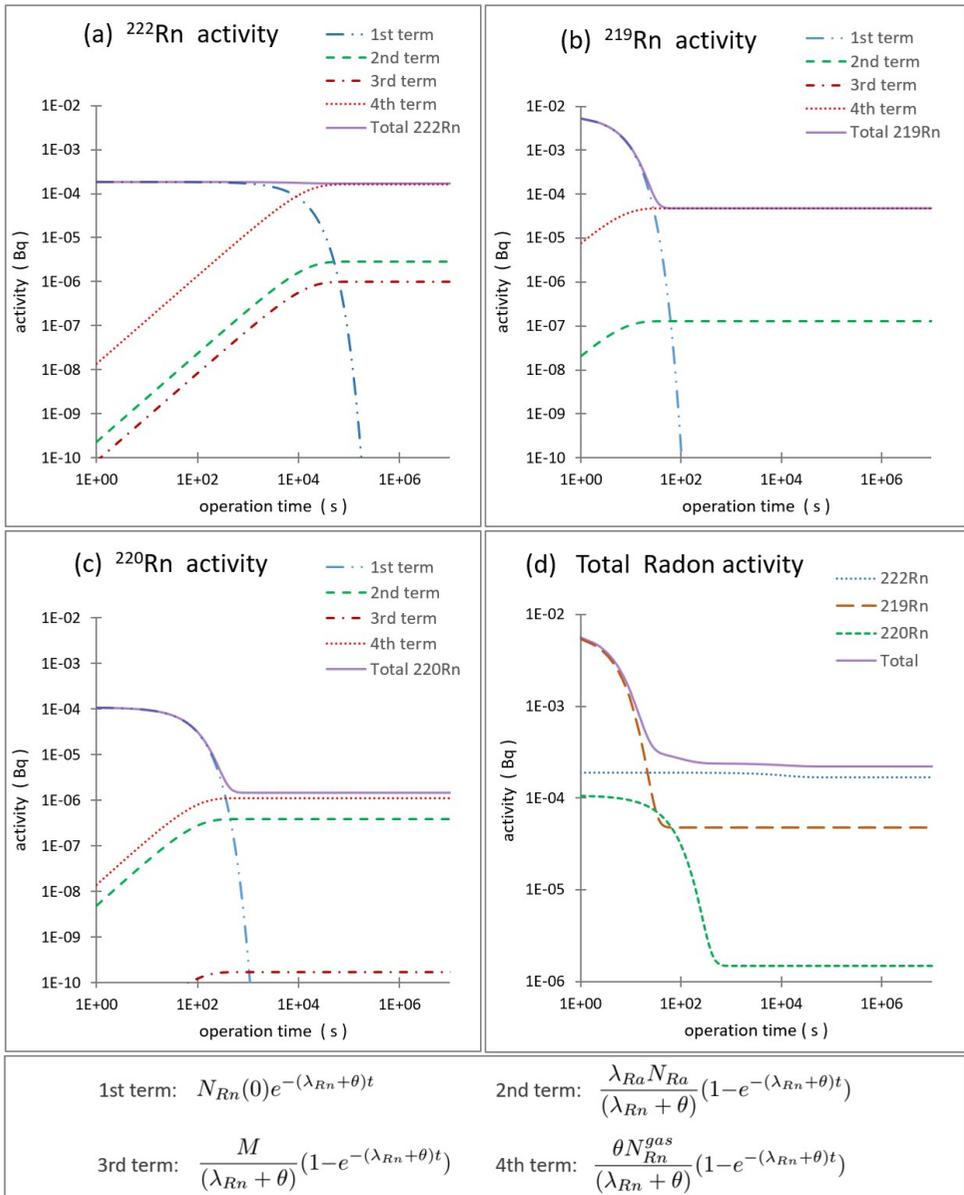


Figura 11.3: Resultados del modelo de fondo por emanación de Radón. En las tres primeras gráficas (a-c) se muestra la evolución de la contribución a la actividad por parte de cada isótopo de Radón, incluyendo en cada una la evolución de la contribución de cada término de la ecuación 11.4 por separado: en azul el primer término sobre la contaminación inicial de Radón después del ciclo de llenado, en verde el segundo término sobre la contaminación por emanación de Radón proveniente de la desintegración del Radio, en rojo a rayas el tercero sobre los procesos de fuga, permeabilidad y *outgassing*, y en rojo a puntos el cuarto sobre la contaminación por Radón en la mezcla de gas. La cuarta gráfica (d) muestra la evolución de la contribución total de cada isótopo a la actividad total.

## Capítulo 12

# Diseño, fabricación y puesta en marcha del AlphaCAMM



## 12.1 Diseño final y fabricación

De cara a realizar el diseño final para su posterior fabricación, se propuso adoptar una solución conceptual como la que se muestra en la figura 12.1. Se trata de dos cuerpos de cámara que forman dos volúmenes independientes separados por una rejilla porta-muestras sobre la que se coloca la muestra a medir, igual que en el primer demostrador descrito en la sección 10.2 y cuyo esquema se muestra en la figura 10.2. La rejilla separadora hace las funciones de cátodo para generar el campo de deriva en el volumen de detección.

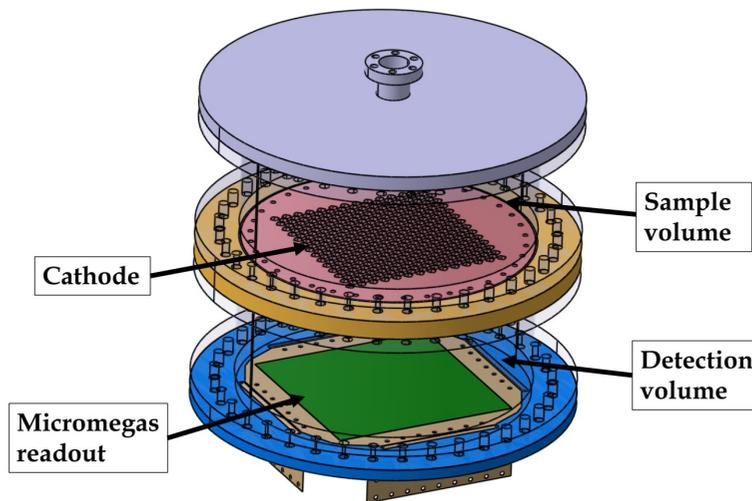


Figura 12.1: Diseño conceptual del AlphaCamm con dos volúmenes diferenciados, uno para el alojamiento de la muestra y otro como volumen de detección.

Para la fabricación de la cámara por parte de una empresa externa se definieron las siguientes especificaciones técnicas:

- Material: acero inoxidable AISI 316L con límites en la concentración de Uranio ( $\leq 10$  mBq/kg).
- Presión de trabajo  $\leq 1.45$  barA.
- Nivel de fugas + Permeabilidad + *Outgassing*  $\leq 1 \cdot 10^{-6}$  mbar  $l s^{-1}$ .
- Temperatura de trabajo:  $15^{\circ}C - 30^{\circ}C$ .
- Geometría y dimensiones según la figura 12.2, con elementos según el estándar DN-ISO-K.

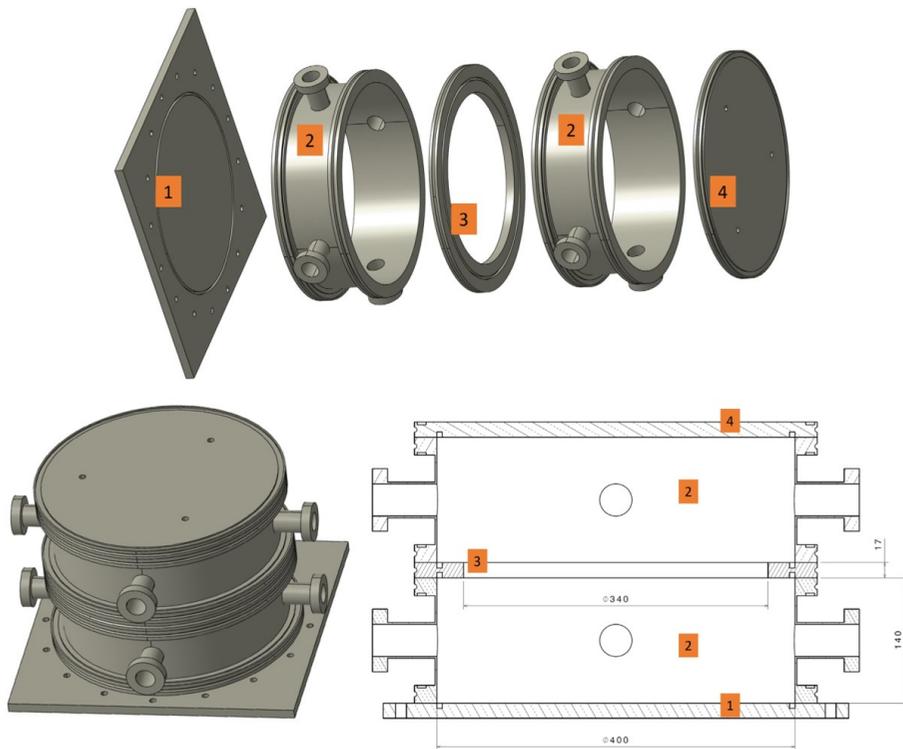


Figura 12.2: Diferentes vistas del diseño final de la cámara de AlphaCAMM, donde se pueden diferenciar sus piezas: tapa inferior (1), cuerpo (2), inter-brida (3) y tapa superior (4).

### 12.1.1 Opciones de operación

Con este diseño conceptual se plantearon varias opciones a la hora de operar el detector. El volumen de detección es una TPC en el que la rejilla porta-muestras hace las funciones de cátodo, con una mezcla de Argón/Isobutano y una presión de trabajo entre 1.00 y 1.45 bar. Sin embargo, el volumen para la muestra podría trabajar en diferentes condiciones:

1. Volumen de muestras expuesto al aire: esta es la solución más sencilla, en la que el volumen está lleno de aire del laboratorio a presión atmosférica. En estas condiciones, el Radón contenido en el aire del laboratorio y que decayera cerca de la superficie del cátodo/porta-muestras podría contribuir al fondo. Por otro lado, el cátodo/porta-muestras tendría que soportar una diferencia de presión de 1 bar, solo si se realizan ciclos de vacío en el volumen de detección.
2. Volumen de muestras en vacío: una bomba conectada al volumen lo mantendría en un nivel de vacío estable. En estas condiciones se reduciría la contaminación

de Radón en este volumen debido al aire del laboratorio y a la posible emanación de la muestra. Inexorablemente el cátodo/porta-muestras tendría que soportar una diferencia de presión de 1 bar o más.

3. Volumen de muestras con flujo de Nitrógeno: asegurando un nivel de Radón en el flujo de Nitrógeno lo suficientemente bajo como para no contribuir de forma significativa al fondo del detector. Al igual que en el caso anterior 'en vacío', estas condiciones reducirían la contaminación por Radón contenido en el aire del laboratorio y el que pudiera ser emanado de la muestra. Y al igual que en el primer caso 'al aire', el cátodo/porta-muestras tendría que soportar una diferencia de presión de 1 bar, solo si se realizan ciclos de vacío en el volumen de detección.
4. Volumen de muestras con flujo de gas de mezcla: el caudal de salida en el volumen de detección sería inyectado en el volumen de muestras, de manera que los dos volúmenes compartirían la misma mezcla de gas y mantendrían la misma presión. El nivel de Radón de la mezcla de gas, necesariamente bajo control para reducir el nivel de fondo en la TPC, sería presumiblemente suficiente para no contribuir al mismo desde el volumen de muestras. En este caso, al estar comunicados, el cátodo/porta-muestras tendría que soportar únicamente presiones diferenciales durante el bombeo en el ciclo de vacío, que se realizarían en cada medida, del orden de decenas-centenas de milibar.

En todos los casos anteriores, un decaimiento de un nucleido de Radón en el volumen de muestras produciría iones que serían atraídos por la superficie del porta-muestras, que se encuentra a un potencial elevado (negativo) por funcionar también como cátodo. El decaimiento de los hijos del Radón en esta superficie, muchos de ellos mediante emisiones  $\alpha$ , podría afectar al fondo del detector y reducir así su sensibilidad. Para paliar este efecto, se propuso la colocación de un plato al extremo contrario del volumen de muestras, en la tapa superior (figura 12.2), y con un determinado potencial que permitiera invertir el campo eléctrico en el volumen de muestras y con ello atraer los iones procedentes de las desintegraciones de estos nucleidos. Esta trampa para los hijos del Radón podría ser implementada en cualquier momento durante la puesta en marcha del detector.

### 12.1.2 Diseño del cátodo/porta-muestras

El cátodo/porta-muestras es una parte fundamental del detector ya que cumple varias funciones: soportar el peso de las muestras manteniendo sus superficies en contacto, separar los volúmenes de detección y de muestras de manera estanca y funcionar como cátodo en la TPC con un potencial distribuido en toda la superficie.

Para soportar el peso de las muestras se pensó en una rejilla tensada o una placa perforada. Para separar los volúmenes de detección y de muestras se pensó en la instalación, unida a la rejilla, de una lámina de mylar. Para cumplir con la función de cátodo la única condición es que el material utilizado sea conductor.

Con estos componentes, y para el caso más desfavorable en el que el cátodo/porta-muestras tiene que soportar una diferencia de presión de 1 bar, se realizó un estudio de tensiones-deformaciones mediante elementos finitos. Para ello se partió de una rejilla de cobre con agujeros de  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ , al que se le une mylar aluminizado de  $3.5 \mu\text{m}$  de espesor. Esta composición, durante la fase de desarrollo del cátodo en el experimento CAST [116], había soportado hasta 3 bar de presión (figura 12.3). De los resultados de esta simulación (figura 12.4), y para un cobre con un límite elástico de 33 MPa (límite que podría aumentarse mediante deformación en frío), es necesario un espesor de rejilla a partir de 10 mm.



Figura 12.3: Fotos realizadas durante los ensayos destructivos llevados a cabo sobre la rejilla cobre-mylar del cátodo en el experimento CAST [116]. La cámara se sometió a una presión ascendente, alcanzando 3.1 bar y 3.0 bar, en dos muestras medidas, justo antes de la ruptura del mylar. • Izquierda: la presión produjo la deformación plástica del cobre, deformando permanentemente la rejilla. • Centro: zona de ruptura del mylar al alcanzar la presión máxima. • Derecha: geometría de la rejilla de cobre.

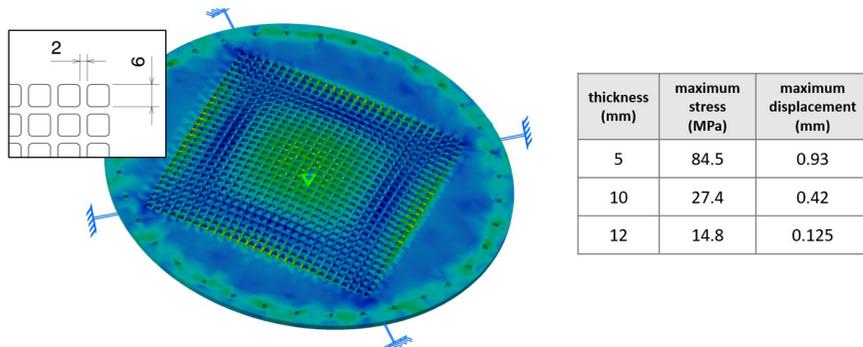


Figura 12.4: Imagen del estudio con elementos finitos, con los esfuerzos-deformaciones soportados por el cátodo/porta-muestras como respuesta a la aplicación de 1 bar de presión en su superficie y con una rejilla de  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ . La tabla muestra los resultados para tres espesores de rejilla diferentes.

Con la formación del cátodo/porta-muestras mediante la unión de una rejilla y una lámina de mylar se producirá una pérdida de eficiencia debido a la opacidad que genera este elemento cuando una muestra es colocada encima. Esta eficiencia es muy baja, en torno al 4% (figura 12.5), cuando el espesor de la rejilla es de 10 mm. Por lo tanto, si se quiere aumentar la transparencia de la rejilla, habrá que

buscar soluciones alternativas: aumento del límite elástico del cobre, uso de acero inoxidable, reducción de la presión diferencial entre volúmenes, etc. Además, los electrones resultantes de la ionización del gas por parte de la partícula  $\alpha$ , durante su recorrido entre las paredes de la rejilla, pueden perderse debido a que en esa zona el campo eléctrico de deriva no será probablemente lo suficientemente homogéneo.

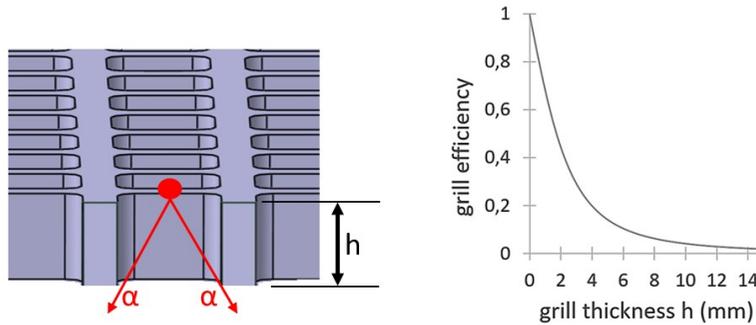


Figura 12.5: • Izquierda: sección de la rejilla del cátodo/porta-muestras con un tamaño de agujero de  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  y un espesor  $h$ . La emisión de una partícula  $\alpha$  desde la superficie superior donde está apoyada la superficie de la muestra tiene una eficiencia de entrada en el volumen de detección (volumen inferior) dependiente de  $h$ . • Derecha: eficiencia de entrada de las partículas  $\alpha$  en el volumen de detección frente al espesor  $h$  de la rejilla.

Por otro lado, el uso de mylar en el cátodo para asegurar la estanqueidad entre ambos volúmenes provoca un frenado de las partículas  $\alpha$  que lo atraviesan. El poder de frenado para partículas  $\alpha$  en el rango de 3 a 10 MeV está entre  $1.15$  y  $0.58 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$  [5]. Por ejemplo, para el espesor de mylar que se propone de  $3.5 \mu\text{m}$  y una partícula  $\alpha$  de 5 MeV que lo atraviesa hay una pérdida de energía de 0.45 MeV.

## 12.2 Montaje y puesta en marcha

Tras la fabricación de la cámara según las especificaciones de diseño se montó primero el volumen de detección. El objetivo en esta primera etapa era medir el nivel de fondo en el volumen de detección y, una vez cuantificado, montar y unir el segundo volumen con la rejilla porta-muestras para realizar las medidas de materiales.

La figura 12.6 muestra varias fotografías durante el montaje en esta primera etapa. La Micromegas se instaló sobre la tapa superior. El cátodo se instaló sobre la tapa inferior, junto con un anillo de cobre para mantener el campo eléctrico uniforme a lo largo de la longitud de deriva. La electrónica que se instaló estaba basada en el chip AFTER [14], lo que obligó a montar una cadena de lectura-amplificación-discriminación para leer la señal de la mesh y así poder proveer de la señal de disparo a la electrónica, tal y como se hizo en el primer demostrador [105].

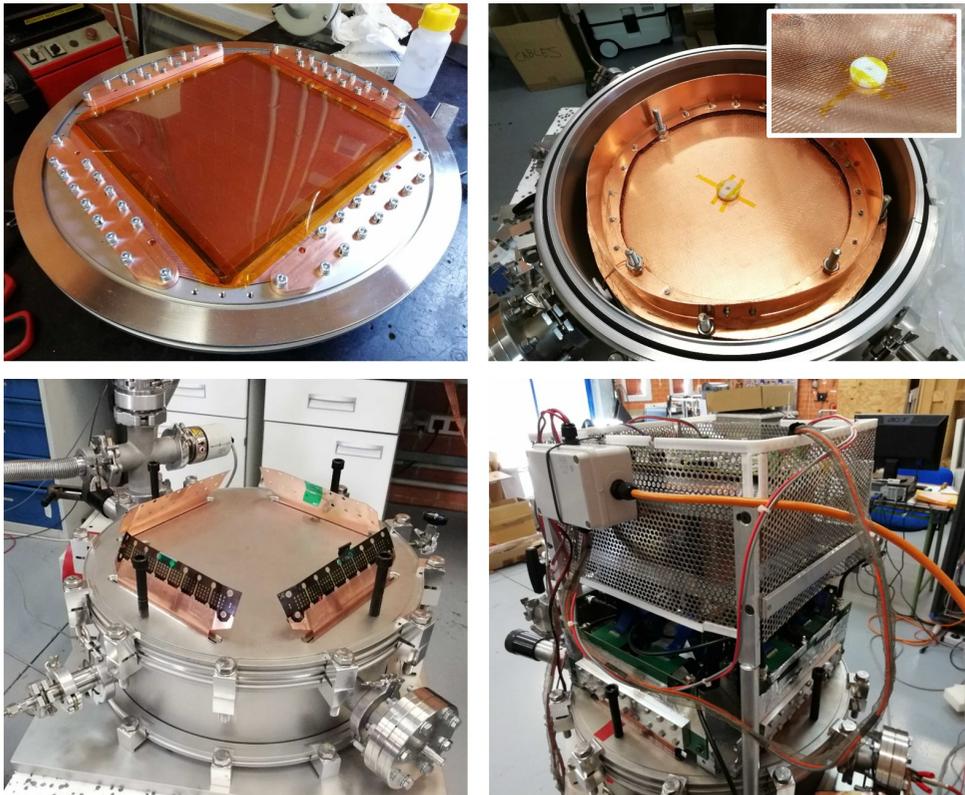


Figura 12.6: Fotografías realizadas durante el montaje del AlphaCAMM (primera etapa). • Superior izquierda: Micromegas instalada sobre la tapa de acero inoxidable. La estanqueidad de las solapas que sacan los canales al exterior es realizada mediante cuatro bridas de cobre y tornillos de acero inoxidable. • Superior derecha: cátodo con una fuente de  $^{241}\text{Am}$  en el centro. También se instaló un aro de cobre apoyado en el cátodo cuya función era la de mantener el campo eléctrico uniforme a lo largo de la longitud de deriva. En la foto de detalle se muestra una malla de cobre por encima de la fuente de  $^{241}\text{Am}$ , instalada como primera prueba de cara a la construcción de la rejilla porta-muestras. • Inferior izquierda: cámara cerrada, previamente al montaje de la electrónica de adquisición. Se observan las solapas de la Micromegas antes de que fueran conectadas a la electrónica. • Inferior derecha: situación final del detector durante la primera calibración.

Las primeras tomas de datos, con la fuente de  $^{241}\text{Am}$  en el interior emitiendo partículas  $\alpha$  de 5.4 MeV y con una mezcla de Ar + 1% Isobutano, sirvieron para generar las curvas de transmisión de electrones, ganancia y resolución de energía (figura 12.7). Con ello se comprobó el correcto funcionamiento del detector y se pudo seleccionar un punto de operación.

Nótese que el máximo campo de amplificación ( $E_{amp}$ ) posible en una Micromegas tipo microbulk, para la mezcla de gas utilizada (Ar + 1% Isobutano)

y en el rango de presiones aplicado (1.05–1.30 bar), se encuentra en torno a 60 kV/cm (figura 7.4 [77]). Los niveles de ganancia alcanzados con los máximos campos de amplificación, como se ha visto a lo largo de esta tesis, permite umbrales de energía con esta mezcla de gas en torno a 1 keV. Para la detección de partículas  $\alpha$ , con un rango de interés entre 1 y 10 MeV, la ganancia del sistema debía ser reducida aproximadamente en un factor 1000, para no saturar la electrónica de adquisición. Si bien teóricamente esta ganancia podría ser reducida únicamente a través de la electrónica de adquisición, mediante la reducción de la ganancia en su etapa de amplificación, se prefirió usar una combinación de reducciones de ganancia en la electrónica y en la Micromegas. De esta manera, una reducción en el campo de amplificación en la Micromegas permitiría trabajar con voltajes por debajo de los máximos, por lo tanto, en una zona segura contra descargas y posibles daños en los canales. Además, el campo de amplificación elegido finalmente para la operación del detector ( $E_{amp} = 48$  kV/cm, correspondiente a 240 V en la mesh) ofrece la mejor resolución de energía, según los estudios realizados previamente con Micromegas pequeñas [77], y según se puede comprobar en la figura 12.7, donde se alcanzan resoluciones entre el 15 y 20 %, incluso por debajo en algunos puntos.

Las partículas  $\alpha$  emitidas por la fuente de  $^{241}\text{Am}$  tienen una energía de 5.4 MeV y, teniendo en cuenta el poder de frenado del Argón a 1 bar de presión (figura 12.8 izquierda), se puede calcular su recorrido en el volumen de detección del AlphaCMM, a lo largo del cual se produce la ionización del gas. La figura 12.8 derecha muestra la densidad de ionización (MeV/cm) de las partículas  $\alpha$  de 5.4 MeV a lo largo de su trayectoria en Argón a 1 bar, pudiéndose apreciar el pico de Bragg al final de esta, con una mayor densidad de ionización. También se representa la energía restante de la partícula a lo largo de su trayectoria. La longitud de la traza, según el ajuste realizado, es de  $4.11 \pm 0.06$  cm.

La figura 12.9 muestra un evento de la fuente de  $^{241}\text{Am}$  durante una de las primeras calibraciones. En las proyecciones sobre los planos XZ e YZ se puede diferenciar la parte de la trayectoria con mayor densidad de ionización (pico de Bragg), a partir del cual puede deducirse el sentido. En el caso del evento mostrado es emitido desde el cátodo, donde se sitúa la fuente, hacia la Micromegas, situada en la parte superior según el gráfico. Cabe apuntar que el código utilizado para el análisis topológico de las trazas ha sido desarrollado por el grupo de investigación en el que se enmarca esta tesis [105], pero su desarrollo no forma parte de la misma.

La componente espacial Z se calcula a partir de la integración de los pulsos en el tiempo de muestreo de la electrónica. Por definición, por tratarse de una cámara de proyección temporal, la diferencia temporal entre dos pulsos en el mismo evento determinará, teniendo en cuenta la velocidad de deriva de los electrones en el gas, la diferencia espacial en Z. En este caso, también se pueden utilizar los eventos de la fuente, de longitud conocida, para validar la velocidad de deriva utilizada.

La figura 12.10 muestra algunos resultados del análisis para una de las calibraciones con la fuente de  $^{241}\text{Am}$ . La carcasa de la fuente es de polietileno y de 20 mm de diámetro, con un agujero central de 5 mm de diámetro donde está depositado el material con Americio. Esta forma puede deducirse a partir de

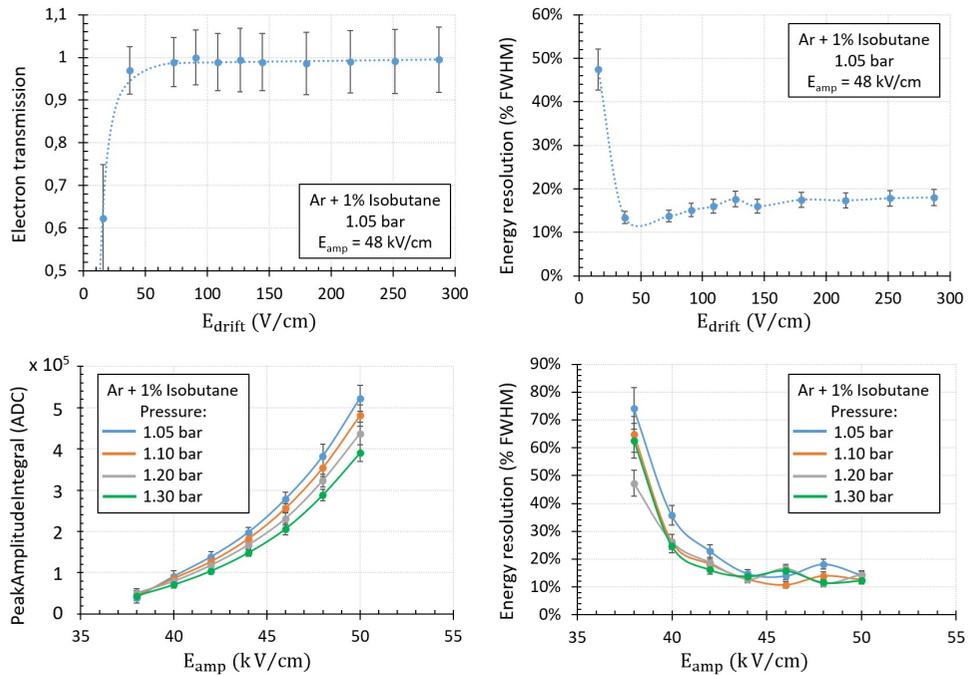


Figura 12.7: Curvas de caracterización de la Micromegas en el AlphaCAMM, para Ar + 1% Isobutano. • Superior izquierda: Curva de transmisión de electrones frente al campo de deriva, a 1.05 bar y  $E_{amp} = 48$  kV/cm. • Superior derecha: Curva de resolución de energía frente al campo de deriva, a 1.05 bar y  $E_{amp} = 48$  kV/cm. • Inferior izquierda: Curva de ganancia frente al campo de amplificación en la Micromegas, para diferentes presiones de 1.05 a 1.30 bar. • Inferior derecha: Curva de resolución de energía frente al campo de amplificación en la Micromegas, para diferentes presiones de 1.05 a 1.30 bar.

la proyección XY del origen de las trayectorias, con una zona central con mayor densidad de eventos. La proyección XY del final de las trayectorias muestra una forma circular de mayor diámetro que la fuente ( $\sim 5$  cm) debida a la emisión isotrópica de la fuente, aunque existe cierta colimación debido al espesor de la carcasa de polietileno que sirve de soporte a la fuente. Esta emisión isotrópica y la semi-colimación de la fuente se comprueba en el histograma del ángulo de la trayectoria, con una distribución plana entre 0 y 1 rad que confirma la isotropía de la emisión y con una ausencia de eventos entre 1 y  $\pi/2$  rad explicado por la opacidad que ofrece el espesor de la carcasa de la fuente, afectando al ángulo sólido y colimando parcialmente la emisión.

Según se ve en el histograma de la longitud de la trayectoria, la mayoría de los eventos recogidos (99.73%) se encuentran en la población con media en 34.5 mm y una desviación estándar de 1.65 mm. La diferencia entre la longitud medida y la longitud teórica hallada a partir del poder de frenado ( $4.11 \pm 0.06$  cm) puede deberse a varios factores:

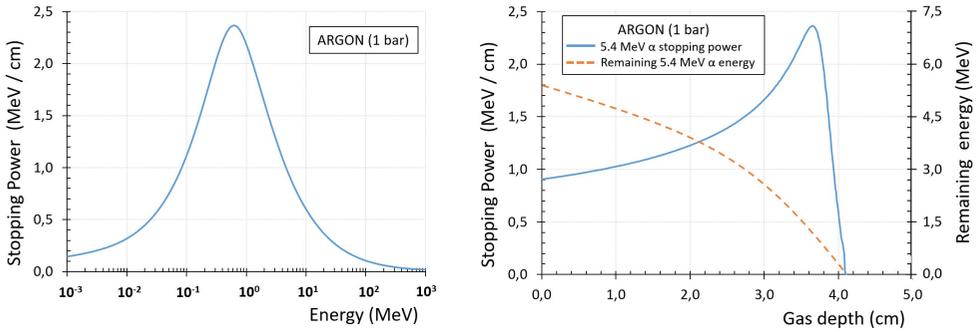


Figura 12.8: • Izquierda: Poder de frenado de las partículas  $\alpha$  frente a la energía de la partícula, para Argón a 1 bar de presión. Datos para generar la curva recopilados de [5]. • Derecha: Densidad de ionización y energía restante de las partículas  $\alpha$  de 5.4 MeV (energía inicial) frente a su recorrido en el gas, para Argón a 1 bar de presión, calculado a partir del poder de frenado.

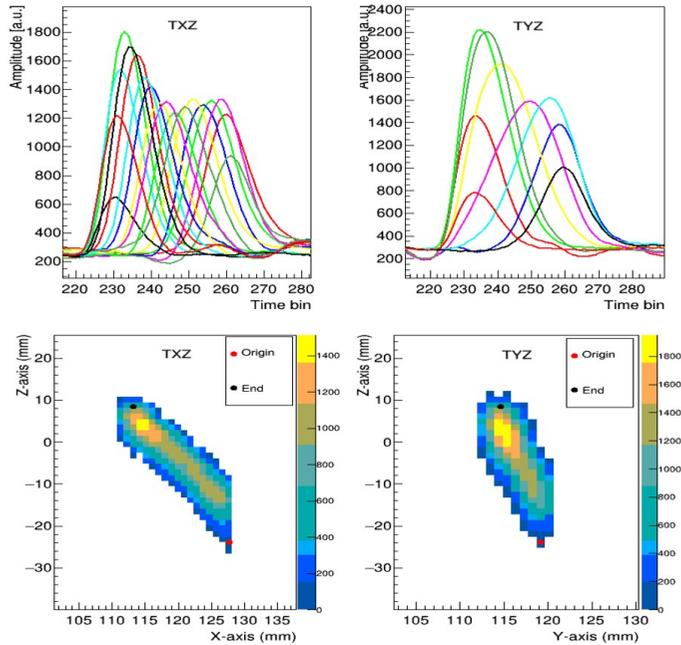


Figura 12.9: Evento procedente de la fuente de  $^{241}\text{Am}$ , recogido en el AlphaCamm durante la primera calibración. • Superior: señales digitalizadas del evento recogido por las *strips* del eje X (izquierda) y eje Y (derecha). Cada color representa una *strip*/canal del eje correspondiente. • Inferior: proyección de un evento producido por la fuente de  $^{241}\text{Am}$ , donde los colores representan la integración de los pulsos en XZ (izquierda) y en YZ (derecha), con el inicio (estrella roja) y el final (estrella negra) de la trayectoria.

- Un error en la estimación del valor de la velocidad de deriva usado para el análisis, que afectaría a la componente Z. En ese caso las trayectorias más horizontales, con ángulos cercanos a  $\pi/2$  rad, tendrán poca componente Z y en su mayoría X e Y, por lo que la longitud medida de la trayectoria tendrá mayor dependencia de la pixelización de la Micromegas. En el histograma ángulo-longitud de la figura 12.11 se puede ver que la longitud tiene una ligera dependencia del ángulo de la trayectoria entre 0 y 0.7 rad, lo que hace sospechar de una velocidad de deriva en el análisis menor que la que se da en el detector. Para ángulos mayores de 0.7 rad, con una baja componente en Z y alta en X e Y, cabría esperar que la longitud se aproximara a la teórica, sin embargo esto no sucede y, al contrario de lo esperado, esta población tiene una longitud menor a la media. Este extraño comportamiento apunta a la necesidad de optimizar el análisis. El número de señales que se leen respecto al ángulo de la trayectoria, que también se muestra en la figura 12.11, tiene una dependencia según lo esperado.
- Efecto del 'umbral de energía por canal' (ver sección 7.2), que provocaría que la parte inicial de la trayectoria, con menor densidad de ionización, se perdiera. En la figura 12.11 se puede ver el histograma de la amplitud del canal de menor amplitud en cada evento, que muestra un umbral por canal de 400 ADCs. Si este efecto es relevante para el cálculo de la longitud, sería de esperar que, dado que la densidad de ionización se incrementa de forma progresiva con la longitud de la traza, hubiera un incremento progresivo en la amplitud de los canales en el inicio de la trayectoria. De manera que la señal del canal que está por debajo de 400 ADCs se pierde, que corresponde al canal/strip precedente al inicio de la trayectoria, mientras que el siguiente canal ya está por encima de este nivel y supone el primer canal/strip de la trayectoria. Para poder profundizar en este efecto habría que realizar un análisis más sofisticado, centrando parte del mismo en la zona inicial de la trayectoria.
- Espesor de la lámina protectora de la fuente de  $^{241}\text{Am}$ , que provoca una pérdida de energía de la partícula  $\alpha$  al atravesarla. Se desconoce el material sobre el que está depositado el sólido/líquido que contiene el isótopo radiactivo  $^{241}\text{Am}$ , ni a cuanta profundidad está depositado, ni si existe una lámina protectora por encima de la superficie en la que se deposita para evitar el desprendimiento del material radioactivo.

Continuando con los resultados del análisis mostrados en la figura 12.10, el espectro de energía muestra un pico claro en  $462 \cdot 10^3$  ADCs con una desviación estándar de  $26 \cdot 10^3$  ADCs, que corresponde a la energía de 5.4 MeV de las partículas  $\alpha$  emitidas por la fuente. Sin embargo, existe una población a la izquierda del pico con menor energía, y que corresponde a la población con un ángulo menor de 0.25 rad. Esta población y su dependencia con el ángulo puede verse claramente en el histograma ThresholdIntegral–TrackAnaAngle de la misma figura 12.10. Para ángulos pequeños en los que toda la carga se concentra en pocas strips/canales de la Micromegas se acentúa el comportamiento no lineal de la amplificación de la Micromegas con la densidad de carga. Altas densidades de carga afectan al campo de amplificación, reduciendo la ganancia. Este efecto podría ser tenido en cuenta en

el análisis y hacer una corrección dependiente de la densidad de carga que llega por canal.

### 12.3 Medidas de fondo

Las primeras medidas del fondo que se realizaron tras el montaje y la puesta en marcha del volumen de detección arrojaron un nivel de fondo de  $2.29 \pm 0.14 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ , un factor  $\sim 40$  mayor que el nivel de fondo objetivo ( $60 \text{ nBq}/\text{cm}^2$ ). Para esta medida de fondo se hizo vacío en el volumen hasta  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar y seguidamente se inyectó la mezcla de Ar + 1% Isobutano hasta 1.05 bar. El ciclo de llenado desde la presión de vacío hasta la presión de operación duró 110 segundos, después del cual se subieron voltajes en la Micromegas y en el cátodo y se lanzó la adquisición con una duración total de la medida de 165 horas.

En la figura 12.12 se muestran algunos gráficos del análisis de esta primera medida de fondo. El origen de las trayectorias está distribuido de forma uniforme en el área del detector. Para discriminar los eventos procedentes del aro (figura 12.6) instalado para dirigir el campo de deriva, se ha hecho un corte fiducial y solo aquellos eventos cuyo origen está ajado 1 cm o más respecto a la superficie del aro han sido tenidos en cuenta.

La distribución angular muestra una mayor población de eventos centrada en  $\pi/2$  (trayectorias horizontales, perpendiculares al eje Z), lo que parece apuntar al aro como material emisor del fondo. Pero, como se ha explicado, se ha realizado un corte fiducial cuyo volumen es un cilindro con un diámetro de 23 cm, 2 cm menor que el diámetro del aro (25 cm), de manera que una partícula  $\alpha$  emitida desde la superficie del aro hacia el volumen de detección interactúa inmediatamente con los electrones atómicos de la mezcla de gas, ionizando este y definiendo el origen de la trayectoria muy próxima a la superficie, quedando fuera del volumen fiducial.

Finalmente se determinaría que la causa de esta distribución angular era la selección de la velocidad de deriva durante el análisis. La componente Z tiene una fuerte dependencia con esta velocidad, y una sub-estimación de la misma causa una sobre-estimación del ángulo de las trayectorias, provocando por lo tanto una distribución con mayor población en los ángulos cercanos a la horizontal.

La corrección de la velocidad de deriva introducida en el análisis provocaría la corrección de la distribución angular, resultando una distribución plana, apuntando a que el fondo estaba dominado principalmente por desintegraciones producidas en el volumen gaseoso del detector. Pero aunque este era el origen más probable, no se podía descartar que ambas superficies expuestas y enfrentadas, la de la Micromegas y la del cátodo, fueran el origen o parte del origen del fondo, aportando la misma proporción de eventos.

Tras la primera medida de fondo, y con el objetivo de identificar el origen del mismo para reducirlo, se realizaron varias acciones (variación del caudal, limpieza,

eliminación de elementos, variación de la distancia de deriva, ...) resumidas en la tabla 12.1.

Como se puede comprobar, no se consiguió una reducción significativa en el nivel de fondo a pesar de haber realizado varias modificaciones y comprobaciones a lo largo de varias semanas de medidas. El nivel de fondo más bajo medido en esta serie fue de  $1.69 \pm 0.21 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ , un factor  $\sim 30$  mayor que el nivel de fondo objetivo ( $60 \text{ nBq}/\text{cm}^2$ ).

Number	Duration (h)	comments	Background ( $\mu\text{Bq} / \text{cm}^2$ )	Standard deviation
1	164	First measurement. The parts and the chamber were cleaned with acid or alcohol	2.29	0.14
2	65	Higher flow (5 l/h)	2.30	0.35
3	168	Seal mode (without pumping)	2.65	0.16
4	136	Seal mode. Installed valve after the filter and the pressure meter	2.63	0.19
5	31	Cu pieces cleaning (water and alcohol). Removal of the Cu holder and some screws	2.41	0.78
6	40	Removal of cathode mesh. Installed copper plate holder instead	2.29	0.57
7	152	Removal of long screws. Increasing the drift distance from 7 to 13 cm	3.25	0.21
8	23	Installation of teflon joint (lack of stability for some time). High Flow (10 l/h)	2.23	0.94
9	58	Installation of Cu tape inside the chamber covering the soldering	3.01	0.52
10	79	Placed copper tape covering the entire chamber	1.69	0.21
11	163	Replaced AlphaCMM chamber and cleaning with alcohol	2.17	0.13

Tabla 12.1: Lista de tomas de datos con diferentes condiciones y modificaciones. Cada vez que se abría la cámara, o se comenzaba un ciclo de medidas nuevo, se bombeaba el volumen hasta alcanzar  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar. Seguidamente se inyectaba la mezcla de Ar + 1% Isobutano hasta 1.05 bar, con una duración del proceso de alrededor de 110 segundos. Finalmente se subían los voltajes en la Micromegas y en el cátodo y, tras unos 100 segundos que duraba esta operación, se lanzaba la adquisición. Salvo que se indique explícitamente, las medidas se realizaban con un caudal de 2 l/h.

### 12.3.1 Acciones para la identificación del fondo

La primera medida realizada ('Number 1' en la tabla 12.1) se realizó tras la limpieza con ácido (partes internas) y alcohol (cuerpo de la cámara de acero inoxidable) y tras el montaje según la figura 12.6. Los resultados ya han sido presentados (figura 12.12), arrojando un fondo de  $2.29 \pm 0.14 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ .

Estas primeras medidas apuntaban a que el origen del fondo era volumétrico,

así que se decidió lanzar una medida de fondo aumentando el caudal de 2 a 5 l/h ('Number 2'), con un resultado similar ( $2.30 \pm 0.35 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ). Tras la cual, y sin realizar el ciclo de vacío en la cámara, sino directamente cerrando la entrada y la salida, se lanzó otra medida en *sealed mode* ('Number 3'), registrando una medida de fondo de  $2.65 \pm 0.16 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ . Este nivel de fondo, en el que para su cálculo se integró todo el tiempo de medida, es levemente más alto que los anteriores. Aunque sería de esperar una tendencia de aumento del ritmo a lo largo del tiempo de medida, ya que se partió de las mismas condiciones que la medida anterior, la dispersión de los datos no permite ver esa tendencia claramente (figura 12.13).

El sensible aumento del nivel de fondo durante la toma de datos en *sealed mode* hizo sospechar sobre la existencia de un componente que produjera emanación de Radón dentro del volumen de medida. Aparte de los componentes comunes en la construcción del detector (acero inoxidable, cobre, PTFE, Micromegas) había dos que quedaban dentro del volumen cuando se hacían las medidas en *sealed mode*: un filtro de partículas de polvo y un sensor de presión a la entrada de la cámara. La siguiente medida ('Number 4') se realizaría tras la instalación de una nueva válvula entre el volumen de medida y estos dos componentes, de manera que quedaban fuera del volumen de medida, pero el resultado fue similar al anterior ( $2.63 \pm 0.19 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ).

Para las siguientes dos medidas se limpiaron las partes internas de la cámara con agua destilada y alcohol ('Number 5') y se retiró la malla de cobre ('Number 6'), una malla comercial de cobre que no se había medido previamente con técnicas espectro-métricas y, por lo tanto, se desconocía su composición. Ambos resultados resultaron compatibles con los niveles de fondo anteriores ( $2.41 \pm 0.78 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$  y  $2.29 \pm 0.57 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$  respectivamente).

Para confirmar la hipótesis de que las desintegraciones culpables del nivel de fondo se producían en todo el volumen del detector, y no en las superficie del cátodo y la Micromegas, se aumentó la distancia de deriva de 7 a 13 cm, esperando con ello un aumento del nivel de fondo en la misma proporción. El nivel de fondo en esta medida ('Number 7') aumentó hasta  $3.25 \pm 0.21 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ . Este aumento en un factor  $\sim 1.42$  respecto a la primera medida fue menor que el aumento de la distancia de deriva (factor  $\sim 1.86$ ). Una hipótesis que explicaría esta diferencia es que hay una segunda componente que podría ser de  $1.17 \pm 0.66 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$  (el error en la medida de la posición del cátodo, y por lo tanto en la longitud de deriva, introduce un error alto en el cálculo).

La siguiente medida ('Number 8') se hizo después de sustituir la junta de caucho (Vitón) en una de las dos tapas de la cámara (tapa con la Micromegas) por una junta de PTFE expandido. Con esta medida se pretendía comprobar si la junta de Vitón producía la emanación de Radón. Puesto que la cámara se había diseñado y fabricado con el sistema ISO-K con junta de Vitón y abrazaderas de aluminio (figura 12.6), la instalación de una junta de PTFE expandido, con una mayor necesidad de presión en su superficie para realizar la estanqueidad, provocaba que el nivel de fugas en el sistema aumentara. El resultado de la medida ( $2.23 \pm 0.94 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ), aunque es inferior que el anterior, no puede tenerse en cuenta ya que el alto nivel de fugas

puede degradar la calidad del gas.

La situación de inestabilidad anterior podría haberse resuelto con la fabricación de nuevas abrazaderas de acero inoxidable, de manera que se pudiera aumentar el par de apriete y con ello la presión sobre la junta de PTFE expandido, pero ante el retraso que ello provocaría se prefirió volver a montar la junta de Vitón y proseguir con otras pruebas.

Tras haber hecho varias pruebas, entre ellas la limpieza de los componentes del detector, se planteó la posibilidad de que fuera la propia cámara de acero inoxidable la que estuviera produciendo la emanación del Radón que provocaba el nivel de fondo observado. La partida de acero inoxidable AISI 316L con la que se había fabricado la cámara había sido medido con GDMS (ver sección 11.2.4), con un resultado satisfactorio en cuanto a contenido de Uranio y Torio. Sin embargo, estas medidas no podían asegurar una concentración aceptable de los elementos por debajo de los isótopos de cabeza en las tres cadenas de desintegración naturales. Además, a pesar de que en las especificaciones para el proceso de fabricación de la cámara se pedía que las soldaduras se produjeran únicamente con aporte del material ya medido y con una limpieza extrema, el fabricante podría haber cometido algún error en el proceso y contaminar la cámara.

Por lo tanto, las dos siguientes medidas fueron en la dirección de intentar averiguar si el acero inoxidable de la cámara producía la emanación de Radón. Para ello en una primera intervención se cubrieron las soldaduras con cinta de cobre de  $35 \mu\text{m}$  de espesor ('Number 9') y en una segunda intervención se cubrió con la misma cinta el 66 % de la superficie de la cámara ('Number 10'), es decir, la tapa inferior donde está apoyado el cátodo y el cuerpo o virola de la cámara. La tapa donde estaba instalada la Micromegas no se cubrió. Las fotos de estas dos intervenciones se pueden ver en la figura 12.14.

Los niveles de fondo medidos tras estas intervenciones se redujeron hasta  $3.01 \pm 0.52 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$  en el caso de la cobertura de las soldaduras, y hasta  $1.69 \pm 0.21 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$  en el caso de la cobertura del 66 % de la cámara. Esta última medida supone una reducción del nivel de fondo del 48 % respecto al anterior ( $3.25 \text{ Bq}/\text{cm}^2$  en 'Number 7'). Pero este porcentaje de reducción no coincide con el porcentaje de superficie cubierta con cinta de cobre, reforzando la hipótesis de que parte del nivel de fondo medido tiene una segunda componente. En este caso, asumiendo la reducción total de la emanación de aquella superficie que es cubierta por la cinta de cobre (se desconoce la composición y el nivel de emanación de la cinta de cobre, por lo tanto se introduce un error en esta simplificación), se ha calculado que la segunda componente es  $0.89 \pm 0.45 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ . Este valor es compatible con el calculado anterior en el que se comprobaba el nivel de fondo antes y después de aumentar la distancia de deriva ( $1.17 \pm 0.66 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ).

## 12.4 Medida de materiales

Como primeras pruebas, se realizaron medidas de actividad en 3 muestras diferentes (figura 12.15):

- Cinta de cobre de 35  $\mu\text{m}$  de espesor: cinta utilizada para cubrir las soldaduras y las paredes de la cámara durante los trabajos para identificar el origen del fondo y que es descrito en la sección 12.3. Se pegaron sobre el cátodo dos trozos de 25 x 5  $\text{cm}^2$  cada uno y se lanzó una medida con una duración de 15.7 horas, con un resultado ( $2.37 \pm 1.06 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ) compatible con el nivel de fondo en ese momento (tabla 12.1, 'Number 9':  $3.01 \pm 0.52 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ).
- Silicona 'SILKRON SPG Plus Krafft': se utilizó una pequeña cantidad (se estima en torno a 1–3 gramos) para sellar pequeñas zonas en el pasa-muros de la Micromegas, por lo que durante los trabajos de identificación del fondo había sospechas de que se pudiera estar emanando Radón al interior del AlphaCAMM. Se preparó una medida de emanación en la que se rellenó un recipiente de vidrio con 25 g de esta silicona y se colocó encima del cátodo durante una medida de 2 horas. Los resultados ( $2.97 \pm 2.23 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ) fueron compatibles con el fondo en ese momento (tabla 12.1, 'Number 9':  $3.01 \pm 0.52 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ ). Aunque el error en la medida es alto, debido al tiempo de exposición, la mayor cantidad de material de la muestra medida, respecto a la utilizada para sellar el AlphaCAMM, sirvió para descartar esta silicona como origen principal del fondo.
- Pieza de PTFE expandido de 20 x 10  $\text{cm}^2$ : como primera prueba de medidas de materiales usados en TREX-DM, se midió una muestra de PTFE expandido de 3 mm de espesor, que previamente fue limpiada con acetona (eliminación de letras rojas) y metanol. Los resultados del análisis pueden verse en la figura 12.16. La evolución del ritmo de adquisición decae a lo largo del tiempo de medida (2.88 horas). La integración del ritmo en los últimos 60 minutos arroja una actividad en la muestra de  $37.5 \pm 15.7 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ . La trayectoria del 95.8% de los eventos fue clasificada con dirección desde la muestra hacia el plano de lectura ( $\leq \pi/2$  rad), como puede confirmarse en el histograma 'TrackAngle' de la misma figura. La actividad proveniente de la muestra puede verse representada claramente en la proyección en el plano XY del origen de cada trayectoria, observándose una acumulación de eventos en una zona cuya geometría coincide con la muestra medida.

Especial atención merece la observación del descenso del ritmo durante el tiempo de medida en la muestra de PTFE expandido. Los datos pueden ajustarse a una exponencial, y si se asume la hipótesis de que este descenso del ritmo se debe al decaimiento de un solo isótopo radioactivo, la constante de decaimiento según el ajuste es  $\lambda = 2,46(\pm 0,6) \cdot 10^{-4}$ . Por lo tanto la semivida del isótopo es  $\ln 2/\lambda = 2817 \pm 551$  segundos (46.90 $\pm$ 9.2 minutos). Los isótopos radioactivos de las cadenas naturales (figura 10.1) que más se acercan a este valor de semivida y que emiten una partícula  $\alpha$  en su desintegración, o tienen descendientes directos con

vidas más cortas que emiten una partícula  $\alpha$ , son:  $^{214}\text{Bi}$  (20 min),  $^{223}\text{Fr}$  (22 min),  $^{211}\text{Pb}$  (36 min) y  $^{212}\text{Bi}$  (61 min).

Entre los isótopos nombrados el  $^{212}\text{Bi}$  y el  $^{211}\text{Pb}$  se aproximan más al valor medido. El  $^{212}\text{Bi}$  emite una partícula  $\alpha$  en su desintegración pero el  $^{211}\text{Pb}$  no emite directamente una partícula  $\alpha$  sino que tiene un descendiente directo, el  $^{211}\text{Bi}$ , con semivida menor (2.14 minutos) y que sí la emite. Teniendo en cuenta la precisión en la medida de la muestra y el ajuste realizado, cualquiera de los isótopos nombrados podría ser el causante del descenso del ritmo, o incluso una combinación de los varios isótopos.

Una posible explicación que se dio a esta actividad tan alta es que durante la limpieza de la muestra, en la que se frota su superficie con una compresa impregnada en acetona o alcohol, la superficie de la muestra puede quedar cargada. Los iones de los isótopos nombrados, o los de sus progenitores más cercanos en la cadena hasta el Radón, quedan con carga positiva y suspendidos en el aire del laboratorio tras el decaimiento del nucleido del Radón correspondiente, por lo que son atraídos hacia la superficie de la muestra. La contaminación de las superficies debido a la progenie del Radón es un problema extendido en los experimentos de bajo fondo [117].

Esta hipótesis quedó reforzada al observar, en una segunda medida, que el efecto se seguía produciendo (figura 12.17). En esta segunda medida se abrió el detector, se volvió a limpiar la muestra y se introdujo de nuevo. El tiempo empleado para cerrar el detector, bombear, inyectar el gas de mezcla y lanzar la adquisición puede variar entre 45 y 75 minutos aproximadamente. Esta segunda medida, aparte de reforzar la hipótesis sobre la introducción de un contaminante durante la limpieza de la muestra, también permitió comprobar que el ritmo de eventos transcurridas las primeras 4 horas de medida era compatible con el fondo del detector.

## 12.5 Conclusiones

Los experimentos de sucesos poco probables aspiran a tener el mínimo nivel de fondo posible, de forma que permita aumentar y explotar al máximo su sensibilidad. Durante la operación de TREX-DM, en el que el modelo de fondo [28] pronosticaba un nivel entre 1 y 10 dru, se alcanzó un nivel un orden de magnitud mayor que el pronosticado, originado principalmente por una contaminación superficial de isótopos radioactivos procedentes de la desintegración del Radón. Por ello, surgió la necesidad de poder medir estas contaminaciones superficiales con una sensibilidad suficiente ( $100 \text{ nBq/cm}^2$ ) como para cuantificar actividades de piezas/láminas que contribuyeran al nivel de fondo del experimento en el mismo orden que el pronosticado por el modelo de fondo ( $\geq 5 \text{ dru}$  para Neón y  $\geq 2.5 \text{ dru}$  para Argón), surgiendo así el desarrollo del AlphaCamm.

Tras el diseño, fabricación y puesta en marcha del AlphaCamm, descritos en este capítulo, se alcanzó un nivel de fondo para este detector de  $1.69 \pm 0.21 \mu\text{Bq/cm}^2$ , situando la sensibilidad del AlphaCamm en  $3 \mu\text{Bq/cm}^2$ , un factor  $\sim 30$  peor

que el necesario ( $100 \text{ nBq/cm}^2$ ). Con esta sensibilidad solo se es capaz de medir contaminaciones de piezas que contribuyen al fondo de TREX-DM en el mismo orden que el nivel de fondo actual (ver secciones 7.5 y 8.6), pero no por debajo de este, objetivo principal de este desarrollo.

Según las medidas mostradas en la sección 12.3, la emanación desde las paredes de acero inoxidable parece ser el origen del principal contribuyente al fondo del AlphaCMM. Por lo tanto, se ha planificado la ejecución de una cobertura de cobre en toda la cámara que se está llevando a cabo durante la redacción de estas líneas. El cobre electrolítico (ETP) que se usará para este recubrimiento ha sido medido [28] (tabla 11.3) y su actividad para los isótopos de cabeza en las cadenas naturales es de uno a dos órdenes de magnitud menor que la del acero inoxidable utilizado.

Cabe apuntar que, como se ha demostrado en el modelo de fondo para el AlphaCMM desarrollado en el capítulo 11, la actividad medida con GDMS en el acero inoxidable utilizado en la fabricación del AlphaCMM era suficiente como para alcanzar el objetivo de sensibilidad planteado en un principio. La evidencia en la emanación desde este material que se ha observado durante la puesta en marcha del detector hace necesaria la revisión de los parámetros del modelo que describen los procesos de emanación, transporte y exhalación de Radón dentro de este material (sección 11.1.3). También se plantean otras hipótesis para explicar este exceso en la emanación, como la contaminación del material durante el proceso de fabricación o la concentración en este, desde el inicio, de isótopos radiactivos de las cadenas naturales y que no fueron cuantificados en la medida del material con GDMS.

En general, los parámetros introducidos en el modelo de emanación de Radón desarrollado en el capítulo 11 deben ser revisados y ajustados según medidas experimentales.

Tras la hipotética reducción del nivel de fondo tras la cobertura de la cámara con cobre electrolítico, se podrá confirmar o refutar la hipótesis de una segunda componente (superficial o volumétrica) planteada anteriormente. En cualquier caso, después de cuantificar el nuevo nivel de fondo, se tendrá que estudiar la nueva situación y decidir si la sensibilidad es suficiente como para empezar a realizar medidas sistemáticas de materiales o es necesario continuar con los trabajos de identificación y reducción del nivel de fondo.

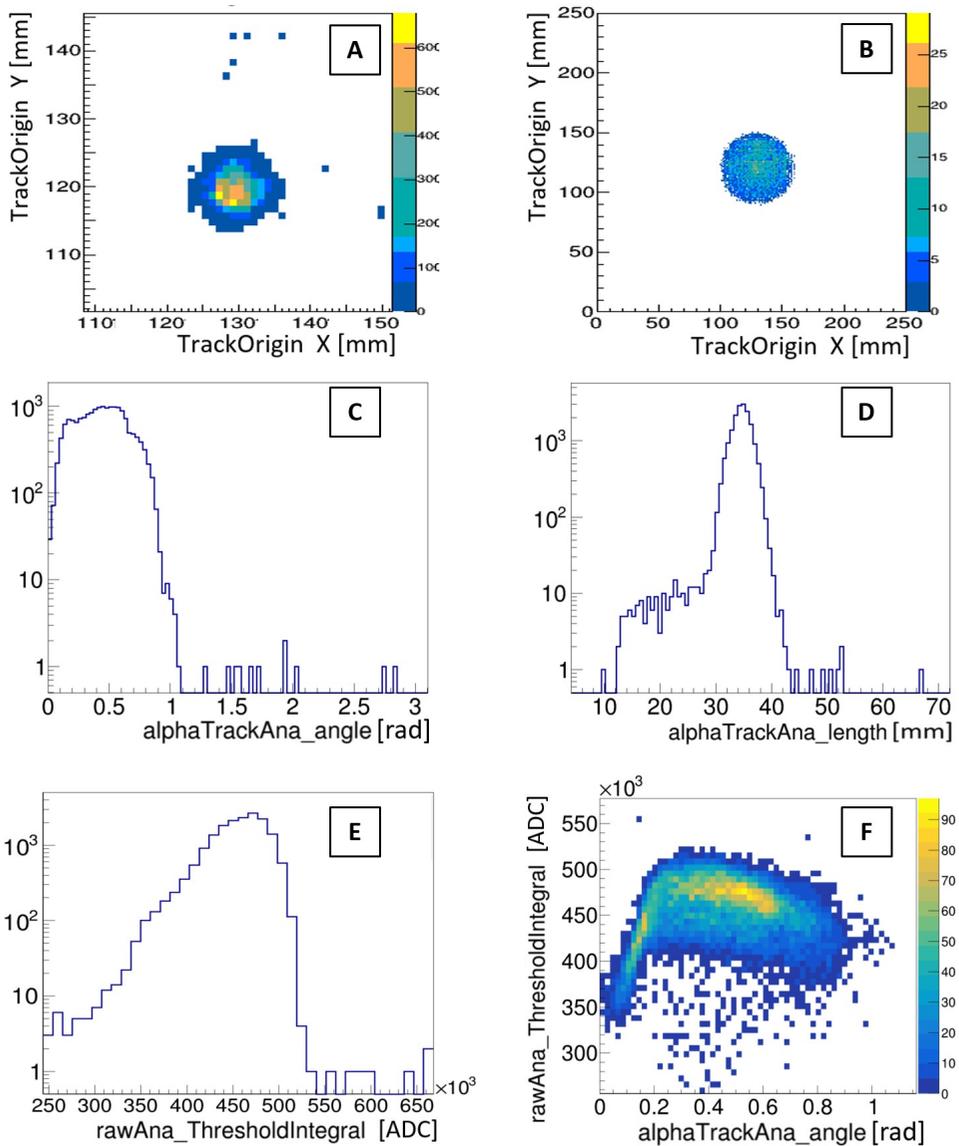


Figura 12.10: Resultados del análisis para una de las calibraciones con la fuente de  $^{241}\text{Am}$ . • **A:** Proyección XY del origen de la trayectoria de cada evento recogido. • **B:** Proyección XY del final de la trayectoria de cada evento recogido. • **C:** Histograma del ángulo de la trayectoria de cada evento respecto al eje Z. De 0 a  $\pi/2$  el sentido es hacia la Micromegas, de  $\pi/2$  a  $\pi$  el sentido es hacia el cátodo. • **D:** Histograma de la longitud de la trayectoria. • **E:** Histograma de la energía, representado por el observable ThresholdIntegral. • **F:** Histograma de la energía de cada evento (representado por el observable ThresholdIntegral) frente al ángulo de la trayectoria.

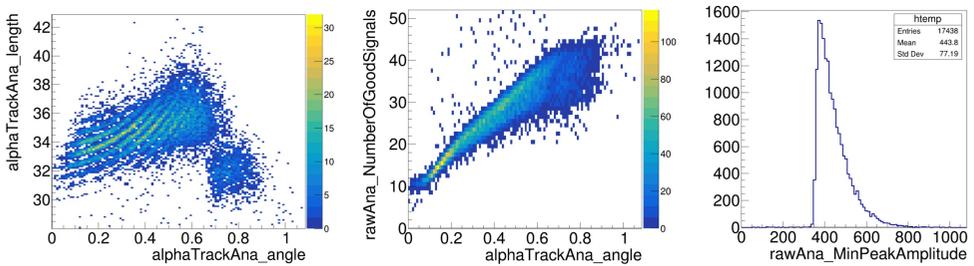


Figura 12.11: ● Izquierda: Histograma de la longitud de la trayectoria frente al ángulo de la trayectoria respecto al eje Z. ● Centro: Histograma del número de señales/canales en cada evento frente al ángulo de la trayectoria respecto al eje Z. ● Derecha: Histograma de la amplitud de la señal de mínima amplitud en cada evento.

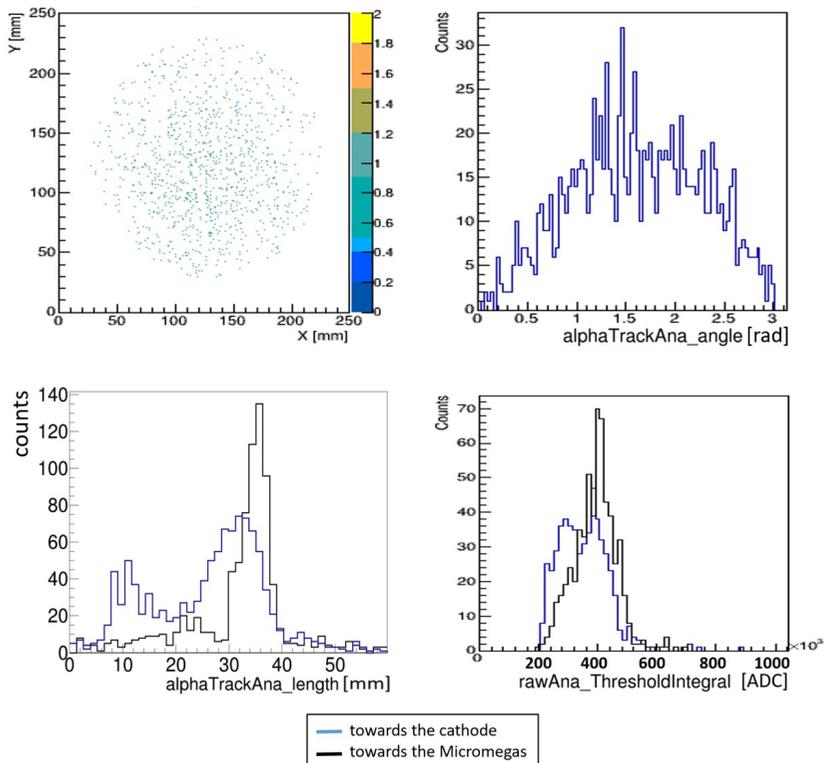


Figura 12.12: Resultados del análisis para la primera toma de datos de fondo en el AlphaCMM, en la primera etapa con el volumen de detección.

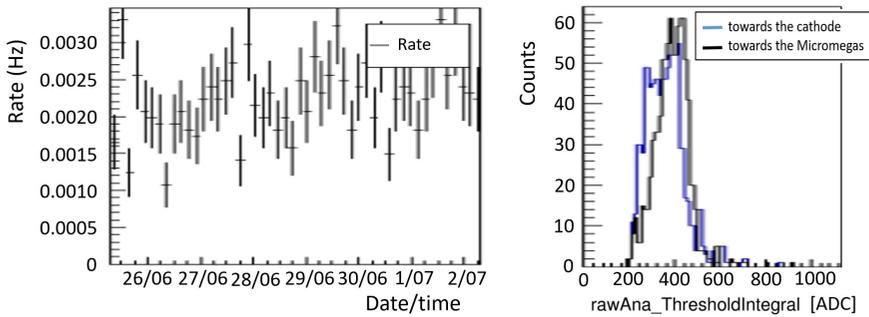


Figura 12.13: Evolución del ritmo de adquisición de eventos a lo largo del tiempo (izquierda) y espectro de energía (derecha) para la medida de fondo de 168 horas en *sealed mode* ('Number 3').

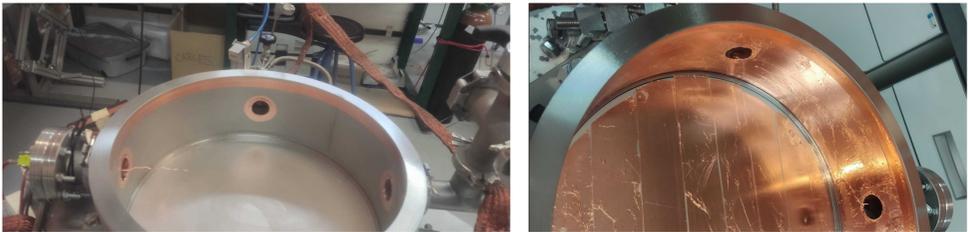


Figura 12.14: Fotografías después de recubrir con cinta de cobre las soldaduras (izquierda) y el 66 % de la cámara (derecha).

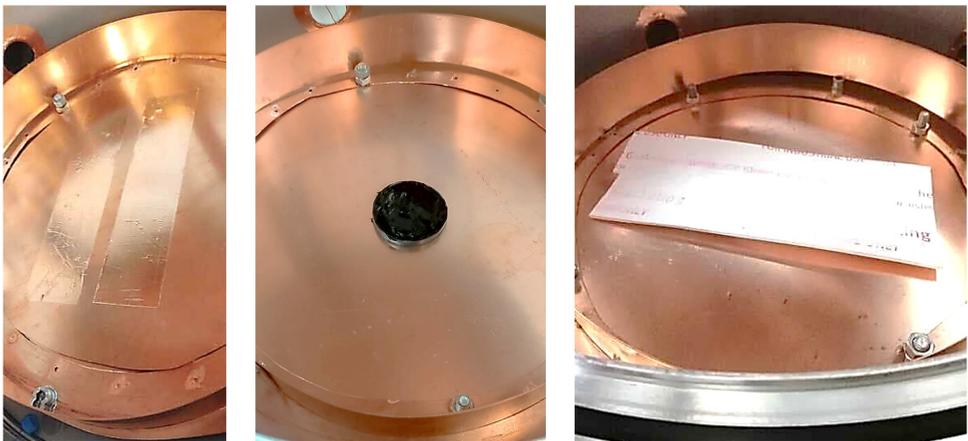


Figura 12.15: Fotografías de las muestras medidas en el AlphaCAMM: cinta adhesiva de cobre de  $35 \mu\text{m}$  de espesor pegada en la superficie del cátodo (izquierda), recipiente con silicona solidificada (centro) y pieza de  $20 \times 10 \text{ cm}^2$  de PTFE expandido (derecha).

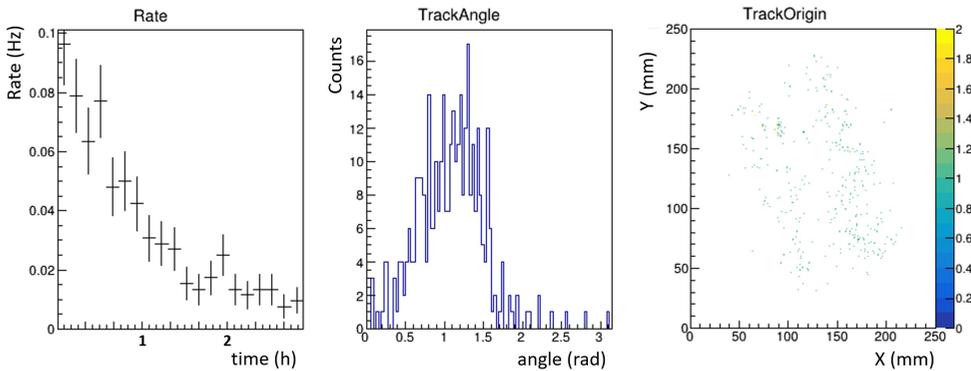


Figura 12.16: Resultados del análisis para la medida de la muestra de  $20 \times 10 \text{ cm}^2$  de PTFE expandido. • Izquierda: evolución del ritmo de adquisición de eventos a lo largo del tiempo de medida (2.88 horas). • Centro: histograma de la distribución angular de cada trayectoria. • Derecha: proyección en el plano XY del origen de cada trayectoria.

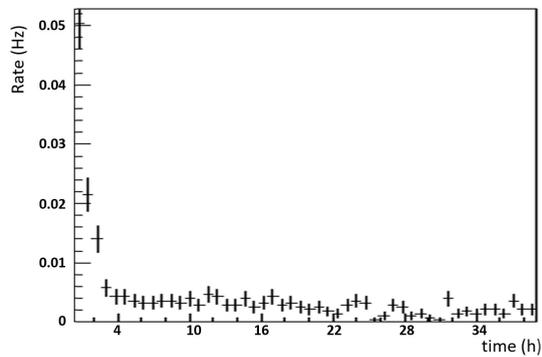


Figura 12.17: Resultados del análisis para la segunda medida de la muestra de  $20 \times 10 \text{ cm}^2$  de PTFE expandido. Evolución del ritmo de adquisición de eventos a lo largo del tiempo de medida (38.7 horas).

# Resumen y conclusiones

A lo largo de esta memoria, y como eje central de la misma, se han desarrollado cuatro grandes planos de lectura, los mayores realizados hasta la fecha con Micromegas de tipo microbulk. El primero, el módulo SR2M en el contexto del experimento PandaX-III, permite formar por teselación planos de lectura tan grandes como sea necesario. Los dos desarrollos siguientes se dan en el contexto del experimento TREX-DM: uno como optimización del plano de lectura previamente instalado en el experimento y el otro (el sistema GEM-Micromegas) como parte fundamental de la estrategia para reducir el umbral de energía de TREX-DM. Para el desarrollo del cuarto plano de lectura se ha aprovechado el diseño realizado durante la optimización de TREX-DM y se ha construido un detector de partículas  $\alpha$  de alta sensibilidad que, aunque nace en el contexto del experimento TREX-DM, tiene potencial como para crecer de forma independiente al abordar uno de los retos más ambiciosos en muchos experimentos: la reducción del nivel de fondo de los detectores.

El número de experimentos sobre la búsqueda de sucesos poco probables y de bajo fondo ha crecido en estos últimos años, debido al interés de varias disciplinas en este tipo de experimentos, y se espera que este número aumente en un futuro. Por lo tanto, los desarrollos aquí realizados tienen una proyección importante, para lo cual será necesario seguir trabajando en la mejora de cada uno de ellos. En este sentido, se pueden abrir nuevas líneas de investigación para el uso Micromegas resistivas [118, 61] o Micromegas con la mesh segmentada [119], que no se han tratado en esta memoria pero que son un objetivo próximo dentro del grupo.

Aunque el eje central de esta memoria ha sido el desarrollo de los grandes planos de lectura, con una importante componente técnica, se han intentado siempre poner en contexto dentro de los ámbitos en los que se despliegan.

## El módulo SR2M en el experimento PandaX-III

Una TPC con Xenón y planos de lectura Micromegas es una solución muy competitiva para la búsqueda de la desintegración  $0\nu\beta\beta$  [33]. Las Micromegas del tipo microbulk se pueden construir e implementar con niveles extremadamente bajos de radiactividad y muestran muy buen comportamiento en mezclas de Xe+TMA

a 10 bar [30], con buenas cifras en términos de ganancia, resolución espacial y resolución de energía (3 % FWHM en la energía  $Q_{\beta\beta}$ ).

Uno de los objetivos de esta tesis era el desarrollo de soluciones técnicas para implementar este concepto de lectura a mayores escalas, manteniendo el rendimiento obtenido en los prototipos de pequeña escala. Esto se desarrolló en el contexto del experimento PandaX-III, en el que se se optó por la tecnología microbulk Micromegas como línea principal para el desarrollo del plano de lectura de la TPC del experimento. La construcción de un plano de 1.5 m de diámetro con esta tecnología suponía un reto, así nació la idea del desarrollo de un único módulo Micromegas que pudiera ser instalado formando un plano de lectura mayor: el SR2M (Scalable Radiopure Readout Module).

Durante el diseño del SR2M se abordó por primera vez en esta tesis el diseño de un circuito Micromegas, que en este caso tenía la particularidad de contener una lengüeta de una longitud de 30 cm y que permitía extraer la señal fuera de la TPC sin utilizar ninguna conexión en su interior. En este diseño del circuito se definió la anchura de las *strips* en la Micromegas atendiendo a las necesidades para la reconstrucción topológica de los eventos, pero por debajo de las capacidades de la propia TPC permitidas por los procesos de difusión, lo que dejaba margen para futuras mejoras si se hacía necesario. También se incorporó en este diseño el sistema de reinserción de electrones (ERS), cuya eficiencia quedó demostrada en la fase de pruebas. Además, se añadió un pasa-muros unido al propio módulo SR2M y todo el conjunto de piezas mecánicas necesarias en su instalación para formar el plano de lectura final.

Este prototipo fue probado y caracterizado de forma individual en los laboratorios de la Universidad de Zaragoza, introduciendo por primera vez en esta tesis la electrónica de adquisición FEC-Feminos y el *framework* de análisis REST-for-Physics. Los resultados fueron satisfactorios en cuanto al comportamiento en la respuesta del detector, aunque aparecieron algunos puntos problemáticos a resolver en una segunda iteración del diseño del módulo: problemas de conexión, canales dañados, limitación en la longitud de la lengüeta o burbujas en la superficie de la Micromegas.

Tras la fase de pruebas y validación del primer prototipo se fabricaron 7 módulos iguales, que fueron montados en los laboratorios de la Shanghai Jiao Tong University (SJTU), formando el primer plano de lectura teselado para PandaX-III. Este primer plano de lectura sirvió de banco de pruebas para que el equipo en la SJTU adquiriera los conocimientos necesarios para su operación.

De cara a la fabricación de un segundo prototipo se realizaron algunos cambios en el diseño: se introdujo el conector Face to Face, se cambió la forma de unir el circuito Micromegas al soporte y se eliminó el *rim* externo. Con la experiencia acumulada por el equipo de la SJTU en la operación del anterior prototipo, se formó otro plano de lectura con otros 7 módulos de la segunda versión. Entre otros se abordó el estudio de la eficiencia del ERS, demostrando su eficiencia. Además, el éxito del conector FtF permitió su implementación en TREX-DM y, aunque no ha sido descrito en esta memoria, también en el experimento IAXO.

Para la fabricación de los 52 módulos que serían instalados para formar el plano de lectura de la cámara final, se utilizaron Micromegas diseñadas y fabricadas en la Universidad de Ciencia y Tecnología en China, cuyos trabajos quedaron fuera del objeto de esta tesis pero que adoptaron todas las soluciones desarrolladas hasta la segunda versión del SR2M. La construcción del detector de tamaño completo ya ha finalizado, junto con 52 módulos SR2M basados en Micromegas desarrolladas en China y, una vez se concluyan las pruebas en superficie, se instalará en el Laboratorio Subterráneo de Jinping [35].

## Presente y futuro del experimento TREX-DM

TREX-DM ha sido desarrollado para la búsqueda de WIMPs con una masa del orden de  $10 \text{ GeV } c^{-2}$  o menor, mediante el uso de Neón como gas principal o incluso el uso de Argón con baja concentración en  $^{39}\text{Ar}$ . Debido a la falta de señal hasta el momento, es interesante extender la búsqueda hacia WIMPs más ligero, por debajo de  $1 \text{ GeV } c^{-2}$ . Para tener la oportunidad de alcanzar estas regiones para la masa del WIMP, los niveles actuales de fondo (80 dru) y umbral de energía ( $1 \text{ keV}_{ee}$ ), alcanzados en TREX-DM en 2022, deben ser mejorados. Además, el incremento de Isobutano en la mezcla de gas conlleva una mayor sensibilidad hacia menores masas del WIMP por debajo de  $1 \text{ GeV } c^{-2}$ , debido principalmente a una menor masa de los núcleos del blanco con los que el WIMP interactúa.

La figura 12.18 muestra varias proyecciones de futuro para la sensibilidad del experimento, con una exposición de 1 año en todas ellas, asumiendo interacción independiente del spin, valores estándar del modelo del WIMP en el halo galáctico, valores estándar de los parámetros astrofísicos y diferentes parámetros del detector: umbral de energía, nivel de fondo, cantidad de Isobutano en la mezcla y volumen de gas expuesto a una presión de 10 bar. Las curvas dibujadas representan los escenarios por los que TREX-DM pasará conforme los parámetros mencionados se vayan mejorando gradualmente: el escenario A ha sido alcanzado durante las pasadas campañas, los escenarios B-E se prevé ser alcanzados a corto-medio plazo, mientras que los escenarios F-G representan el caso en el que a largo plazo se escala un factor 10 el experimento.

## Reducción del nivel de fondo

Los componentes que entran en contacto directo con el volumen activo del detector, y por lo tanto posiblemente contribuyen al nivel de fondo medido, son los planos de lectura Micromegas, la jaula de campo (paredes que delimitan el volumen activo y contienen los anillos para conseguir el campo eléctrico de deriva), el cátodo y la mezcla de gas. La Micromegas tipo microbulk instalada en TREX-DM en 2018, cuando se instaló el experimento en el LSC, fue remplazada por nuevas Micromegas en 2022. El nuevo diseño es más robusto desde el punto de vista de la estabilidad de operación y además es un factor 3 más radiopuro que la versión previa, la cual había

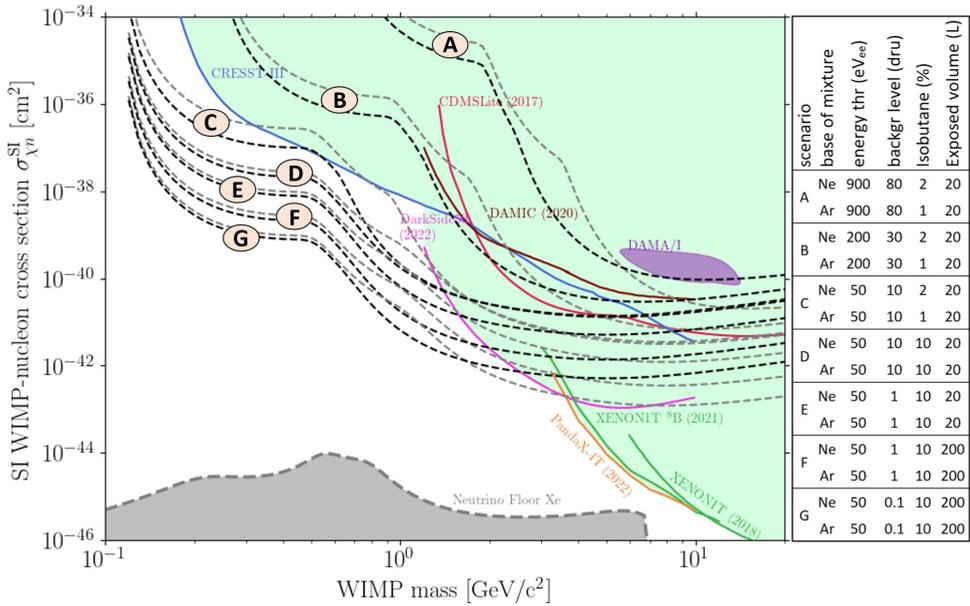


Figura 12.18: Sección eficaz WIMP-nucleón frente a la masa del WIMP, con los límites alcanzados por los experimentos más importantes y los límites que TREX-DM, bajo las condiciones expuestas en la tabla de la derecha, puede alcanzar con un año de exposición. Cada escenario es representado tanto con una mezcla de Neón (negro) como con una mezcla de Argón (gris).

sido utilizada para elaborar el modelo de fondo [28]. Esta reducción supone una contribución al nivel de fondo de baja energía, por parte de las nuevas Micromegas, en el orden de 1 dru.

Un estudio detallado ha llevado a la conclusión de que actualmente la principal contribución al nivel de fondo de baja energía se debe a la contaminación superficial de partículas  $\alpha$ . Además, el estudio apunta a que, entre las superficies contaminadas y en contacto con el volumen activo, la del cátodo es la principal contribución, probablemente debido a la progenie del Radón que ha sido depositada en su superficie. El cátodo está formado por un marco de cobre y una lámina de mylar aluminizado tensada sobre él. El cambio de este elemento por uno nuevo es uno de las primeras acciones que se llevarán a cabo una vez que la zona limpia esté instalada y lista para usarse en la nueva ubicación del experimento.

Aplicando, durante el análisis de los datos de fondo, un corte de  $18 \times 18 \text{ cm}^2$  sobre el área de la Micromegas ( $25 \times 25 \text{ cm}^2$ ), de manera que solo los eventos en esa región pasan el corte, permite cuantificar los eventos emitidos desde el cátodo. Sin embargo, también hay una importante población de eventos emitidos desde las paredes de la jaula de campo y que, como en el caso del cátodo, es debido probablemente a la progenie del Radón depositado en ellas. Esta población puede ser discriminada mediante estudios topológicos y la aplicación del corte en el área de la Micromegas

anteriormente explicado, sin embargo estos cortes reducen considerablemente el volumen sensible a WIMPs. Una vez que la cámara pueda abrirse de nuevo en una zona limpia las paredes de la jaula de campo, formadas por láminas de kapton-cobre, serán reemplazadas también.

Para la elaboración del modelo de fondo, se ha llevado a cabo un exhaustivo programa de medida de materiales, principalmente mediante espectrometría de rayos gamma con germanios y completada con otras técnicas como GDMS o ICPMS. Sin embargo, estas técnicas no son las más adecuadas para medir concentraciones de isótopos particulares, tales como el  $^{210}\text{Pb}$  o el  $^{210}\text{Po}$ . Para ello, se está desarrollando un novedoso detector de partículas  $\alpha$  de alta sensibilidad, el llamado AlphaCMM, y que en esta memoria se describe. La medida de materiales que está planeado realizarse con este detector permitirá una apropiada selección de aquellos que vayan a ser instalados dentro de la cámara de TREX-DM, reduciendo con ello el fondo de alta energía observado hasta ahora y, como es de esperar, también el fondo de baja energía en la región de interés.

## Reducción del umbral de energía

Para explorar el espacio de parámetros del WIMP de baja masa, es fundamental conseguir el mínimo umbral de energía y nivel de fondo posible. En la figura 12.18 se puede observar que una reducción de 900  $\text{eV}_{ee}$  (mínimo umbral energía alcanzado por TREX-DM, en 2022) a 50  $\text{eV}_{ee}$  tiene un impacto importante en la sensibilidad en las regiones de baja masa del WIMP, por debajo de  $1 \text{ GeV } c^{-2}$ .

El umbral de energía depende fuertemente de la ganancia electrónica alcanzada en la Micromegas, que depende a la vez del campo eléctrico aplicado en los agujeros de amplificación de la misma [9]. Con el objetivo de aumentar la ganancia electrónica total, se ha desarrollado un nuevo plano de lectura en el que se ha instalado una GEM encima de la Micromegas, de manera que se consigue una etapa de pre-amplificación electrónica previa a la producida en la Micromegas.

Con esta combinación GEM-Micromegas se han tomado datos en el laboratorio con mezclas Ar + 1% Isobutano y Ne + 2% Isobutano, desde 1 a 10 bar, alcanzando factores de pre-amplificación que van desde 12 para Ne + 2% Isobutano a 10 bar hasta más de 100 para Ar + 1% Isobutano a 1 bar (estos estudios próximamente serán objeto de una publicación en modo de artículo). El factor de pre-amplificación depende, entre otros parámetros, de la presión del gas, pero incluso en el peor de los escenarios, un factor 12 con Ne + 2% Isobutano a 10 bar, el sistema GEM-Micromegas puede potencialmente alcanzar umbrales de energía cercanos a la energía que depositaría un solo electrón procedente de la ionización de una partícula que atraviesa el volumen activo.

Los planos de pre-amplificación basados en GEM ya están listos para ser instalados en TREX-DM y, una vez que la cámara pueda abrirse en una zona limpia, serán instalados junto con el nuevo cátodo y la nueva jaula de campo. Además, la implantación del nuevo sistema de calibración basado en la emanación

del isótopo  $^{37}\text{Ar}$  (figura 7.17) permitirá conocer con mayor precisión el umbral de energía efectivo de TREX-DM.

## Optimización de la mezcla de gas

Las primeras estimaciones de sensibilidad realizadas para TREX-DM [31] fueron realizadas para una cantidad de Isobutano en la mezcla de gas tal que la mezcla resultante pudiera ser clasificada como no inflamable (1 % en Argón y 2 % en Neón). Las estimaciones de sensibilidad, en ese momento, eran mejores para Neón que para Argón (escenarios A-C en la figura 12.18). Sin embargo, una mayor cantidad de Isobutano en ambas mezclas reduce la diferencia entre ellas, como se puede comprobar cuando se comparan ambas mezclas en los escenarios D-G. Y lo más importante, el incremento de Isobutano en ambas mezclas aumenta la sensibilidad al WIMP para masas por debajo de  $1 \text{ GeV c}^{-2}$ , debido principalmente a la reducción de la masa de los núcleos en la mezcla.

Dada la evidencia de la mejora al añadir más Isobutano, y aprovechando que el nuevo espacio Lab2500 está más apartado del resto de espacios en el subterráneo, el LSC ha aceptado la propuesta de aumentar la concentración de Isobutano, tanto para Neón como para Argón, hasta el 10 %. Este valor de concentración es una solución de compromiso que mejora considerablemente la sensibilidad del detector (ver figura 12.18) pero con un riesgo aceptable, teniendo en cuenta que el salto que se produce en la sensibilidad a partir del 10 % de Isobutano no es tan notable como el salto que se produce cuando se pasa del 1 % (Argón) ó 2 % (Neón) al 10 %.

El uso de gases inflamables obliga a la aplicación de nuevas y extremas medidas de seguridad en el nuevo espacio Lab2500. Estas medidas están siendo diseñadas y su implantación está planeada a medio plazo.

## Conclusiones

Aunque el nivel de fondo actual de TREX-DM es casi un orden de magnitud superior al predicho por el modelo de fondo, se ha identificado el origen de gran parte de este fondo y se tomarán las acciones a corto plazo descritas anteriormente para reducirlo. Además, el umbral de energía alcanzado durante las campañas de toma de datos se acerca al de las primeras proyecciones, sin embargo las nuevas proyecciones son más ambiciosas y se ha desarrollado una nueva combinación GEM-Micromegas, de manera que el detector se pueda acercar a la detección de un solo electrón (*single electron detection*).

El buen funcionamiento de TREX-DM, junto con los planes futuros para reducir el fondo, el umbral de energía y optimizar la mezcla de gases, demuestra que TREX-DM tiene potencial para explorar regiones inexploradas de la masa del WIMP por debajo de  $1 \text{ GeV c}^{-2}$  [120].

## Presente y futuro del AlphaCAMM

El AlphaCAMM, aunque nace en el contexto del experimento TREX-DM, tiene potencial como para crecer de forma independiente al abordar uno de los retos más ambiciosos en muchos experimentos: la reducción del nivel de fondo de los detectores.

Para la medida de la radiopureza de los materiales se usan habitualmente diferentes técnicas espectrométricas (HPGe, GDMS, ICPMS, BiPo-3). Sin embargo, estas técnicas son difíciles de utilizar para la cuantificación de la progenie del Radón, por su baja sensibilidad a estos isótopos. Además de la dificultad añadida que supone el medir contaminaciones superficiales, lo que obligaría en estas técnicas a separar claramente la superficie del resto del material.

Dentro del equipo de TREX-DM surgió la necesidad de desarrollar un detector de partículas  $\alpha$  superficiales con alta sensibilidad, capaz de medir contaminaciones en futuras piezas que fueran a instalarse dentro de la TPC, especialmente para piezas/láminas de gran superficie. El objetivo de sensibilidad para este detector de partículas  $\alpha$  se estableció en 100 nBq/cm<sup>2</sup>, con un nivel de fondo de 60 nBq/cm<sup>2</sup>.

Como primer paso hacia el diseño y la construcción del AlphaCAMM, se desarrolló un primer prototipo [105] como demostrador del principio de funcionamiento y que supondría un punto de partida hacia la definición de las especificaciones de diseño finales. Tras ello, se ha elaborado un modelo de fondo por emanación de Radón que ayudó a realizar la selección adecuada de los materiales y el diseño de la TPC correspondiente y, además, podrá ayudar a interpretar las medidas y a identificar el origen del fondo del detector. Por último, se ha fabricado, se ha puesto en marcha y se han tomado las primeras medidas de materiales.

Sin embargo, el nivel de fondo actual del detector es de  $1.69 \pm 0.21 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ , situando la sensibilidad del AlphaCAMM en  $3 \mu\text{Bq}/\text{cm}^2$ , un factor  $\sim 30$  peor que el necesario (100 nBq/cm<sup>2</sup>). La emanación desde las paredes de acero inoxidable parece ser el origen del principal contribuyente al fondo del AlphaCAMM. Por lo tanto, se ha planificado la ejecución de una cobertura de cobre en toda la cámara, que se está llevando a cabo durante la redacción de estas líneas, y que pretende reducir esta emanación de una forma significativa.

En cualquier caso, después de cuantificar el nuevo nivel de fondo, se tendrá que estudiar la nueva situación y decidir si la sensibilidad es suficiente como para empezar a realizar medidas sistemáticas de materiales o es necesario continuar con los trabajos de identificación y reducción del nivel de fondo.

Si el AlphaCAMM demuestra su potencial, ahora limitado por el nivel de fondo, para medir muestras con la sensibilidad proyectada, puede tener una gran proyección, no solo dentro del experimento TREX-DM, sino en otros experimentos de bajo fondo.



# Bibliography

- [1] Jay N. Marx and David R. Nygren. “The Time Projection Chamber.” In: *Physics Today* 31.10 (Oct. 1978), pp. 46–53. ISSN: 0031-9228. DOI: 10.1063/1.2994775. URL: /physicstoday/article/31/10/46/431734/The-Time-Projection-ChamberBy-combining-the (cit. on p. 11).
- [2] G. Charpak et al. “The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles.” In: *Nuclear Instruments and Methods* 62.3 (July 1968), pp. 262–268. ISSN: 0029-554X. DOI: 10.1016/0029-554X(68)90371-6 (cit. on pp. 11, 16).
- [3] A. H. Walenta, J. Heintze, and B. Schürlein. “The multiwire drift chamber a new type of proportional wire chamber.” In: *Nuclear Instruments and Methods* 92.3 (Apr. 1971), pp. 373–380. ISSN: 0029-554X. DOI: 10.1016/0029-554X(71)90413-7 (cit. on p. 11).
- [4] Diana Carolina Herrera Muñoz. “Development of a Micromegas Time Projection Chamber in Xe-based Penning Mixtures for Rare Event Searches.” PhD thesis (cit. on pp. 14, 55).
- [5] *National Institute of Standards and Technology*. URL: <https://www.nist.gov/> (visited on 10/23/2023) (cit. on pp. 14, 218, 222).
- [6] C. Adams et al. “Reconstruction and Measurement of  $\mathcal{O}(100)$  MeV Energy Electromagnetic Activity from  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  Decays in the MicroBooNE LArTPC.” In: *JINST* 15.02 (Feb. 2020). ISSN: 17480221. DOI: 10.1088/1748-0221/15/02/P02007 (cit. on p. 15).
- [7] A. Oed. “Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 263.2-3 (Jan. 1988), pp. 351–359. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/0168-9002(88)90970-9 (cit. on p. 16).
- [8] F. Sauli. “GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 386.2-3 (Feb. 1997), pp. 531–534. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/S0168-9002(96)01172-2 (cit. on p. 17).

- [9] Y. Giomataris et al. “MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 376.1 (June 1996), pp. 29–35. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/0168-9002(96)00175-1. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900296001751> (cit. on pp. 17, 31, 175, 176, 180, 239).
- [10] I. Giomataris et al. “Micromegas in a bulk.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 560.2 (May 2006), pp. 405–408. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2005.12.222 (cit. on pp. 17, 31, 91, 108).
- [11] S. Andriamonje et al. “Development and performance of Microbulk Micromegas detectors.” In: *Journal of Instrumentation* 5.02 (Feb. 2010), P02001. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/5/02/P02001. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/5/02/P02001> (cit. on pp. 17, 31, 36, 136).
- [12] J. Iguaz et al. “Characterization of microbulk detectors in argon- and neon-based mixtures.” In: *Journal of Instrumentation* 7.04 (Apr. 2012), P04007. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/7/04/P04007. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/7/04/P04007> (cit. on pp. 17, 176, 177).
- [13] S. Anvar et al. “AGET, the GET front-end ASIC, for the readout of the Time Projection Chambers used in nuclear physic experiments.” In: *2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. IEEE, 2011, pp. 745–749. ISBN: 978-1-4673-0120-6. DOI: 10.1109/NSSMIC.2011.6154095. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/document/6154095/> (cit. on pp. 22, 23, 34, 57, 108, 117, 119).
- [14] Pascal Baron et al. “AFTER, an ASIC for the Readout of the Large T2K Time Projection Chambers.” In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 55.3 (June 2008), pp. 1744–1752. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2008.924067. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4545069/> (cit. on pp. 23, 108, 189, 218).
- [15] Konrad Altenmüller et al. “REST-for-Physics, a ROOT-based framework for event oriented data analysis and combined Monte Carlo response.” In: *Computer Physics Communications* 273 (Apr. 2022), p. 108281. ISSN: 0010-4655. DOI: 10.1016/J.CPC.2021.108281. arXiv: 2109.05863 (cit. on pp. 23, 67, 69).
- [16] *ROOT - Data Analysis Framework*. URL: <https://root.cern/> (visited on 04/16/2024) (cit. on pp. 24, 69).
- [17] Y. Fukuda et al. “Solar 8B and hep Neutrino Measurements from 1258 Days of Super-Kamiokande Data.” In: *Physical Review Letters* 86.25 (June 2001), p. 5651. ISSN: 00319007. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.5651. arXiv: 0103032 [hep-ex]. URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.86.5651> (cit. on p. 29).

- [18] Q. R. Ahmad et al. “Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory.” In: *Physical Review Letters* 89.1 (June 2002), p. 011301. ISSN: 10797114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.011301. arXiv: 0204008 [nucl-ex]. URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.89.011301> (cit. on p. 29).
- [19] C. K. Jung et al. “OSCILLATIONS OF ATMOSPHERIC NEUTRINOS.” In: <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.51.101701.132421> 51.1 (Nov. 2003), pp. 451–488. ISSN: 01638998. DOI: 10.1146/ANNUREV.NUCL.51.101701.132421. URL: <https://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.nucl.51.101701.132421> (cit. on p. 29).
- [20] T. Araki et al. “Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion.” In: *Physical Review Letters* 94.8 (Mar. 2005), p. 081801. ISSN: 00319007. DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.94.081801/FIGURES/4/MEDIUM. arXiv: 0406035 [hep-ex]. URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.94.081801> (cit. on p. 29).
- [21] Steven R. Elliott and Petr Vogel. “DOUBLE BETA DECAY.” In: <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.52.050102.090641> 52 (Nov. 2003), pp. 115–151. ISSN: 01638998. DOI: 10.1146/ANNUREV.NUCL.52.050102.090641. arXiv: 0202264 [hep-ph]. URL: <https://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.nucl.52.050102.090641> (cit. on p. 31).
- [22] T. Dafni et al. “The T-REX project: Micromegas for Rare Event Searches.” In: *Journal of Physics: Conference Series* 347.1 (Feb. 2012), p. 012030. ISSN: 1742-6596. DOI: 10.1088/1742-6596/347/1/012030. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/347/1/012030> (cit. on p. 31).
- [23] T. Alexopoulos et al. “Development of large size Micromegas detector for the upgrade of the ATLAS Muon system.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 617.1-3 (May 2010), pp. 161–165. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2009.06.113 (cit. on p. 31).
- [24] M. Alexeev et al. “THGEM-based photon detectors for the upgrade of COMPASS RICH-1.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 732 (Dec. 2013), pp. 264–268. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2013.08.020 (cit. on p. 31).
- [25] V. Anastassopoulos et al. “New CAST limit on the axion–photon interaction.” In: *Nature Physics* 2017 13:6 13.6 (May 2017), pp. 584–590. ISSN: 1745-2481. DOI: 10.1038/nphys4109. arXiv: 1705.02290. URL: <https://www.nature.com/articles/nphys4109> (cit. on pp. 31, 32, 38, 101).
- [26] K. Abe and T2K collaboration. “The T2K experiment.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 659.1 (Dec. 2011), pp. 106–135. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2011.06.067. arXiv: 1106.1238 (cit. on p. 31).

- [27] S. Cebrián et al. “Radiopurity of micromegas readout planes.” In: *Astroparticle Physics* 34.6 (Jan. 2011), pp. 354–359. ISSN: 0927-6505. DOI: 10.1016/J.ASTROPARTPHYS.2010.09.003 (cit. on p. 32).
- [28] J. Castel et al. “Background assessment for the TREX dark matter experiment.” In: *The European Physical Journal C* 2019 79:9 79.9 (Sept. 2019), pp. 1–19. ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/EPJC/S10052-019-7282-6. arXiv: 1812.04519. URL: <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-019-7282-6> (cit. on pp. 32, 44, 77, 102–104, 109, 124, 129, 130, 134, 143, 146, 147, 160, 186, 188, 208, 229, 230, 238).
- [29] V. Álvarez et al. “Description and commissioning of NEXT-MM prototype: first results from operation in a Xenon-Trimethylamine gas mixture.” In: *Journal of Instrumentation* 9.03 (Mar. 2014), P03010–P03010. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/9/03/P03010. arXiv: 1311.3242. URL: <http://arxiv.org/abs/1311.3242> (cit. on pp. 32, 55, 56, 62).
- [30] V. Álvarez et al. “Characterization of a medium size Xe/TMA TPC instrumented with microbulk Micromegas, using low-energy  $\gamma$ -rays.” In: *Journal of Instrumentation* 9.04 (Apr. 2014), p. C04015. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/9/04/C04015. arXiv: 1311.3535. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/9/04/C04015> (cit. on pp. 32, 43, 236).
- [31] F. J. Iguaz et al. “TREX-DM: a low-background Micromegas-based TPC for low-mass WIMP detection.” In: *The European Physical Journal C* 2016 76:10 76.10 (Sept. 2016), pp. 1–28. ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/EPJC/S10052-016-4372-6. URL: <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-016-4372-6> (cit. on pp. 32, 47, 102–104, 108, 109, 141, 164, 189, 240).
- [32] I. G. Irastorza et al. “Gaseous time projection chambers for rare event detection: results from the T-REX project. II. Dark matter.” In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2016.01 (Jan. 2016), p. 034. ISSN: 1475-7516. DOI: 10.1088/1475-7516/2016/01/034. arXiv: 1512.06294. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1475-7516/2016/01/034> (cit. on p. 32).
- [33] I.G. Irastorza et al. “Gaseous time projection chambers for rare event detection: results from the T-REX project. I. Double beta decay.” In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2016.01 (Jan. 2016), pp. 033–033. ISSN: 1475-7516. DOI: 10.1088/1475-7516/2016/01/033. arXiv: 1512.07926. URL: <http://arxiv.org/abs/1512.07926> (cit. on pp. 32, 102, 235).
- [34] Xun Chen et al. “PandaX-III: Searching for neutrinoless double beta decay with high pressure  $^{136}\text{Xe}$  gas time projection chambers.” In: *Science China: Physics, Mechanics and Astronomy* 60.6 (June 2017), pp. 1–40. ISSN: 18691927. DOI: 10.1007/S11433-017-9028-0/METRICS. arXiv: 1610.08883. URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/s11433-017-9028-0> (cit. on pp. 32–34, 41, 42, 56).

- [35] W. Zhang et al. “Status and prospects of the PandaX-III experiment.” In: *Journal of Instrumentation* 18.12 (Dec. 2023), p. C12001. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/18/12/C12001. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/18/12/C12001> (cit. on pp. 34, 87–89, 91, 92, 237).
- [36] F. Aznar et al. “Assessment of material radiopurity for Rare Event experiments using Micromegas.” In: *Journal of Instrumentation* 8.11 (Nov. 2013), p. C11012. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/8/11/C11012. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/8/11/C11012> (cit. on pp. 36, 44, 45, 50, 102).
- [37] Leo William R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Second Revised Edition, Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, ISBN 978-3-540-57280-0 ISBN 978-3-642-57920-2 (eBook), DOI 10.1007/978-3-642-57920-2*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994. ISBN: 9783540572800 (cit. on p. 41).
- [38] J. Galan. “Microbulk MicrOMEGAs for the search of  $0\nu\beta\beta$  of  $^{136}\text{Xe}$  in the PandaX-III experiment.” In: *Journal of Instrumentation* 11.04 (Apr. 2016), P04024. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/11/04/P04024. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/11/04/P04024> (cit. on p. 41).
- [39] H. Lin et al. “Design and commissioning of a 600 L Time Projection Chamber with Microbulk Micromegas.” In: *Journal of Instrumentation* 13.06 (June 2018), P06012. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/13/06/P06012. arXiv: 1804.02863. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/13/06/P06012> (cit. on pp. 41, 70, 86).
- [40] Diego González-Díaz et al. “Accurate  $\gamma$  and MeV-electron track reconstruction with an ultra-low diffusion Xenon/TMA TPC at 10 atm.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 804 (Dec. 2015), pp. 8–24. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2015.08.033 (cit. on pp. 41, 43, 47, 190).
- [41] J. Galan et al. “Topological background discrimination in the PandaX-III neutrinoless double beta decay experiment.” In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 47.4 (Feb. 2020), p. 045108. ISSN: 0954-3899. DOI: 10.1088/1361-6471/AB4DBE. arXiv: 1903.03979. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6471/ab4dbe> (cit. on p. 42).
- [42] V Álvarez et al. “Radiopurity control in the NEXT-100 double beta decay experiment: procedures and initial measurements.” In: *Journal of Instrumentation* 8.01 (Jan. 2013), T01002–T01002. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/8/01/T01002. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/8/i=01/a=T01002?key=crossref.1bb80ff285ca9452a7a7a2626c6e034f> (cit. on p. 45).
- [43] *Elmer FEM – open source multiphysical simulation software*. URL: <http://www.elmerfem.org/blog/> (visited on 01/07/2024) (cit. on p. 46).

- [44] DuPont. *Summary of Properties*. 2017. URL: <http://www.dupont.com/content/dam/dupont/products-and-services/membranes-and-films/polyimide-films/documents/DEC-Kapton-summary-of-properties.pdf> (visited on 12/11/2022) (cit. on pp. 47, 153).
- [45] Anna Peisert and Fabio Sauli. “Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation (With an Introduction to the Use of Computing Programs).” In: (). DOI: 10.5170/CERN-1984-008 (cit. on pp. 47, 141).
- [46] *Garfield++*. URL: <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/> (visited on 01/07/2024) (cit. on p. 47).
- [47] Ian Lawson and Bruce Cleveland. “Low Background Counting At SNOLAB.” In: *AIP Conference Proceedings* 1338.1 (Apr. 2011), pp. 68–77. ISSN: 0094-243X. DOI: 10.1063/1.3579561. URL: [/aip/acp/article/1338/1/68/849157/Low-Background-Counting-At-SNOLAB](http://aip/acp/article/1338/1/68/849157/Low-Background-Counting-At-SNOLAB) (cit. on pp. 54, 208).
- [48] Shaobo Wang. “PandaX-III high pressure xenon TPC for Neutrinoless Double Beta Decay search.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 958 (Apr. 2020), p. 162439. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2019.162439 (cit. on pp. 56, 73).
- [49] Diana Carolina Herrera Muñoz. “Development of a Micromegas Time Projection Chamber in Xe-based Penning Mixtures for Rare Event Searches.” PhD thesis (cit. on pp. 62, 64–66).
- [50] E. Ruiz-Choliz et al. “Modelling the behaviour of microbulk Micromegas in xenon/trimethylamine gas.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 799 (Nov. 2015), pp. 137–146. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2015.07.062. arXiv: 1506.05077 (cit. on pp. 65, 66, 180).
- [51] S. et al. Agostinelli. “Geant4—a simulation toolkit.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (July 2003), pp. 250–303. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688> (cit. on p. 67).
- [52] Zhou Huang and Guofang Shen. “The TPC detector of PandaX-III Neutrinoless Double Beta Decay experiment.” In: *Journal of Instrumentation* 15.03 (Mar. 2020), p. C03052. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/15/03/C03052. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/15/03/C03052> (cit. on p. 76).
- [53] *SAMTEC*. URL: <https://www.samtec.com/> (visited on 01/07/2024) (cit. on p. 76).
- [54] *ASTM-D695*. URL: <https://www.astm.org/d0695-10.html> (visited on 01/07/2024) (cit. on p. 78).

- [55] Jianxin Feng et al. “A thermal bonding method for manufacturing Micromegas detectors.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 989 (Feb. 2021), p. 164958. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2020.164958 (cit. on pp. 87, 90, 91, 166).
- [56] A. Lobasenko. “Reconstruction of missing data of the PandaX-III experiment TPC using neural network.” In: *Journal of Instrumentation* 18.08 (Aug. 2023), p. C08011. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/18/08/C08011. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/18/08/C08011> (cit. on pp. 87, 89).
- [57] Guan et al. “Micromegas prototypes with thermo-bond film separators.” In: *Chinese Physics C* 35.2 (Feb. 2011), p. 163. ISSN: 1674-1137. DOI: 10.1088/1674-1137/35/2/011. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1674-1137/35/2/011> (cit. on p. 90).
- [58] Z. Zhang et al. “Manufacture and performance of the thermal-bonding Micromegas prototype.” In: *Journal of Instrumentation* 9.10 (Oct. 2014), p. C10028. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/9/10/C10028. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/9/10/C10028> (cit. on p. 90).
- [59] Zhiyong Zhang et al. “Study on the double micro-mesh gaseous structure (DMM) as a photon detector.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 952 (Feb. 2020), p. 161978. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2019.03.033 (cit. on p. 91).
- [60] Zhiyong Zhang et al. “A high-gain, low ion-backflow double micro-mesh gaseous structure for single electron detection.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 889 (May 2018), pp. 78–82. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2018.02.006 (cit. on p. 91).
- [61] Jianxin Feng et al. “A novel resistive anode using a germanium film for Micromegas detectors.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1031 (May 2022), p. 166595. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2022.166595 (cit. on pp. 91, 235).
- [62] F. Zwicky, Zwicky, and F. “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln.” In: *AcHPh* 6 (1933), pp. 110–127. ISSN: 0018-0238. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1933AcHPh...6..110Z/abstract> (cit. on p. 96).
- [63] Planck Collaboration. “Planck 2015 results - I. Overview of products and scientific results.” In: *A&A* 594 (2016), A1. DOI: 10.1051/0004-6361/201527101. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527101> (cit. on p. 96).

- [64] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. “Particle dark matter: evidence, candidates and constraints.” In: *Physics Reports* 405.5-6 (Jan. 2005), pp. 279–390. ISSN: 0370-1573. DOI: 10.1016/j.physrep.2004.08.031. arXiv: 0404175 [hep-ph] (cit. on p. 96).
- [65] Ben Carew et al. “The neutrino fog for dark matter-electron scattering experiments.” In: *Matter Particle Physics* (2024). arXiv: 2312.04303v2 (cit. on p. 97).
- [66] Julien Billard et al. “Direct detection of dark matter - APPEC committee report.” In: *Reports on Progress in Physics* 85.5 (May 2022), p. 056201. ISSN: 13616633. DOI: 10.1088/1361-6633/ac5754. arXiv: 2104.07634. URL: <https://cds.cern.ch/record/2764484> (cit. on pp. 98, 99).
- [67] LUX-ZEPLIN collaboration Akerib et al. “Projected WIMP sensitivity of the LUX-ZEPLIN dark matter experiment.” In: *Physical Review D* 101.5 (Mar. 2020), p. 052002. ISSN: 24700029. DOI: 10.1103/PHYSREVD.101.052002/FIGURES/11/MEDIUM. arXiv: 1802.06039. URL: <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.101.052002> (cit. on p. 98).
- [68] XENON collaboration. “First Dark Matter Search with Nuclear Recoils from the XENONnT Experiment.” In: *Physical Review Letters* 131.4 (July 2023), p. 041003. ISSN: 10797114. DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.131.041003/FIGURES/4/MEDIUM. arXiv: 2303.14729. URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.131.041003> (cit. on pp. 98, 128).
- [69] SuperCDMS collaboration Agnese et al. “Search for low-mass weakly interacting massive particles with SuperCDMS.” In: *Physical Review Letters* 112.24 (June 2014), p. 241302. ISSN: 10797114. DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.112.241302/FIGURES/4/MEDIUM. URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.112.241302> (cit. on p. 98).
- [70] DarkSide collaboration Agnes et al. “Search for low-mass dark matter WIMPs with 12 ton-day exposure of DarkSide-50.” In: *Physical Review D* 107.6 (Mar. 2023), p. 063001. ISSN: 24700029. DOI: 10.1103/PHYSREVD.107.063001/FIGURES/12/MEDIUM. arXiv: 2207.11966. URL: <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.107.063001> (cit. on pp. 98, 101).
- [71] R. Bernabei et al. “DAMA/LIBRA results and perspectives of phase 2.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 742 (Apr. 2014), pp. 177–180. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2013.10.079 (cit. on p. 100).
- [72] J. Amaré et al. “Annual modulation results from three-year exposure of ANAIS-112.” In: *Physical Review D* 103.10 (May 2021), p. 102005. ISSN: 24700029. DOI: 10.1103/PHYSREVD.103.102005/FIGURES/20/MEDIUM. arXiv: 2103.01175. URL: <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.103.102005> (cit. on p. 100).

- [73] XENON collaboration Aprile et al. “Low-mass dark matter search using ionization signals in XENON100.” In: *Physical Review D* 94.9 (Nov. 2016), p. 092001. ISSN: 24700029. DOI: 10.1103/PHYSREVD.94.092001/FIGURES/7/MEDIUM. arXiv: 1605.06262. URL: <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.94.092001> (cit. on p. 101).
- [74] SuperCDMS collaboration. “Low-mass dark matter search with CDMSlite.” In: *Physical Review D* 97.2 (Jan. 2018), p. 022002. ISSN: 24700029. DOI: 10.1103/PHYSREVD.97.022002/FIGURES/33/MEDIUM. arXiv: 1707.01632. URL: <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.97.022002> (cit. on p. 101).
- [75] A. Aguilar-Arevalo et al. “Search for low-mass WIMPs in a 0.6 kg day exposure of the DAMIC experiment at SNOLAB SEARCH for LOW-MASS WIMPs in A 0.6 KG DAY.” In: *Physical Review D* 94.8 (Oct. 2016), p. 082006. ISSN: 24700029. DOI: 10.1103/PHYSREVD.94.082006/FIGURES/11/MEDIUM. URL: <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.94.082006> (cit. on p. 101).
- [76] M. Mancuso et al. “Searches for Light Dark Matter with the CRESST-III Experiment.” In: *Journal of Low Temperature Physics* 199.1-2 (Apr. 2020), pp. 547–555. ISSN: 15737357. DOI: 10.1007/S10909-020-02343-3/FIGURES/3. URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/s10909-020-02343-3> (cit. on p. 101).
- [77] F. J. Iguaz et al. “Microbulk Micromegas in non-flammable mixtures of argon and neon at high pressure.” In: *Journal of Instrumentation* 17.07 (July 2022), P07032. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/17/07/P07032. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/17/07/P07032> (cit. on pp. 102, 110–113, 120, 121, 123, 124, 127, 143, 154, 171, 176, 181, 182, 220).
- [78] P. Benetti et al. “Measurement of the specific activity of  $^{39}\text{Ar}$  in natural argon.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 574.1 (Apr. 2007), pp. 83–88. ISSN: 01689002. DOI: 10.1016/j.nima.2007.01.106. arXiv: 0603131 [astro-ph] (cit. on p. 104).
- [79] P. et al. Agnes. “Low-mass dark matter search with the DarkSide-50 experiment.” In: *Physical Review Letters* 121.8 (Aug. 2018), p. 081307. ISSN: 10797114. DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.121.081307/FIGURES/8/MEDIUM. arXiv: 1802.06994. URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.121.081307> (cit. on pp. 104, 119).
- [80] K. Altenmuller et al. “Purification Efficiency and Radon Emanation of Gas Purifiers used with Pure and Binary Gas Mixtures for Gaseous Dark Matter Detectors.” In: *2021 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record, NSS/MIC 2021 and 28th International Symposium on Room-Temperature Semiconductor Detectors, RTSD 2022* (2021). DOI: 10.1109/NSS/MIC44867.2021.9875870 (cit. on p. 104).

- [81] D. Attie et al. “Towards smaller gap microbulks.” In: *Journal of Instrumentation* 9.04 (Apr. 2014), pp. C04013–C04013. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/9/04/C04013. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=04/a=C04013?key=crossref.7f0f92251e4cacd1d314ddc90648d879> (cit. on pp. 110, 140, 180).
- [82] J. Castel et al. “Status of low mass WIMP detector TREX-DM.” In: *J.Phys.Conf.Ser.* 1312.1 (Sept. 2019). ISSN: 17426596. DOI: 10.1088/1742-6596/1312/1/012010 (cit. on p. 114).
- [83] Javier Gracia Garza. “Micromegas for the search of solar axions in CAST and low-mass WIMPs in TREX-DM.” PhD thesis (cit. on p. 116).
- [84] J. G. Garza et al. “Micromegas for dark matter searches: CAST/IAXO and TREX-DM experiments.” In: *EPJ Web of Conferences* 174 (Feb. 2018). Ed. by S. Dalla Torre et al., p. 01008. ISSN: 2100-014X. DOI: 10.1051/epjconf/201817401008. URL: <https://www.epj-conferences.org/10.1051/epjconf/201817401008> (cit. on p. 117).
- [85] Francisco José Iguaz Gutiérrez. “Development of a time projection chamber prototype with micromegas technology for the search of the double beta decay of  $^{136}\text{Xe}$ .” PhD thesis. 2011, p. 187 (cit. on p. 122).
- [86] Daniel Durnford and Marie Cécile Piro. “The search for Light Dark Matter with NEWS-G.” In: *Journal of Physics: Conference Series* 2156.1 (Dec. 2021), p. 012059. ISSN: 1742-6596. DOI: 10.1088/1742-6596/2156/1/012059. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/2156/1/012059> (cit. on p. 128).
- [87] L. Li et al. “Statistical analysis of electrical breakdown behavior of polyimide following degrading processes.” In: *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* 18.6 (Dec. 2011), pp. 1955–1962. ISSN: 10709878. DOI: 10.1109/TDEI.2011.6118633 (cit. on p. 138).
- [88] Nesrine Amiour, Zehira Ziari, and Salah Sahli. “Traps energy distribution in Kapton HN polyimide films through surface potential decay model under humidity conditions.” In: *Journal of Electrostatics* 109 (Jan. 2021). ISSN: 03043886. DOI: 10.1016/J.ELSTAT.2021.103551 (cit. on p. 139).
- [89] I. B. Smirnov. “Modeling of ionization produced by fast charged particles in gases.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 554.1-3 (Dec. 2005), pp. 474–493. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2005.08.064 (cit. on p. 164).
- [90] A. Bondar et al. “High- and low-pressure operation of the gas electron multiplier.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 419.2-3 (Dec. 1998), pp. 418–422. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/S0168-9002(98)00817-1 (cit. on p. 164).

- [91] A. Bondar, A. Buzulutskov, and L. Shekhtman. “High pressure operation of the triple-GEM detector in pure Ne, Ar and Xe.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 481.1-3 (Apr. 2002), pp. 200–203. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/S0168-9002(01)01369-9 (cit. on p. 165).
- [92] S. Kane et al. “An aging study of a MICROMEAS with GEM preamplification.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 515.1-2 (Dec. 2003), pp. 261–265. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2003.09.008 (cit. on pp. 165, 166).
- [93] S. KANE et al. “A Study of Micromegas With Preamplification With a Single Gem.” In: (Nov. 2002), pp. 694–703. DOI: 10.1142/9789812776464\_0098 (cit. on pp. 165, 166).
- [94] S. Aiola et al. “Combination of two Gas Electron Multipliers and a Micromegas as gain elements for a time projection chamber.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 834 (Oct. 2016), pp. 149–157. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2016.08.007. arXiv: 1603.08473 (cit. on p. 165).
- [95] Yu-Lian Zhang et al. “A hybrid structure gaseous detector for ion backflow suppression.” In: *Chinese Physics C* 41.5 (May 2017), p. 056003. ISSN: 1674-1137. DOI: 10.1088/1674-1137/41/5/056003. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1674-1137/41/5/056003> (cit. on p. 165).
- [96] Marco Cortesi et al. “Recent advances with a hybrid micro-pattern gas detector operated in low pressure H<sub>2</sub> and He, for AT-TPC applications.” In: *EPJ Web of Conferences* 174 (Feb. 2018), p. 01007. ISSN: 2100-014X. DOI: 10.1051/EPJCONF/201817401007. URL: [https://www.epj-conferences.org/articles/epjconf/abs/2018/09/epjconf\\_mpgd2018\\_01007/epjconf\\_mpgd2018\\_01007.html](https://www.epj-conferences.org/articles/epjconf/abs/2018/09/epjconf_mpgd2018_01007/epjconf_mpgd2018_01007.html) (cit. on p. 165).
- [97] P. Colas, I. Giomataris, and V. Lepeltier. “Ion backflow in the Micromegas TPC for the future linear collider.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 535.1-2 (Dec. 2004), pp. 226–230. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2004.07.274 (cit. on p. 166).
- [98] Fabio Sauli, Steffen Kappler, and Leszek Ropelewski. “Electron collection and ion feedback in GEM-based detectors.” In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.4 II (Aug. 2003), pp. 803–808. ISSN: 00189499. DOI: 10.1109/TNS.2003.814543 (cit. on p. 177).
- [99] K Nikolopoulos et al. “Electron transparency of a Micromegas mesh.” In: *Journal of Instrumentation* 6.06 (June 2011), P06011–P06011. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/6/06/P06011. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/6/i=06/a=P06011?key=crossref.2a58eeffa2aec2026fa2be1bf7292931> (cit. on p. 179).

- [100] P M M Correia et al. “A dynamic method for charging-up calculations: the case of GEM.” In: *Journal of Instrumentation* 9.07 (July 2014), P07025–P07025. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/9/07/P07025. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=07/a=P07025?key=crossref.09c47b6f4e582531414d71a4d026f8f7> (cit. on p. 180).
- [101] T. Zerguerras et al. “Understanding avalanches in a Micromegas from single-electron response measurement.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 772 (2015), pp. 76–82. ISSN: 01689002. DOI: 10.1016/j.nima.2014.11.014 (cit. on p. 180).
- [102] A. S. Barabash et al. “The BiPo-3 detector for the measurement of ultra low natural radioactivities of thin materials.” In: *Journal of Instrumentation* 12.06 (June 2017), P06002. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/12/06/P06002. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/12/06/P06002> (cit. on p. 187).
- [103] D. S. Akerib et al. “The LUX-ZEPLIN (LZ) radioactivity and cleanliness control programs.” In: *The European Physical Journal C* 2020 80:11 80.11 (Nov. 2020), pp. 1–52. ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/EPJC/S10052-020-8420-X. arXiv: 2006.02506. URL: <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-020-8420-x> (cit. on p. 187).
- [104] *Decay chain*. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Decay\\_chain](https://en.wikipedia.org/wiki/Decay_chain) (visited on 05/07/2024) (cit. on p. 188).
- [105] Konrad Altenmüller et al. “AlphaCamm, a Micromegas-based camera for high-sensitivity screening of alpha surface contamination.” In: *Journal of Instrumentation* 17.08 (Aug. 2022), P08035. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/17/08/P08035. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/17/08/P08035> (cit. on pp. 189–191, 218, 220, 241).
- [106] Y Ishimori et al. “Measurement and Calculation of Radon Releases from NORM Residues.” In: *Measurement and Calculation of Radon Releases from NORM Residues* (2013), pp. 1–85. ISSN: 0074-1914. URL: <https://www.iaea.org/publications/10369/measurement-and-calculation-of-radon-releases-from-norm-residues> (cit. on p. 201).
- [107] Yuu ISHIMORI and Akihiro SAKODA. “Mechanisms and Modeling Approaches of Radon Emanation for Natural Materials.” In: *Japanese Journal of Health Physics* 52.4 (2017), pp. 296–306. ISSN: 0367-6110. DOI: 10.5453/JHPS.52.296. URL: <https://cir.nii.ac.jp/crid/1390001204288582272> (cit. on pp. 201, 208).
- [108] M. Wojcik, G. Zuzel, and H. Simgen. “Review of high-sensitivity Radon studies.” In: <https://doi.org/10.1142/S0217751X17430047> 32.30 (Oct. 2017). ISSN: 0217751X. DOI: 10.1142/S0217751X17430047 (cit. on pp. 201, 208).
- [109] Javier Pérez-Pérez et al. “Radon Mitigation Applications at the Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC).” In: *Universe (Basel)* 8.2 (Feb. 2022). ISSN: 22181997. DOI: 10.3390/UNIVERSE8020112. URL: <https://doi.org/10.3390/universe8020112> (cit. on p. 205).

- [110] J. Amaré et al. “Long term measurement of the  $^{222}\text{Rn}$  concentration in the Canfranc Underground Laboratory.” In: *The European Physical Journal C* 2022 82:10 82.10 (Oct. 2022), pp. 1–10. ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/EPJC/S10052-022-10859-Z. URL: <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-022-10859-z> (cit. on p. 205).
- [111] J. Amaré et al. “Neutrons from rock radioactivity in the new Canfranc underground laboratory.” In: *Journal of Physics: Conference Series* 39.1 (May 2006), p. 151. ISSN: 1742-6596. DOI: 10.1088/1742-6596/39/1/035. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/39/1/035> (cit. on p. 205).
- [112] C. V. Evans, L. S. Morton, and G. Harbottle. “Pedologic Assessment of Radionuclide Distributions: Use of a Radio-Pedogenic Index.” In: *Soil Science Society of America Journal* 61.5 (Sept. 1997), pp. 1440–1449. ISSN: 1435-0661. DOI: 10.2136/SSAJ1997.03615995006100050023X. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.2136/sssaj1997.03615995006100050023x><https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.2136/sssaj1997.03615995006100050023x><https://access.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.2136/sssaj1997.03615995006100050023x> (cit. on p. 205).
- [113] H. Simgen and G. Zuzel. “Analysis of the  $^{222}\text{Rn}$  concentration in argon and a purification technique for gaseous and liquid argon.” In: *Applied Radiation and Isotopes* 67.5 (May 2009), pp. 922–925. ISSN: 0969-8043. DOI: 10.1016/J.APRADISO.2009.01.058 (cit. on pp. 206, 207).
- [114] Meng Wang et al. “Characterization of Grain Size in 316L Stainless Steel Using the Attenuation of Rayleigh Wave Measured by Air-Coupled Transducer.” In: *Materials* 2021, Vol. 14, Page 1901 14.8 (Apr. 2021), p. 1901. ISSN: 1996-1944. DOI: 10.3390/MA14081901. URL: <https://www.mdpi.com/1996-1944/14/8/1901/htm><https://www.mdpi.com/1996-1944/14/8/1901> (cit. on p. 208).
- [115] Beatriz Ruvira et al. “Determination of the radon diffusion coefficient of thin polyethylene and aluminium foils used as single or multilayer configuration barriers.” In: *Radiation Physics and Chemistry* 200 (Nov. 2022), p. 110329. ISSN: 0969-806X. DOI: 10.1016/J.RADPHYSHEM.2022.110329 (cit. on p. 208).
- [116] F. Aznar et al. “A Micromegas-based low-background x-ray detector coupled to a slumped-glass telescope for axion research.” In: *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2015.12 (Dec. 2015), p. 008. ISSN: 1475-7516. DOI: 10.1088/1475-7516/2015/12/008. arXiv: 1509.06190. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1475-7516/2015/12/008> (cit. on p. 217).
- [117] V E Guiseppe et al. “A Radon Progeny Deposition Model.” In: *AIP Conference Proceedings* 1338.1 (Apr. 2011), pp. 95–100. ISSN: 0094-243X. DOI: 10.1063/1.3579565. arXiv: 1101.0126. URL: </aip/acp/article/1338/1/95/849194/A-Radon-Progeny-Deposition-Model> (cit. on p. 229).

- [118] M. Chefdeville et al. “Development of Micromegas detectors with resistive anode pads.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1003 (July 2021), p. 165268. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2021.165268 (cit. on p. 235).
- [119] M. Diakaki et al. “Development of a novel segmented mesh MicroMegas detector for neutron beam profiling.” In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 903 (Sept. 2018), pp. 46–55. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/J.NIMA.2018.06.019 (cit. on p. 235).
- [120] Juan F. Castel et al. “Searching for WIMPs with TREX-DM: achievements and challenges.” In: (Dec. 2023). arXiv: 2312.12622. URL: <https://arxiv.org/abs/2312.12622v1> (cit. on p. 240).