



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

RPCs para detección de partículas en ALICE 3.

T E S I S

Como requisito para la obtención de grado de
Doctor en Ciencias (Física Aplicada)

P R E S E N T A:

Héctor David Régules Medel

D I R I G I D A

P O R:

Dr. Arturo Fernández Téllez

Dr. Guillermo Tejeda Muñoz

Puebla, México, 16 Enero 2026

Agradecimientos

Al Dr. Guillermo Tejeda Muñoz y al Dr. Arturo Fernández Téllez por su tiempo, paciencia, confianza y sobre todo su gran guía para el desarrollo de este trabajo.

A los doctores Mario Iván Martínez Hernández, Ricardo Agustín Serrano, Enrique Varela Carlos, Victor González Díaz, German Ardul Muñoz Hernandez y Luis Alberto Perez Moreno por el seguimiento realizado a mi trabajo y por sus valiosos comentarios en los avances de tesis y coloquio.

Al cuerpo académico de partículas elementales conformado por docentes y estudiantes, por el compañerismo compartido este tiempo.

A la Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación de México (SECIHTI) y al gobierno federal de México por las políticas que tienen en el ámbito de la ciencia y el programa de becas nacionales para los estudiantes de posgrado.

¡Muchas gracias!

Dedicatoria

Dedico este trabajo con todo mi amor a mi familia, por todos sus incalculables esfuerzos para que yo pudiera tener estudios y alcanzar este sueño; de manera muy especial a mi madre, mi abuela y mis tíos, quienes con su sacrificio y apoyo incondicional han sido los pilares que sostienen mi educación y mi vida, y a mis hermanas, por su compañía constante, su complicidad y por ser mi motivación diaria para nunca rendirme. Este logro académico es un triunfo que nos pertenece a todos.

Resumen

En el presente trabajo se aborda el diseño, simulación y construcción de Cámaras de Placas Resistivas (RPCs) de alta resolución temporal, con un enfoque prioritario en su implementación para el sistema de Identificación de Muones (MID) de la futura actualización del experimento ALICE 3 en el CERN. Este nuevo detector, proyectado para iniciar la toma de datos en el año 2035, requiere dispositivos capaces de operar con una precisión espacial y temporal superior para afrontar las condiciones de alta luminosidad del Gran Colisionador de Hadrones (LHC).

El proyecto integra simulaciones computacionales detalladas para evaluar la respuesta y eficiencia de los RPCs bajo diferentes regímenes de operación, con el fin de optimizar sus parámetros de diseño antes de la fabricación. Posteriormente, se lleva a cabo la construcción de los detectores y el desarrollo de los sistemas electrónicos de adquisición de datos necesarios. La validación de estos prototipos se centra en la reconstrucción precisa de trazas de muones, una capacidad fundamental que no solo es crítica para la física de ALICE 3, sino que también habilita aplicaciones directas en el campo de la tomografía de muones.

Índice general

Resumen	III
1. Introducción	1
1.1. Principios Físicos de las RPCs	1
1.2. Modos de Operación: Avalancha y Streamer	2
1.3. Arquitectura del Detector	2
1.4. Aplicaciones: De ALICE a la Tomografía	3
1.4.1. Identificación de Muones en Física de Altas Energías . . .	3
1.4.2. Tomografía de Muones	4
2. El CERN y el Gran Colisionador de Hadrones	5
2.1. La Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN) .	5
2.2. El Gran Colisionador de Hadrones (LHC)	5
2.2.1. El Complejo de Aceleradores	6
2.3. Hitos Científicos y el Modelo Estándar	6
2.4. El Futuro: El LHC de Alta Luminosidad (HL-LHC)	7
2.4.1. Desafíos Tecnológicos y de Detección	7
2.5. Experimentos del LHC	8
2.5.1. ALICE (A Large Ion Collider Experiment)	8
2.5.2. Experimentos de Propósito General: ATLAS y CMS	10
2.5.3. LHCb (Large Hadron Collider beauty)	12
2.5.4. Experimentos Especializados	13
3. El Experimento ALICE 3	15
3.1. Programa de Física	16
3.1.1. Estado actual de la física de iones pesados en el LHC . . .	17
3.1.2. Física de iones pesados más allá del Run 4	18
3.2. Detector y Sistemas	20
3.2.1. Detector de Vértice y Rastreador Externo	21
3.2.2. Sistema de Tiempo de Vuelo (TOF)	23
3.2.3. Detector RICH	25
3.2.4. Calorímetro Electromagnético (ECal)	26
3.2.5. Identificador de Muones (MID)	27
4. Simulación de Detectores RPC	29
4.1. GEANT4	29
4.2. GARFIELD++	30

4.2.1.	Arquitectura y Física Microscópica	30
4.2.2.	Inducción de Señal y Simulación de RPCs	31
4.3.	Implementación Computacional	32
4.3.1.	Estructura del Código	32
4.3.2.	Resultados Esperados y Análisis	33
5.	Diseño y Construcción de Detectores RPC	35
5.1.	Diseño del Detector	35
5.1.1.	Estructura y Construcción del Detector	36
5.1.2.	Sistema de Distribución de Gas y Acondicionamiento . . .	40
5.2.	Configuración Experimental	42
6.	Rendimiento de RPCs en Pruebas de Haz	44
6.1.	Instalación Experimental en el CERN (Línea T10)	44
6.2.	Campaña de Prueba de Haz 2023: Validación de Concepto . . .	45
6.2.1.	Sistema de Disparo y Electrónica de Adquisición	45
6.2.2.	Reconstrucción de Señales y Análisis de Datos	47
6.3.	Campaña de Prueba de Haz 2024: Estudios de Tasa y Estabilidad	48
6.3.1.	Estudios de Absorción	48
6.3.2.	Cadena de Adquisición y Nueva Mezcla de Gases	48
6.4.	Campaña de Prueba de Haz 2025: Electrónica Dedicada	50
6.4.1.	Sistema de Adquisición y ASIC PETIROC2A	50
6.4.2.	Implementación Física de la Tarjeta FEC	52
7.	Metodología y Análisis de Datos	54
7.1.	Procesamiento de Señales y Definición de Umbrales	54
7.2.	Algoritmo de Análisis Automatizado para FEC	55
7.2.1.	Estructura de Datos y Mapeo de Canales	55
7.2.2.	Lógica de Procesamiento y Cortes	56
7.2.3.	Extracción de Parámetros Físicos	56
7.2.4.	Generación de Reportes y Visualización	57
8.	Resultados Experimentales y Discusión	58
8.1.	Resultados de Simulaciones y Optimización de Diseño	58
8.1.1.	Optimización Geométrica (GEANT4)	58
8.1.2.	Física de la Señal y Resolución Temporal (Garfield++) . .	59
8.2.	Caracterización con Muones Cósmicos	61
8.2.1.	Análisis de la Forma de Onda y Carga	61
8.2.2.	Correlación Carga-Tiempo	61
8.2.3.	Estudio de Eficiencia en Función del Voltaje	63
8.2.4.	Dependencia de la Resolución Temporal con el Voltaje . .	64
8.3.	Resultados de Pruebas de Haz (CERN T10)	65
8.3.1.	Campaña 2023: Prueba de Concepto	65
8.3.2.	Campaña 2024: Absorción y Alta Tasa	70
8.3.3.	Campaña 2025: Validación con Electrónica Propia (FEC- BUAP)	74
8.4.	Discusión General	80

9. Conclusiones y Perspectivas	81
9.1. Validación del Diseño y Simulación	81
9.2. Evolución del Desempeño Experimental	81
9.3. Hito Tecnológico: Electrónica FEC-BUAP	82
9.4. Perspectivas y Trabajo Futuro	82

Índice de figuras

1.1.	Diagrama esquemático de una RPC de 3 capas con 2 gaps de gas, mostrando la disposición de los electrodos resistivos y de lectura. .	3
2.1.	Esquema del complejo de aceleradores del CERN, mostrando la secuencia de inyección hacia el LHC y las ubicaciones de los experimentos principales. (Fuente: CERN, https://cds.cern.ch/record/2693837 , licencia CC BY 4.0).	7
2.2.	Vista esquemática de la infraestructura del acelerador LHC en el CERN, ilustrando tanto las secciones subterráneas como las instalaciones en superficie. El diagrama destaca el túnel circular principal, la ubicación de los cuatro grandes experimentos (ALICE, ATLAS, CMS y LHCb) y el anillo del Super Sincrotrón de Protones (SPS) de 7 km. (Fuente: Science Pavilion UZH, disponible en: https://www.sciencepavilion.uzh.ch/en/exhibitions/past-exhibitions/cern.html).	9
2.3.	Diagrama esquemático del detector ALICE mostrando sus principales subsistemas. Se observan los detectores del barril central (ITS, TPC, TOF, etc.) dentro del imán solenoide rojo, y el espectrómetro de muones en la región frontal (azul), que utiliza RPCs para el sistema de disparo. (Fuente: ALICE Collaboration, CERN).	10
2.4.	Esquema detallado del detector LHCb en vista lateral. Se aprecia su configuración única de espectrómetro de brazo único hacia adelante. Los subdetectores se alinean secuencialmente a lo largo del eje del haz: comenzando por el Localizador de Vértices (VELO) cerca del punto de interacción, seguido por los detectores RICH, el imán dipolo, las estaciones de rastreo (Tracking), los calorímetros y, finalmente, el sistema de muones. (Fuente: LHCb Collaboration, CERN).	13
3.1.	Diseño conceptual del detector ALICE 3. Se muestra el sistema de rastreo interno de silicio, el imán superconductor compacto (en rojo) y la envoltura exterior que corresponde al sistema identificador de muones. Fuente: Adaptado de [4].	16
3.2.	Esquema del Identificador de Muones (MID) propuesto para ALICE 3. Se detalla el absorbedor de acero y la disposición de las capas de detección, donde se evalúa el uso de tecnología RPCs, realizado con GEANT4.	17

3.3.	Corte transversal longitudinal del detector ALICE 3: El sistema de rastreo basado en MAPS se complementa con detectores de identificación de partículas (PID) (TOF interno y externo, RICH), todos alojados dentro del campo de un sistema de imán superconductor. Además, se muestran el calorímetro electromagnético (ECal), el identificador de muones y el Rastreador de Conversión Frontal (FCT). Fuente: [4].	21
3.4.	Concepto mecánico del detector de vértice retráctil (Íris Tracker") para ALICE 3. Se muestra la configuración abierta para la inyección del haz (izquierda) y cerrada para la toma de datos (derecha), permitiendo acercar los sensores a 5 mm del punto de interacción.	22
3.5.	Rendimiento simulado del detector RICH: (Izquierda) Número promedio de fotones detectados por anillo. (Derecha) Resolución del ángulo Cherenkov ($\sigma_{\theta_{ch}}$) en función del momento. Fuente: [4].	26
3.6.	Rendimiento del Identificador de Muones (MID) para la configuración base. La gráfica muestra el producto de la Aceptación geométrica por la Eficiencia de reconstrucción y la Eficiencia de identificación de muones. Se observa el umbral de detección efectivo alrededor de $p_T \approx 1,5$ GeV/c, Fuente: [4].	28
4.1.	Simulación de la señal inducida por una avalancha electrónica dentro del gap de una RPC realizada con GARFIELD++.	32
4.2.	Visualización de eventos simulados en G4MuonID_RPC utilizando la interfaz gráfica OpenGL. Se observa la trayectoria de un muón (línea roja) atravesando la estructura del absorbedor y los doble gap de la RPC y generando ionización secundaria (puntos amarillos) en el gas.	33
4.3.	Ejemplo de la carga generada simulada por el código G4MuonID_RPC para un evento de avalancha típica. El tiempo de subida (<i>rise time</i>) y la carga total son consistentes con los datos experimentales esperados para una RPC de vidrio.	34
5.1.	Proceso de preparación de los electrodos: (a) Marco de pintura de plata aplicado para asegurar la distribución equipotencial del alto voltaje. (b) Estado final del electrodo tras la aplicación de la capa de grafito. (c) Medición de la resistividad superficial de los electrodos ($\sim 5M\Omega/\square$).	38
5.2.	Pasos del ensamblaje de una RPC de doble gap de 2 mm.	39
5.3.	Proceso de construcción del sistema de burbujeo.	41
5.4.	Sistema de burbujeador en operación conectado a la línea de salida del detector, permitiendo la verificación visual del flujo continuo de gas.	41
5.5.	Configuración experimental de la prueba con muones cósmicos. Se muestra el detector RPC intercalado entre dos centelladores plásticos que forman el sistema de disparo (trigger), todo conectado a la electrónica de adquisición.	43

6.1.	Configuración experimental instalada en la línea de haz T10 del CERN PS. Se observan los detectores RPC de la BUAP alineados con el telescopio de disparo (centelladores) y las MWPC.	45
6.2.	Fotografía del arreglo experimental instalado en la zona T10 del CERN. Se muestran los dos detectores RPC montados en la línea de haz y alineados con el resto de la instrumentación para las pruebas de rendimiento.	46
6.3.	Visualización de un evento registrado (<i>Event Display</i>). Se muestran las formas de onda digitalizadas para los detectores de referencia y las cuatro señales correspondientes a los pads de lectura de los RPCs operando a 6.2 kV.	47
6.4.	Diagrama esquemático del arreglo experimental de 2024. La dirección del haz es de derecha a izquierda, atravesando secuencialmente el primer detector RPC y el absorbedor de acero de espesor variable (60-100 cm) antes de incidir sobre el segundo RPC. Esta configuración permite realizar estudios de discriminación hadrón/muón. .	49
6.5.	Fotografía del montaje experimental en la línea de haz T10 durante la campaña 2024. En primer plano se observa uno de los prototipos RPC instalado en la trayectoria del haz, seguido inmediatamente por el bloque absorbedor de acero. Esta configuración permite medir la eficiencia del detector antes y después de la interacción del haz con el material denso.	50
6.6.	Diagrama de bloques de la arquitectura interna del ASIC PETIROC2A. Se observan las cadenas de procesamiento paralelas para tiempo (TDC) y carga (ADC). Fuente: Hoja de datos Omega-Weeroc.	52
6.7.	Vista superior de la tarjeta FEC. Se indica la posición del ASIC PETIROC2A (centro), la FPGA de control (derecha) y los conectores de entrada de señal analógica (izquierda).	53
7.1.	Ejemplo de una forma de onda de señal registrada en uno de los detectores RPC durante la prueba de haz. La línea horizontal negra representa el umbral establecido a cinco veces el RMS de la línea base, utilizado para determinar la significancia de la señal.	55
8.1.	Eficiencia del MID simulada en GEANT4 en función del momento del muón para diferentes anchos de strip.	59
8.2.	Visualización de evento (<i>Event Display</i>). Se observa la coincidencia temporal entre los disparos de los PMTs y la señal inducida en el pad RPC1_1. Los canales vecinos muestran niveles de ruido bajos.	62
8.3.	Distribución de carga para los canales del RPC1. El canal alineado (RPC1_1, arriba) muestra el espectro de señal, mientras que los otros canales muestran principalmente el pedestal de ruido.	62
8.4.	Gráficos de correlación Carga vs. Tiempo. Se observa una clara población de eventos de señal en el canal alineado RPC1_1 (arriba), mientras que los canales vecinos muestran solo ruido de fondo disperso.	63

8.5. Eficiencia de detección vs Alto Voltaje. El pad central (RPC1_1) alcanza una eficiencia superior al 98 % a 10200 V. El cuadro cyan (RPC1) representa la eficiencia combinada del detector.	64
8.6. Estudio de resolución temporal. (a) Distribuciones de diferencias de tiempo entre PMTs y RPC. (b) Gráfica resumen mostrando la mejora de la resolución temporal al aumentar el voltaje, alcanzando valores sub-nanosegundo (<0.5 ns).	65
8.7. Oscilograma de un evento válido seleccionado para el análisis. Se aprecian las señales de coincidencia en los disparos (X2, FERMI) y la respuesta inducida en los canales alineados con el haz: RPC3_2 y RPC1_1.	66
8.8. Distribuciones de carga para RPC3 (fila superior) y RPC1 (fila inferior). Los pads alineados con el haz (RPC3_2 y RPC1_1) muestran señales físicas significativas por encima del pedestal.	67
8.9. Diferencias de tiempo entre los disparos (X2, PMTHEX) y los pads del RPC. Los ajustes gaussianos (rojo) permiten estimar la sincronización y resolución del sistema.	68
8.10. Gráficos de dispersión Carga vs. Tiempo. La concentración de eventos en los canales iluminados confirma la correlación física de las señales.	68
8.11. Eficiencia de detección de RPC1 y RPC3 operando a 12400 V en función del momento del haz. Se observa una eficiencia máxima superior al 80 % para hadrones de 3 GeV/c.	69
8.12. Curvas de eficiencia vs Voltaje para diferentes momentos del haz de hadrones. Se observa una mejora en la eficiencia máxima al aumentar el momento (reducción del scattering) y un punto óptimo de operación cercano a los 12800 V, con una caída de rendimiento a voltajes superiores (13000 V) atribuible a efectos de saturación o streamers.	71
8.13. Discriminación de señal y limpieza de eventos con la nueva mezcla de gases.	72
8.14. Eficiencia vs Voltaje para diferentes energías. Se confirma un máximo local en 6400 V y una degradación por saturación a 6500 V. A 6 GeV/c se observa el comportamiento de encendido del detector.	73
8.15. Evolución de la resolución temporal con el voltaje. Se alcanzan valores sub-nanosegundo (<1 ns) en el punto óptimo de operación (alrededor de 6000-6200 V).	75
8.16. Persistencia de señales digitalizadas para muones de 2 GeV/c. Se observa la excelente relación señal-ruido en el canal RPC1_1 y las señales de disparo (Trigger/SiPM) limpias.	76
8.17. Distribuciones de carga obtenidas con la FEC. El RPC1_1 muestra un espectro de Landau bien definido, validando la integración de carga del ASIC PETIROC2A.	77
8.18. Distribución de diferencias de tiempo medidas por la FEC. Los ajustes gaussianos (línea roja) demuestran una sincronización precisa entre el disparo y el detector RPC.	78

- 8.19. Resumen de resultados de la Campaña 2025. El detector RPC1 (azul) muestra una eficiencia estable $>90\%$ y una resolución temporal <0.9 ns, validando exitosamente la electrónica FEC-BUAP. 79

Índice de cuadros

2.1. Comparación técnica de los parámetros principales entre ATLAS y CMS.	12
3.1. Posición radial, longitud y espesor de material propuesto para las capas del barril del Rastreador de ALICE 3	23
8.1. Comparación de la resolución temporal (σ_t) simulada y experimental para un RPC de doble gap. Se muestra la dependencia con el alto voltaje y la composición del gas.	60

Capítulo 1

Introducción

La detección de partículas cargadas mediante dispositivos gaseosos ha sido una piedra angular en la física de altas energías durante décadas. Entre las diversas tecnologías disponibles, las Cámaras de Placas Resistivas (RPCs, por sus siglas en inglés, *Resistive Plate Chambers*) destacan por su robustez, bajo costo de producción y excelente resolución temporal. Este capítulo establece los fundamentos físicos de operación de los RPCs, su arquitectura y su aplicación específica tanto en experimentos de colisionadores, como la futura actualización ALICE 3, como en aplicaciones interdisciplinarias como la tomografía de muones.

1.1. Principios Físicos de las RPCs

Las Cámaras de Placas Resistivas son detectores gaseosos formados por placas paralelas compuestas de materiales con una alta resistividad, típicamente en el rango de 10^8 a $10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$, como el vidrio o la baquelita [1]. Cada capa resistiva está separada por una cavidad o "gap" donde circula una mezcla de gases, con un espesor que usualmente es inferior a 1 mm. Esta cavidad es un factor determinante en la velocidad de respuesta del detector y en la precisión para medir tanto la energía como la posición de las partículas incidentes.

El principio de funcionamiento se basa en la ionización. Los extremos exteriores de las placas contienen electrodos a los que se aplica una diferencia de potencial elevada, del orden de 10 kV, generando un campo eléctrico intenso y uniforme dentro del volumen de gas. Cuando una partícula cargada, como un muón, atraviesa la cámara, colisiona con los átomos del gas, liberando electrones (ionización primaria). Estos electrones, acelerados por el campo eléctrico, colisionan con otros átomos generando más pares electrón-ión, creando así una avalancha electrónica (Townsend avalanche).

Esta avalancha induce una señal eléctrica en los electrodos metálicos externos (pads o strips) tras un breve retardo. La característica distintiva de las RPCs es el uso de electrodos resistivos en lugar de metálicos internos; la alta resistividad extingue localmente la descarga eléctrica, evitando que la avalancha se propague por toda la superficie del detector y permitiendo que este se recupere rápidamente para detectar nuevos eventos.

1.2. Modos de Operación: Avalancha y Streamer

Dado que se trata de detectores gaseosos, el comportamiento de la señal depende críticamente del campo eléctrico aplicado. La velocidad de deriva (*drift velocity*) de los electrones es mucho mayor en comparación con la de los iones, lo que permite la formación rápida de la avalancha. Dependiendo de la intensidad del campo eléctrico, las RPCs pueden operar en dos modos distintos:

1. **Modo Avalancha (Avalanche Mode):** Ocurre con campos eléctricos moderados. La multiplicación de carga produce una señal que es proporcional a la ionización primaria. Es el modo preferido para mediciones de alta precisión temporal y altas tasas de disparo.
2. **Modo Streamer (Saturated Mode):** Si el campo eléctrico aplicado es demasiado intenso, la avalancha primaria crece hasta un punto crítico (límite de Raether) donde se generan avalanchas secundarias y grandes cantidades de carga libre, emitiendo fotones que propagan la ionización. Esto se denomina "streamer"[2].

Esta distinción define dos tipos de detectores RPC según su construcción y electrónica asociada. Las "Trigger RPCs" suelen operar en modo streamer o avalancha saturada, proporcionando señales grandes que simplifican la electrónica de disparo para detectar el paso de cualquier partícula cargada. Por otro lado, las "Timing RPCs" (o MRPCs de múltiples gaps) operan estrictamente en modo avalancha [3]. Este modo permite una medición mucho más precisa del tiempo de llegada de la partícula y de la carga depositada, siendo fundamental para aplicaciones de Tiempo de Vuelo (TOF).

1.3. Arquitectura del Detector

La Figura 1.1 muestra un diagrama de los componentes que conforman una cámara de placas resistivas típica. Los componentes principales son:

- **Electrodos Resistivos:** Vidrio o baquelita que actúan como medio dieléctrico disipativo.
- **Pintura Resistiva:** Aplicada sobre la superficie externa de los electrodos resistivos para distribuir uniformemente el campo eléctrico de alta tensión.
- **Espaciadores (Spacers):** Elementos aislantes de alta precisión, a menudo hilos de pesca o botones de policarbonato, que garantizan la uniformidad de la apertura para la circulación de la mezcla de gases.
- **Electrodos de Lectura (Readout):** Pistas de cobre o almohadillas metálicas aisladas eléctricamente del alto voltaje, encargadas de recoger las señales inducidas por las avalanchas.

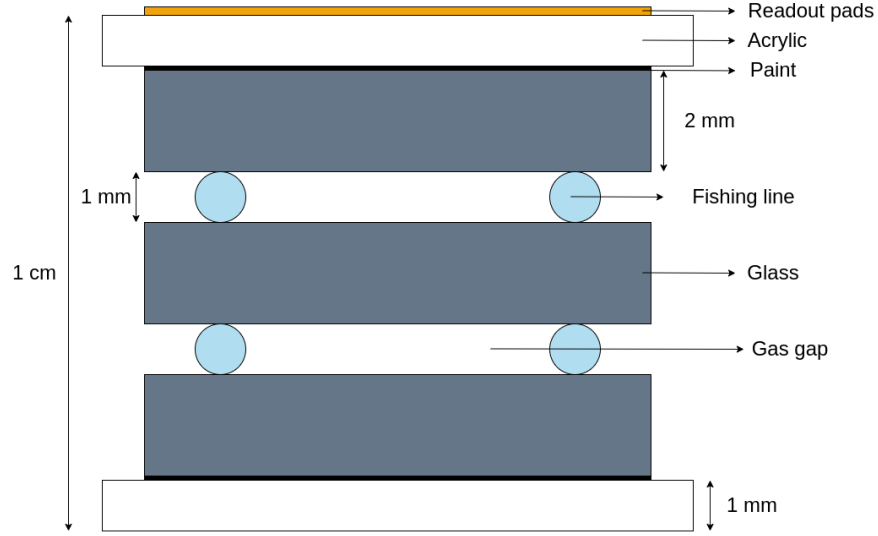


Figura 1.1: Diagrama esquemático de una RPC de 3 capas con 2 gaps de gas, mostrando la disposición de los electrodos resistivos y de lectura.

Una de las características principales de las RPCs es su buena resolución temporal y espacial, debido a la gran cantidad de señales que se pueden obtener por unidad de área (granularidad). La resolución espacial puede ser de unos pocos milímetros, dependiendo de la configuración de lectura (ancho de los strips), mientras que la resolución temporal en configuraciones multicapa puede descender por debajo de los 100 ps.

1.4. Aplicaciones: De ALICE a la Tomografía

La versatilidad de las RPCs permite su uso en diversos escenarios experimentales.

1.4.1. Identificación de Muones en Física de Altas Energías

Las RPCs se clasifican en RPCs de disparo y RPCs de tiempo, dependiendo del experimento. Para la futura actualización del experimento ALICE (ALICE 3), se requiere un sistema de Identificación de Muones (MID) capaz de operar bajo un flujo de partículas inmensamente mayor al actual [4]. Para este desarrollo, la construcción de RPCs de tiempo con múltiples gaps de gas (MRPC) de menos de 1 mm es esencial. Se busca una resolución temporal del orden de 200 ps o inferior, con una eficiencia superior al 99 % y bajos niveles de ruido intrínseco. La operación estable en modo avalancha es un requisito crítico para obtener una respuesta comparable a la de los plásticos centelladores, pero con un coste por unidad de área significativamente menor.

1.4.2. Tomografía de Muones

Estas mismas características hacen que las RPCs sean ideales para aplicaciones de imagen utilizando radiación cósmica [5], conocida como muografía o tomografía de muones. El tomógrafo se basa en la detección de muones atmosféricos que impactan en una serie de módulos compuestos por RPCs alineadas y separadas por una distancia de varios metros. Al medir el tiempo de vuelo y la variación de carga en cada módulo impactado, es posible reconstruir la trayectoria del muón. Analizando la desviación angular (scattering) que sufren los muones al atravesar un objeto colocado entre los detectores, se pueden inferir densidades de materiales, permitiendo ver el interior de estructuras grandes (volcanes, pirámides, contenedores de carga) de manera no invasiva.

Capítulo 2

El CERN y el Gran Colisionador de Hadrones

La investigación en física de altas energías requiere de infraestructuras tecnológicas de una escala y complejidad sin precedentes. El escenario donde se desarrolla la presente investigación es la Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN), hogar del acelerador de partículas más potente jamás construido. Este capítulo describe la estructura de esta institución, el funcionamiento del Gran Colisionador de Hadrones (LHC) y el contexto científico que motiva la actualización de detectores para futuros experimentos.

2.1. La Organización Europea para la Investigación Nuclear (CERN)

El CERN es una institución científica de renombre mundial que ha desempeñado un papel fundamental en el avance de nuestra comprensión de las leyes fundamentales de la naturaleza. Fundado en 1954 y situado en la frontera franco-suiza cerca de Ginebra, el CERN nació como uno de los primeros proyectos conjuntos de Europa y hoy constituye un modelo de colaboración internacional, albergando a científicos e ingenieros de más de 100 nacionalidades [6].

Su objetivo principal es la física de partículas: el estudio de los constituyentes fundamentales de la materia y las fuerzas que gobiernan el universo. Más allá de la física teórica, la organización promueve un enfoque abierto e inclusivo, fomentando una comunidad científica dinámica y facilitando el intercambio de conocimientos. Este espíritu colaborativo es el corazón del éxito del CERN, permitiendo reunir los recursos económicos y técnicos necesarios para construir máquinas que ningún país podría financiar por sí solo.

2.2. El Gran Colisionador de Hadrones (LHC)

El instrumento principal del CERN es el Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés). Se trata de un sincrotrón de protones de dos

anillos superconductores instalado en un túnel de 27 kilómetros de circunferencia, ubicado a una profundidad media de 100 metros bajo tierra [7].

El LHC permite a los científicos recrear condiciones de densidad de energía similares a las que existieron fracciones de segundo después del Big Bang. Al hacer colisionar haces de protones (o iones pesados como el plomo) a velocidades cercanas a la de la luz, es posible estudiar los constituyentes más pequeños de la materia y explorar interrogantes abiertos sobre la estructura del universo.

2.2.1. El Complejo de Aceleradores

El LHC no opera de forma aislada; es el último eslabón de una compleja cadena de inyectores que aceleran las partículas progresivamente, la Figura 2.1 muestra el esquema del complejo de aceleradores.

Antes de entrar en el anillo principal del LHC, los protones pasan por una serie de aceleradores que incrementan su energía secuencialmente:

1. **Linac4:** Acelera iones de hidrógeno negativos hasta 160 MeV.
2. **Booster del Sincrotrón de Protones (PSB):** Acelera los protones hasta 2 GeV.
3. **Sincrotrón de Protones (PS):** Lleva el haz hasta 26 GeV.
4. **Super Sincrotrón de Protones (SPS):** El inyector final que eleva la energía a 450 GeV antes de transferir el haz al LHC.

Dentro del LHC, imanes dipolares superconductores enfriados a 1.9 K (más frío que el espacio exterior) curvan la trayectoria de los haces, manteniéndolos en órbita mientras cavidades de radiofrecuencia los aceleran hasta alcanzar energías de colisión de 13.6 TeV (en el Run 3).

2.3. Hitos Científicos y el Modelo Estándar

Los descubrimientos pioneros realizados en el CERN han revolucionado nuestra comprensión de la física de partículas, consolidando el Modelo Estándar. El logro más notable hasta la fecha ha sido el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012 por las colaboraciones ATLAS y CMS [8, 9]. Este hallazgo confirmó el mecanismo de Brout-Englert-Higgs, la pieza crucial del rompecabezas que explica el origen de la masa de las partículas elementales.

Estos avances no solo han ampliado nuestro conocimiento científico, sino que también han dado lugar a desarrollos tecnológicos con implicaciones de gran alcance más allá de la física, como la invención de la World Wide Web (WWW) y avances en terapia de hadrones para el tratamiento del cáncer.

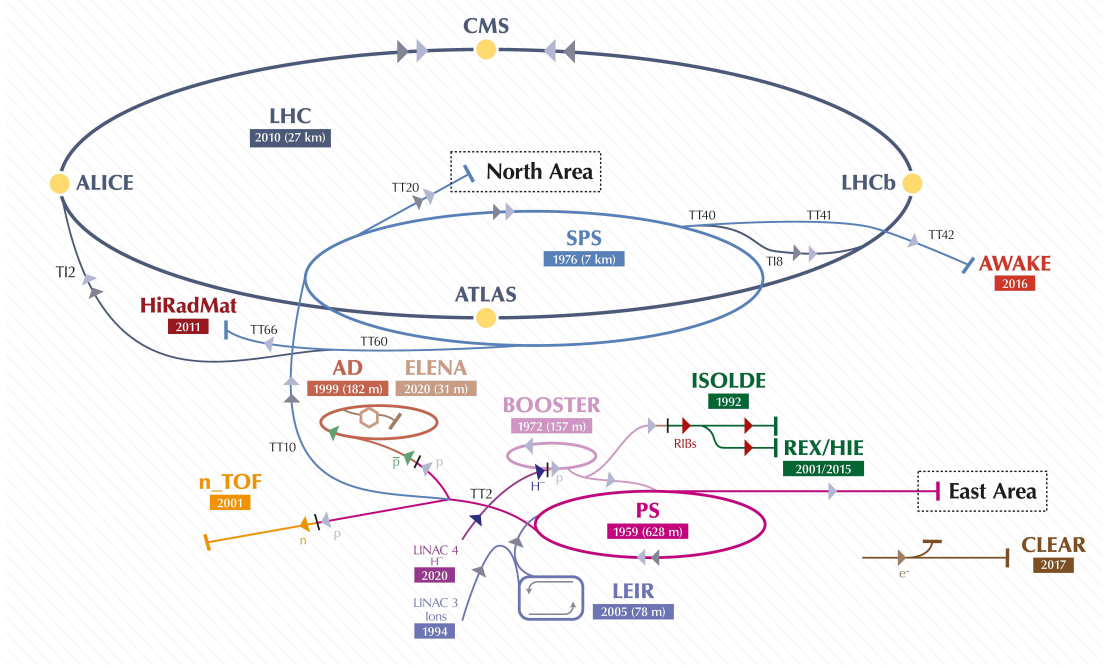


Figura 2.1: Esquema del complejo de aceleradores del CERN, mostrando la secuencia de inyección hacia el LHC y las ubicaciones de los experimentos principales. (Fuente: CERN, <https://cds.cern.ch/record/2693837>, licencia CC BY 4.0).

2.4. El Futuro: El LHC de Alta Luminosidad (HL-LHC)

El programa científico del CERN no concluye con la operación actual del LHC. Para extender el potencial de descubrimiento más allá de la década de 2020, se ha aprobado una actualización mayor conocida como el LHC de Alta Luminosidad (High-Luminosity LHC o HL-LHC). Este proyecto tiene como objetivo aumentar la luminosidad instantánea del colisionador en un factor de cinco a siete respecto a su diseño nominal, permitiendo acumular hasta 10 veces más datos (luminosidad integrada) durante su vida útil operativa, cuyo inicio está previsto para el *Run 4* [10].

El objetivo físico del HL-LHC es doble: realizar mediciones de alta precisión de las propiedades del bosón de Higgs y del Modelo Estándar, y extender el alcance en la búsqueda de "Nueva Física" (partículas supersimétricas, materia oscura, etc.) mediante la observación de procesos extremadamente raros que requieren una estadística masiva [11].

2.4.1. Desafíos Tecnológicos y de Detección

El incremento en la luminosidad conlleva desafíos instrumentales sin precedentes. El parámetro más crítico es el aumento del *pile-up* (apilamiento de eventos). En el diseño original del LHC, se producían aproximadamente 25-30 colisiones protón-protón cada vez que los paquetes de partículas se cruzaban (cada 25 ns).

En la era del HL-LHC, este número aumentará a un promedio de 140 a 200 colisiones simultáneas por cruce.

Este entorno de alta densidad de partículas impone requisitos severos a los sistemas de detección:

- **Resistencia a la Radiación:** Los detectores internos deberán soportar flujos de partículas acumulados drásticamente superiores, requiriendo materiales y electrónicas endurecidas contra la radiación.
- **Resolución Temporal (Timing):** Para distinguir los vértices de interacción de esos 140 eventos simultáneos, la resolución espacial ya no es suficiente. Se requiere una resolución temporal de precisión (del orden de picosegundos) para agregar una cuarta dimensión.^{a1} al rastreo de partículas y asociar correctamente cada traza con su colisión de origen.

Es en este contexto donde las tecnologías de detección gaseosa deben evolucionar. Proyectos futuros como **ALICE 3** proponen el uso de sistemas avanzados, incluyendo RPCs de nueva generación, para afrontar estos regímenes de operación extremos.

2.5. Experimentos del LHC

En el LHC operan siete experimentos distintos que utilizan detectores especializados para analizar la inmensa cantidad de partículas producidas por las colisiones en el acelerador. Estos experimentos son gestionados por colaboraciones internacionales de científicos procedentes de institutos de todo el mundo. La Figura 2.2 muestra las secciones subterráneas del LHC así como los 4 experimentos principales.

Cada experimento es único y se caracteriza por el diseño y propósito de sus detectores:

- **Los cuatro grandes:** ALICE, ATLAS, CMS y LHCb, instalados en las grandes cavernas experimentales del anillo.
- **Los experimentos complementarios:** TOTEM, LHCf y MoEDAL, que son de menor escala y se enfocan en física muy específica.

2.5.1. ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

El experimento ALICE es el único detector del LHC dedicado específicamente a la física de iones pesados. Su objetivo científico primordial es estudiar la física de la materia que interactúa fuertemente bajo condiciones de densidades de energía extremas, inalcanzables en condiciones ordinarias. En este régimen térmico, se predice y observa la formación de una fase de la materia conocida como Plasma de Quarks y Gluones (QGP), donde el confinamiento de color se rompe y los quarks y gluones se mueven cuasi-libremente [12].

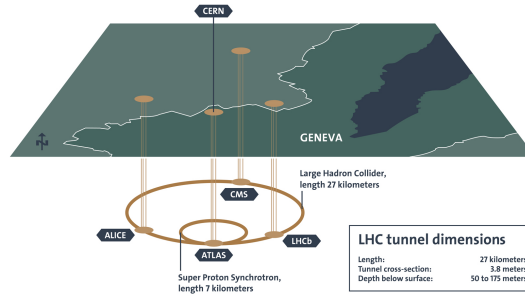


Figura 2.2: Vista esquemática de la infraestructura del acelerador LHC en el CERN, ilustrando tanto las secciones subterráneas como las instalaciones en superficie. El diagrama destaca el túnel circular principal, la ubicación de los cuatro grandes experimentos (ALICE, ATLAS, CMS y LHCb) y el anillo del Super Sincrotrón de Protones (SPS) de 7 km. (Fuente: Science Pavilion UZH, disponible en: <https://www.sciencepavilion.uzh.ch/en/exhibitions/past-exhibitions/cern.html>).

Programa de Física y QGP

Mientras que ATLAS y CMS se centran en colisiones protón-protón (pp) para buscar nuevas partículas masivas, ALICE está optimizado para colisiones plomo-plomo (Pb-Pb). En estas colisiones nucleares ultra-relativistas, se alcanzan temperaturas superiores a 2×10^{12} K (aproximadamente 100,000 veces la temperatura del núcleo del Sol). ALICE analiza cómo el QGP se expande y enfría, permitiendo a los físicos mapear el diagrama de fases de la Cromodinámica Cuántica (QCD).

Además de Pb-Pb, ALICE toma datos en colisiones pp (como referencia de vacío) y protón-plomo (p-Pb) para desacoplar los efectos de la materia nuclear fría de los efectos genuinos del QGP. Entre los resultados más significativos publicados por la colaboración, destacan las mediciones del flujo elíptico (v_2) [13] y la supresión de hadrones de alto momento transversal (R_{AA}) [14], fenómenos que confirman el comportamiento del QGP como un fluido casi perfecto con viscosidad mínima.

Arquitectura del Detector

A diferencia de los detectores de propósito general, ALICE destaca por su excepcional capacidad de Identificación de Partículas (PID) y su habilidad para rastrear partículas de muy bajo momento transversal ($p_T < 1$ GeV/c) en un entorno de multiplicidad extrema (miles de trazas por evento). La Figura 2.3 muestra el esquemático de ALICE mostrando sus principales subdetectores.

El aparato experimental consta de dos partes principales:

- **El Barril Central:** Ubicado dentro de un gran imán solenoide (el imán L3) que genera un campo de 0.5 T. Incluye el Sistema de Trazas Interno (ITS) para la reconstrucción precisa de vértices, la Cámara de Proyección de Tiempo (TPC) como el principal dispositivo de trazas, y el detector de Tiempo de Vuelo (TOF). Es notable mencionar que el sistema TOF de

ALICE utiliza tecnología de RPCs de múltiples gaps (MRPC) para lograr resoluciones temporales inferiores a 100 ps, sentando un precedente tecnológico directo para el trabajo desarrollado en esta tesis.

- **El Espectrómetro de Muones:** Situado en la región frontal (forward), diseñado para detectar muones producidos por la desintegración de quarkonia (J/ψ , Υ) y bosones vectoriales. Actualmente utiliza RPCs como sistema de disparo (trigger), validando aún más la robustez de esta tecnología en entornos de alta radiación.

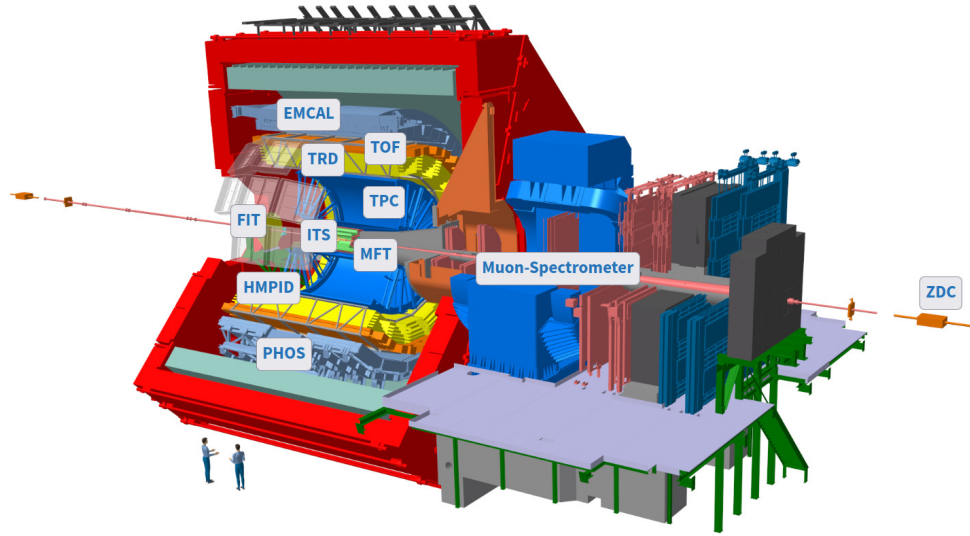


Figura 2.3: Diagrama esquemático del detector ALICE mostrando sus principales subsistemas. Se observan los detectores del barril central (ITS, TPC, TOF, etc.) dentro del imán solenoide rojo, y el espectrómetro de muones en la región frontal (azul), que utiliza RPCs para el sistema de disparo. (Fuente: ALICE Collaboration, CERN).

2.5.2. Experimentos de Propósito General: ATLAS y CMS

ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) y CMS (*Compact Muon Solenoid*) son los dos detectores de propósito general del Gran Colisionador de Hadrones. A diferencia de ALICE o LHCb, estos dos experimentos están diseñados con una cobertura hermética (casi 4π estereorradianes) para investigar el rango más amplio posible de fenómenos físicos.

La existencia de dos detectores diseñados de manera totalmente independiente es vital para el método científico: permite la validación cruzada (*cross-confirmation*) de nuevos descubrimientos. El hito histórico compartido por ambos fue el descubrimiento del bosón de Higgs en 2012 [8, 9]. Aunque persiguen los mismos objetivos, utilizan soluciones técnicas radicalmente distintas, especialmente en sus sistemas magnéticos y calorimetría.

ATLAS

ATLAS es el detector de mayor volumen jamás construido para un colisionador de partículas (46 m de largo y 25 m de diámetro). Su diseño prioriza una estructura abierta para minimizar la dispersión múltiple de los muones.

- **Magnetismo:** Utiliza un solenoide delgado superconductor para el detector interno (2 T) y un sistema único de tres toroides superconductores (uno central y dos en las tapas) que generan el campo magnético para el espectrómetro de muones [15].
- **Detector Interno:** Combina píxeles de silicio, microtiras (SCT) y un detector de radiación de transición (TRT) para el rastreo de partículas cargadas.
- **Calorimetría:** Emplea argón líquido (LAr) para el calorímetro electromagnético, ofreciendo gran estabilidad y resistencia a la radiación.
- **Sistema de Muones:** Es el componente más grande. Es crucial destacar que ATLAS utiliza Cámaras de Placas Resistivas en la región del barril para el disparo (trigger) de muones, complementadas por Thin Gap Chambers (TGC) en las tapas y Monitored Drift Tubes (MDT) para la medición de precisión.

CMS

El detector CMS apuesta por un diseño compacto y pesado. Aunque es más pequeño que ATLAS, pesa casi el doble (14,000 toneladas).

- **Magnetismo:** El diseño del detector se basa en una bobina superconductora gigante que produce un campo de 4 T (equivalente a 100,000 veces el campo de la Tierra). Para cerrar el circuito magnético, se utiliza una estructura masiva de acero o yugo, la cual alberga en su interior los sistemas de detección de muones distribuidos en capas [16].
- **Tracker:** Posee el rastreador de silicio más grande del mundo, compuesto íntegramente por píxeles y microtiras, sin detectores gaseosos en la parte interna.
- **Calorimetría:** Destaca por su calorímetro electromagnético de cristales de tungstato de plomo ($PbWO_4$), que proporciona una resolución de energía excepcional para fotones y electrones.
- **Sistema de Muones:** Insertado dentro del yugo de acero. Al igual que ATLAS, CMS confía en las RPCs como sistema de disparo redundante y rápido tanto en el barril como en las tapas, trabajando en conjunto con Cámaras de Deriva (DT) y Cámaras de Tiras de Cátodo (CSC).

Cuadro 2.1: Comparación técnica de los parámetros principales entre ATLAS y CMS.

Parámetro	ATLAS	CMS
Peso total	7,000 toneladas	14,000 toneladas
Diámetro	25 m	15 m
Longitud	46 m	21 m
Campo Magnético	2 T (Solenoides) + Toroides	4 T (Solenoides)
Tecnología de Muones (Trigger)	RPC / TGC	RPC / DT / CSC
Material Calorímetro EM	Argón Líquido (LAr)	Cristales ($PbWO_4$)

2.5.3. LHCb (Large Hadron Collider beauty)

El experimento LHCb está dedicado a realizar mediciones de alta precisión de la violación CP y de desintegraciones raras de hadrones que contienen el quark *beauty* (b) o *charm* (c). El objetivo fundamental es entender la ligera asimetría entre materia y antimateria presente en el universo, estudiando la desintegración de partículas conocidas colectivamente como mesones B (pares quark-antiquark $b\bar{q}$) [17].

Diseño Geométrico e Instrumentación

A diferencia de ATLAS, CMS o ALICE, que rodean el punto de interacción con capas cilíndricas herméticas (geometría de barril), el LHCb es un **espectrómetro de un solo brazo en dirección hacia adelante** (*single-arm forward spectrometer*).

Esta decisión de diseño responde a la cinemática de producción: en colisiones protón-protón a altas energías, los pares $b\bar{b}$ se producen predominantemente en la misma dirección, muy cerca de la línea del haz (forward region). Por ello, el detector de 4,500 toneladas no cubre todo el ángulo sólido, sino que se extiende a lo largo de 20 metros sobre la línea del haz, cubriendo un rango de pseudorapidez de $2 < \eta < 5$.

Sus capas de subdetectores están apiladas verticalmente como libros en una estantería". Un componente crítico de su física aplicada es el *Vertex Locator* (VELO), un detector de silicio que se acerca físicamente a solo 5 mm del haz de protones durante las colisiones, permitiendo reconstruir los vértices de desintegración de los mesones B (que tienen vidas medias muy cortas) con una precisión espacial extraordinaria. La Figura 2.4 muestra el esquema de los subsistemas principales de LHCb.

Física de Precisión y Nueva Física

Uno de los resultados más notables publicados por la colaboración LHCb es la primera medición de la desintegración muy rara $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [18]. Este proceso está altamente suprimido en el Modelo Estándar y solo ocurre una vez cada mil millones de desintegraciones.

La medición precisa de esta tasa de desintegración impone restricciones severas a los modelos teóricos. Cualquier desviación significativa de la predicción del Modelo Estándar sería una señal clara de "Nueva Física" (como Supersimetría). Los resultados actuales han acotado drásticamente la región de parámetros donde pueden existir modelos teóricos alternativos, obligando a las extensiones del Modelo Estándar a demostrar su compatibilidad con esta observación experimental.

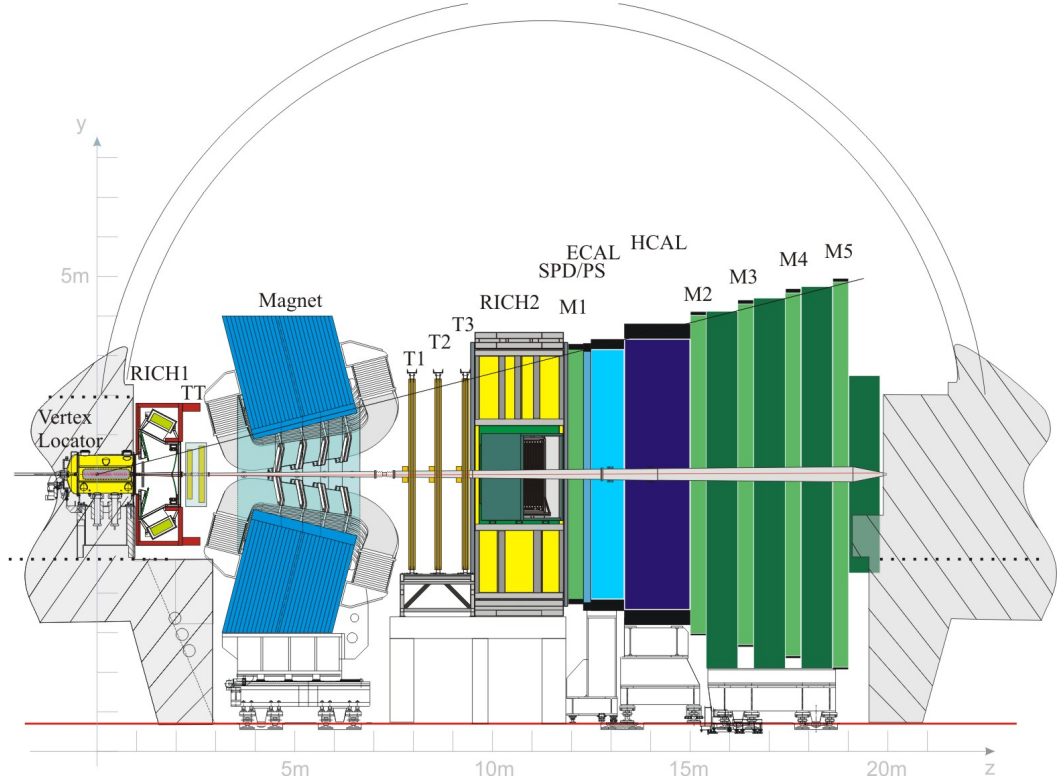


Figura 2.4: Esquema detallado del detector LHCb en vista lateral. Se aprecia su configuración única de espectrómetro de brazo único hacia adelante. Los subdetectores se alinean secuencialmente a lo largo del eje del haz: comenzando por el Localizador de Vértices (VELO) cerca del punto de interacción, seguido por los detectores RICH, el imán dipolo, las estaciones de rastreo (Tracking), los calorímetros y, finalmente, el sistema de muones. (Fuente: LHCb Collaboration, CERN).

2.5.4. Experimentos Especializados

Además de los cuatro detectores principales, el LHC alberga experimentos de menor escala pero de alta precisión, diseñados para explorar regiones cinemáticas específicas o buscar partículas exóticas que escapan a la cobertura angular de ATLAS o CMS. Estos experimentos se centran principalmente en la "física hacia adelante" (*forward physics*), analizando partículas producidas en ángulos muy pequeños respecto a la línea del haz.

TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation)

Situado cerca del punto de interacción de CMS, TOTEM mide la sección eficaz total protón-protón (σ_{tot}) y estudia la dispersión elástica y la difracción. Desde el punto de vista de la física aplicada, su característica más notable es el uso de Roman Pots: detectores móviles alojados en recipientes de vacío que se insertan físicamente dentro del tubo del haz, acercándose a distancias de apenas milímetros del haz de protones estable para detectar protones dispersados elásticamente que no han colisionado de frente [19].

LHCf (LHC forward)

Compuesto por dos detectores situados a 140 metros a cada lado del punto de colisión de ATLAS, LHCf utiliza calorímetros compactos para medir partículas neutras (neutrones y fotones) producidas en la región de rapidez cero. Su objetivo es calibrar los modelos de interacción hadrónica utilizados en la física de rayos cósmicos de ultra-alta energía, simulando en el laboratorio las lluvias de partículas que ocurren cuando los rayos cósmicos impactan la atmósfera terrestre [20].

MoEDAL (Monopole and Exotics Detector at the LHC)

Desplegado alrededor del punto de interacción del LHCb, MoEDAL busca nueva Física altamente ionizante, como los hipotéticos monopolos magnéticos predichos por Dirac o partículas supersimétricas masivas estables. A diferencia de los otros experimentos que usan electrónica rápida, MoEDAL emplea una tecnología puramente pasiva: grandes matrices de Detectores Nucleares de Trazas (NTD) hechos de plástico. Si un monopolo atraviesa el plástico, deja un daño estructural permanente a nivel molecular que es revelado posteriormente mediante ataque químico y escaneo microscópico, ofreciendo una firma libre de ruido de fondo [21].

La Nueva Generación: FASER y SND@LHC

Para el Run 3 del LHC, se han incorporado nuevos experimentos situados en los túneles de servicio (TI12 y TI18) a casi 500 metros de ATLAS:

- **FASER (Forward Search Experiment):** Diseñado para detectar partículas ligeras y de interacción extremadamente débil (como fotones oscuros) que pueden decaer en el vacío lejos del punto de interacción [22].
- **SND@LHC (Scattering and Neutrino Detector):** Optimizado para detectar neutrinos de alta energía producidos en el colisionador, una ventana de física que había permanecido inexplorada hasta la fecha en el LHC.

Capítulo 3

El Experimento ALICE 3

ALICE es uno de los cuatro experimentos principales del Gran Colisionador de Hadrones en el CERN y está dedicado principalmente a la física de iones pesados [12]. Su objetivo fundamental es lograr la caracterización detallada del Plasma de Quarks y Gluones (QGP), un estado de la materia de interacción fuerte predicho teóricamente por la Cromodinámica Cuántica en el retículo (*Lattice QCD*), y que ha sido observado en colisiones de iones pesados ultra-relativistas por experimentos en el RHIC y en el LHC [23, 24].

A pesar de los ambiciosos programas de actualización y física que se completarán en los próximos ocho años, persistirán interrogantes cruciales tras la toma de datos de ALICE durante los Runs 3 y 4 del LHC. Estos desafíos incluyen una comprensión más profunda de la rica fenomenología de la materia QCD, buscando conectar en una descripción unificada fenómenos como la pérdida de energía de los partones, el flujo colectivo, la hadronización y la radiación electromagnética. La finalización exitosa de esta tarea requeriría la construcción de un nuevo detector con capacidades de tasa incrementadas, así como una reconstrucción de vértices y seguimiento (*tracking*) mejorados sobre amplios rangos de momento y pseudorapidez. Este proyecto, denominado **ALICE 3**, está siendo optimizado para tener capacidades excelentes para estudios de sabor pesado (*heavy-flavour*) y radiación electromagnética [4]. Se espera que el detector ALICE 3 tome datos durante el Run 5 (2035-2038) y el Run 6 (2040-2042) del HL-LHC.

El núcleo de ALICE 3 será un dispositivo de rastreo compuesto íntegramente de silicio que cubrirá ocho unidades de pseudorapidez, un sistema de Tiempo de Vuelo (TOF) consistente en dos capas cilíndricas con una resolución temporal de 20 ps, un detector RICH (*Ring Imaging Cherenkov*) que permitirá la separación e/π hasta 2 GeV/c, El diseño también integra un calorímetro electromagnético cuya cobertura instrumenta tanto la región del barril central como una de las regiones frontales (forward). Todos estos detectores estarán ubicados dentro de un imán superconductor, proporcionando un campo magnético de $B = 2$ T. Adicionalmente, se considera un Rastreador de Conversión Frontal (FCT) para medir fotones hasta momentos transversales de $p_T \approx 2$ MeV/c.

Para la identificación de muones, el detector MID (*Muon Identifier*) consistirá en un absorbedor de acero de forma cilíndrica de aproximadamente 70 cm de espesor, rodeando el imán. Las cámaras del MID envolverán el absorbedor

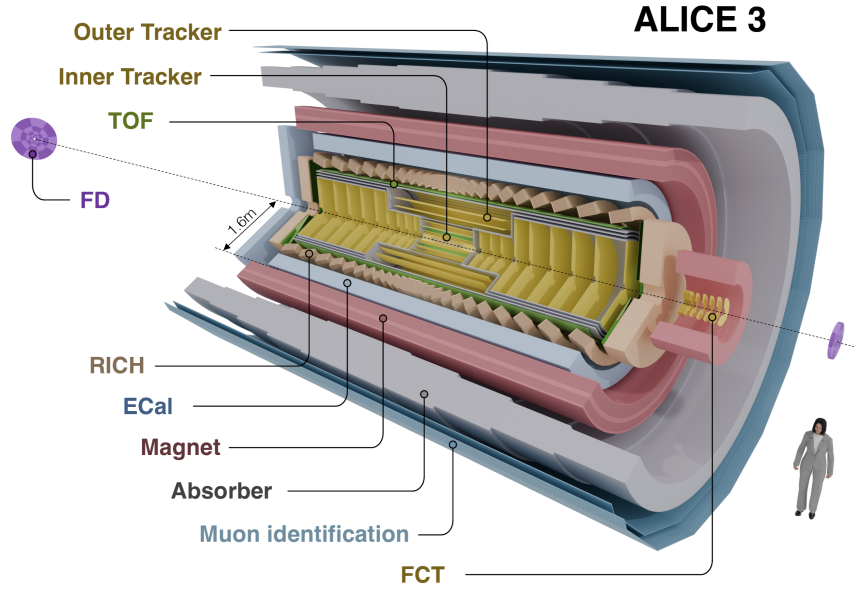


Figura 3.1: Diseño conceptual del detector ALICE 3. Se muestra el sistema de rastreo interno de silicio, el imán superconductor compacto (en rojo) y la envoltura exterior que corresponde al sistema identificador de muones. Fuente: Adaptado de [4].

permitiendo el etiquetado de muones (*muon tagging*) mediante la coincidencia de impactos en los detectores de muones con trazas del rastreador, ver Figura 3.1.

El espesor del absorbedor está siendo optimizado para la reconstrucción eficiente de J/ψ emitidos en reposo en $\eta = 0$, lo cual requiere la identificación de muones con un momento transversal tan bajo como $p_T = 1,5 \text{ GeV}/c$. Con respecto al subsistema MID, se proponen cámaras de muones con una granularidad de $\Delta\phi\Delta\eta = 0,02 \times 0,02$. La tasa moderada de partículas cargadas de unos pocos Hz/cm^2 en el subsistema MID, junto con la granularidad requerida de un tamaño de pad de 50-60 mm, abren la posibilidad de utilizar tecnologías bien conocidas como las Cámaras Proporzionales Multi-hilo (MWPCs) y las Cámaras de Placas Resistivas. Sin embargo, el uso de paletas de centellador (*scintillator paddles*), es decir, barras de centellador equipadas con fibras desplazadoras de longitud de onda (WLS) y lectura mediante fotomultiplicadores de silicio (SiPM), se considera actualmente como la opción base en la Carta de Intención (LoI) de ALICE 3 [4]. Esta opción considera dos capas de paletas de centellador cruzadas (5 cm de ancho) con un espacio de 10 cm entre dos capas. Tanto las RPCs como los centelladores representan una solución costo-efectiva para cubrir un área de detección de aproximadamente 360 m^2 , la Figura 3.2 muestra la geometría del absorbedor así como la dos capas de cámaras de muones, hecho con GEANT4.

3.1. Programa de Física

El programa de física de ALICE 3 se construye sobre los cimientos sólidos y los descubrimientos realizados durante las primeras etapas de operación del LHC.

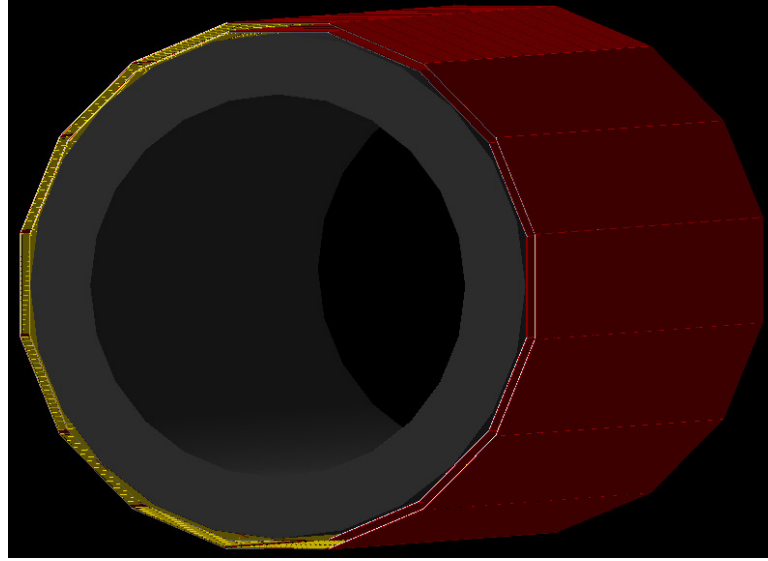


Figura 3.2: Esquema del Identificador de Muones (MID) propuesto para ALICE 3. Se detalla el absorbedor de acero y la disposición de las capas de detección, donde se evalúa el uso de tecnología RPCs, realizado con GEANT4.

Para justificar la necesidad de un nuevo detector con las capacidades descritas anteriormente, es imperativo revisar primero el estado actual del conocimiento y las preguntas abiertas que persisten en el campo.

3.1.1. Estado actual de la física de iones pesados en el LHC

Actualmente, los cuatro experimentos principales del LHC participan activamente en el programa de física de iones pesados ultra-relativistas. Las campañas de toma de datos del Run 1 y Run 2 ya han conducido a avances cruciales en nuestra comprensión de las propiedades del diagrama de fases de la Cromodinámica Cuántica (QCD) y del Plasma de Quarks y Gluones (QGP).

Las mediciones de los rendimientos totales (*total yields*) de diferentes especies de partículas, realizadas con un nivel de precisión sin precedentes abarcando ocho órdenes de magnitud, parecen ser consistentes con una producción originada a partir de la función de partición estadística. Esto sugiere que el sistema alcanza un equilibrio térmico químico muy rápidamente tras la colisión.

En el sector de sabor pesado, las mediciones han permitido observar una dependencia de la pérdida de energía en el QGP con respecto a la masa del quark. Este fenómeno valida las predicciones teóricas sobre el efecto de cono muerto (*dead cone effect*), donde la radiación de gluones se suprime para quarks masivos, abriendo el camino a un programa sistemático de investigación de las propiedades del medio utilizando quarks *charm* y *beauty* como sondas calibradas [25].

Se realizaron descubrimientos fundamentales en el estudio de la producción de J/ψ , encontrando evidencia de un nuevo mecanismo de producción mediante la combinación (o regeneración) de quarks *charm* y *anti-charm* desconfiados. La noción de quarks *c* desconfiados y en gran medida termalizados dentro del

QGP está fuertemente respaldada por la observación, con una significancia de cinco sigma, de asimetría azimutal en la producción de J/ψ . Esta anisotropía es una señal directa de que los propios quarks c participan en el flujo colectivo del medio antes de hadronizarse.

Asimismo, se observaron señales sorprendentes de comportamiento colectivo en sistemas de colisión pequeños (protón-plomo, protón-protón) de alta multiplicidad. La aparición de estructuras de correlación de largo alcance, conocidas como *ridges*", ha impulsado la búsqueda del desarrollo de posibles fenómenos precursores del QGP en función del tamaño del sistema de colisión, desafiando la idea tradicional de que el QGP solo se forma en grandes volúmenes nucleares.

El acceso directo a jets completamente reconstruidos ha proporcionado datos valiosos sobre la modificación de las cascadas de partones (*parton showers*) en el medio y sobre las asimetrías de energía inducidas por el medio en di-jets (fenómeno de *Jet Quenching*). Las mediciones de alta precisión de las asimetrías azimutales en la producción de partículas (*bulk*) han establecido una conexión precisa entre los armónicos de la distribución azimutal (v_n) y las fluctuaciones en la geometría inicial de la colisión, confirmando el comportamiento hidrodinámico del QGP como un fluido de muy baja viscosidad. (Estos son solo algunos ejemplos importantes de los hallazgos de la campaña de iones pesados del LHC hasta ahora. Para una evaluación detallada de los hallazgos principales del experimento ALICE en el Run 1 y Run 2, véase [25]).

A pesar del enorme progreso realizado hasta ahora, varias preguntas fundamentales permanecen abiertas y necesitan ser abordadas experimentalmente. Por ejemplo, las mediciones de flujo colectivo a bajo p_T se modelan con éxito en términos de hidrodinámica QCD operando a escalas de tiempo sub-fermi, y la supresión genérica de los rendimientos de hadrones a alto p_T puede explicarse mediante modelos de *jet quenching* en términos de cascadas de partones modificadas por el medio. Sin embargo, la dinámica microscópica que da lugar a la rápida hidrodinamización no ha sido probada experimentalmente.

Del mismo modo, persiste la incógnita sobre cuán eficientemente pierden momento los partones, se hidrodinamizan y se termalizan en la materia QCD densa. Además, los mecanismos dinámicos que conducen a una composición hadroquímica característica dependiente de la multiplicidad del evento siguen siendo desconocidos, y nuestra comprensión de la hadronización del sabor pesado, en particular en el sector de bariones (como la producción anómala de Λ_c), es todavía incompleta.

3.1.2. Física de iones pesados más allá del Run 4

Construyendo sobre el éxito rotundo de las campañas del Run 1 y 2, los experimentos del LHC se preparan para los inminentes Runs 3 y 4, periodos en los cuales se espera un progreso significativo adicional. La colaboración ALICE acaba de completar un programa de actualización mayor (durante el Long Shutdown 2) diseñado específicamente para la física de colisiones nucleares ultra-relativistas, centrándose en la mejora de sus capacidades de tasa de eventos y en una mejora sustancial del rendimiento de rastreo (*tracking*) y reconstrucción de vértices a

bajo momento.

Paralelamente, las actualizaciones en curso o planificadas por los experimentos ATLAS, CMS y LHCb, aunque no están dirigidas exclusivamente a la física del QGP, conducirán inevitablemente a mejoras importantes en sus capacidades para iones pesados. Como consecuencia, se espera un avance sustancial en el transcurso de la presente década. Las mediciones de precisión de hadrones de sabor pesado permitirán lograr una caracterización más exacta de la dependencia de masa en la pérdida de energía de los quarks que atraviesan el medio. Los estudios de alta estadística sobre la abundancia relativa de partículas de sabor pesado harán visible una gran fracción de la "tabla de hadronización" del *charm*.

Adicionalmente, las correlaciones γ/Z^0 -jet permitirán acceder al balance de momento transversal inicial del partón en propagación, eliminando las ambigüedades asociadas a la pérdida de energía del jet compañero (*back-to-back*). Los jets de sabor pesado completamente reconstruidos permitirán el estudio de las modificaciones de las funciones de fragmentación. También serán posibles mediciones de precisión de las asimetrías azimutales de estados de quarkonia y la primera medición de la temperatura del espectro de dileptones térmicos [26].

ALICE, en particular, aspira en los Runs 3 y 4 a mejorar sustancialmente la precisión de las mediciones de producción de sabor pesado. Las mediciones existentes en el LHC ya han demostrado que los quarks *charm* pierden energía al propagarse a través del QGP y que la producción de bariones con *charm* (Λ_c) se incrementa en colisiones centrales Pb-Pb. Esto sugiere que nuevos mecanismos de hadronización están actuando, por ejemplo, vía la coalescencia o combinación de quarks producidos independientemente, y que los quarks *charm* pueden llegar a equilibrarse térmicamente en gran medida dentro del plasma.

La resolución de apuntamiento (*pointing resolution*) mejorada y la tasa de lectura del aparato actualizado permitirán medir cocientes barión/mesón en el sector *charm*, así como mesones de doble sabor, como el D_s , con precisión suficiente para desacoplar los efectos del transporte de *charm* de los efectos de hadronización, restringiendo así los coeficientes de transporte ($D_s, \hat{q}$) de los quarks en el QGP. Con la futura actualización del ITS 3 (un detector de silicio curvado ultra-ligero), ALICE también realizará las primeras mediciones precisas con hadrones *beauty*. No se espera que los quarks *beauty*, debido a su gran masa ($m_b \approx 4,2$ GeV), alcancen un equilibrio térmico completo, proporcionando así no solo una prueba cualitativa importante del transporte de quarks pesados, sino también de la hadronización lejos del equilibrio [27]. Sin embargo, la precisión de los resultados esperados de los Runs 3 y 4 en el sector *beauty* es limitada, y se necesita un nuevo salto en resolución de apuntamiento, aceptación y tasas de eventos (como el propuesto por ALICE 3) para determinar las propiedades de transporte y hadronización de los quarks *beauty*.

El estudio de la hadronización del QGP mediante la combinación de quarks no correlacionados es clave para entender la dinámica que conecta la hadronización y el flujo colectivo. A pesar del salto significativo en el número de especies de partículas de sabor pesado accesibles durante los Runs 3 y 4, tales estudios seguirán estando severamente limitados por la dependencia en hadrones para los cuales la mezcla confusa de otros mecanismos de hadronización competidores

(fragmentación de cuerdas, producción inicial, etc.) sigue siendo significativa.

El acceso inequívoco a la física del QGP en hadronización requiere la capacidad de medir la producción de partículas para las cuales la producción por otros mecanismos está severamente suprimida. Esto se logra buscando hadrones con múltiples quarks pesados: la supresión en mecanismos convencionales es de hasta dos órdenes de magnitud para hadrones con dos quarks *charm*, como el barión Ξ_{cc} , y de hasta tres órdenes de magnitud para tres quarks *charm*, como el Ω_{ccc} . En un modelo de coalescencia pura dentro de un QGP rico en quarks *c*, la producción de estos estados exóticos se vería dramáticamente realzada en comparación con las predicciones de vacío [28].

Otro objetivo fundamental para los Runs 3 y 4 es obtener la primera medición de la emisión de dileptones térmicos en el LHC, tanto para determinar la temperatura en la fase temprana de las colisiones como para estudiar los mecanismos de restauración de la simetría quiral en el régimen de densidad bariónica nula. A masa intermedia de dileptones, las modificaciones de la función espectral del mesón ρ proporcionarán información sobre la restauración de la simetría quiral a alta temperatura. La producción de dileptones térmicos a gran masa proporciona una ventana única a la temperatura alcanzada en las etapas tempranas de la colisión antes de que ocurra la hadronización.

Con el aparato actual de ALICE, sin embargo, estas mediciones seguirán sufriendo de un fondo considerable de dileptones correlacionados provenientes de desintegraciones de sabor pesado (pares $c\bar{c}$ y $b\bar{b}$), lo que limita la precisión en el rango de masa por encima del pico del ρ , donde se espera que la mezcla $\rho - a_1$ deje una firma específica de la restauración quiral. Se requiere una precisión mejorada a gran masa, así como una estadística mayor, para realizar mediciones diferenciales de producción de dielectrones y flujo elíptico para trazar la evolución de la emisión de radiación electromagnética con la temperatura y para desacoplar la emisión del QGP de la fase hadrónica.

3.2. Detector y Sistemas

En esta sección se presentan los estudios detallados sobre la implementación del concepto del detector, el cual se ilustra esquemáticamente en la Figura 3.3. El diseño global del detector está impulsado fundamentalmente por los requisitos experimentales necesarios para llevar a cabo las mediciones físicas de precisión discutidas anteriormente: una capacidad robusta de seguimiento (*tracking*) e identificación de partículas (PID) que abarque una gran aceptación angular, una reconstrucción de vértices (*vertexing*) de excelencia para resolver desintegraciones de vida media muy corta, y una capacidad de lectura continua (*continuous readout*) sin disparador de hardware (*triggerless*) para manejar las altas tasas de interacción del HL-LHC.

Para cada subsistema, se discuten las tecnologías idóneas para cumplir con estas especificaciones. En el caso de tecnologías que ya se consideran viables, se presenta el estado del arte actual; sin embargo, se señalan áreas críticas que requieren Investigación y Desarrollo (I+D) dedicado, particularmente en lo referente a la minimización del presupuesto de material, la gestión térmica y la

tolerancia a la radiación. Un enfoque clave es la adopción generalizada de la tecnología CMOS de Sensores de Píxeles Activos Monolíticos (MAPS), que promete revolucionar la relación señal-ruido y la granularidad espacial del detector [29].

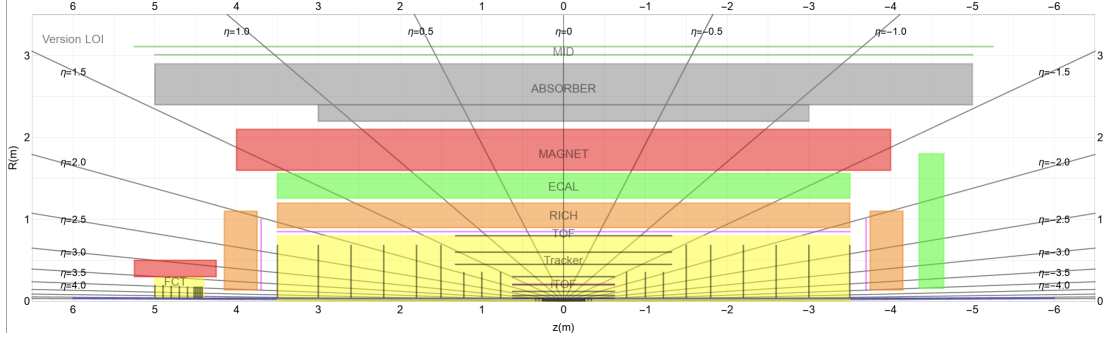


Figura 3.3: Corte transversal longitudinal del detector ALICE 3: El sistema de rastreo basado en MAPS se complementa con detectores de identificación de partículas (PID) (TOF interno y externo, RICH), todos alojados dentro del campo de un sistema de imán superconductor. Además, se muestran el calorímetro electromagnético (ECal), el identificador de muones y el Rastreador de Conversión Frontal (FCT). Fuente: [4].

De manera análoga a la estrategia empleada para las actualizaciones del Long Shutdown 2 (LS2), el desarrollo, construcción e instalación de este proyecto de gran envergadura se llevará a cabo en paralelo con la operación del experimento actual y las actualizaciones planificadas para el LS3. Estas actualizaciones intermedias (LS3) están bien contenidas y son considerablemente menores en alcance en comparación con ALICE 3.

Por ejemplo, si bien el proyecto ITS3 (la actualización del Sistema de Trazas Interno para el Run 4) requiere actividades de I+D dedicadas —como el desarrollo de sensores de silicio curvados ultramínimos—, su instalación y operación real se apoyan en la infraestructura (por ejemplo, sistemas de lectura y servicios) que ya se utilizan actualmente con el ITS2. Además, el cronograma del LHC contempla tiempo suficiente para la instalación y puesta en servicio de estos nuevos componentes durante el LS3, lo que permitirá validar tecnologías clave que servirán como precursores para el diseño final de ALICE 3 [27].

3.2.1. Detector de Vértice y Rastreador Externo

Para alcanzar las ambiciosas metas de rendimiento discutidas en los capítulos previos, el detector concebido se basa en una arquitectura de 11 capas de barril y 2×12 discos en la región frontal (*forward discs*). El sistema se divide funcionalmente en un Detector de Vértice (*Vertex Detector*), conformado por las primeras 3 capas y 2×3 discos, los cuales están montados de manera retráctil dentro de un vacío secundario, y el Rastreador Externo (*Outer Tracker*).

Este sistema cubrirá un intervalo de pseudorapidez de $|\eta| < 4$, con extensiones longitudinales de ± 400 cm y radiales de 0,5 a 80 cm, respectivamente. La Tabla 3.1 detalla la posición, el espesor de material y la resolución intrínseca propuesta para

cada capa. La superficie activa resultante suma alrededor de 60 m². Sin embargo, considerando un solapamiento (*overlap*) de sensores de aproximadamente el 10 % para cubrir la periferia inactiva y garantizar la hermeticidad del detector, se requiere la instalación de un total de 66 m² de silicio.

El progreso científico de ALICE 3 depende intrínsecamente del avance combinado en la estadística efectiva (luminosidad $\times$ aceptación) y la resolución de apuntamiento (*pointing resolution*). Esta última escala linealmente con la distancia radial del primer impacto (r_0) desde el punto de interacción y con la raíz cuadrada del espesor de material de la primera capa (x/X_0) debido al fenómeno de dispersión múltiple de Coulomb (*multiple scattering*):

$$\sigma_{d_0} \propto r_0 \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (3.1)$$

A partir de este escalamiento, resulta evidente que el rendimiento previsto solo puede lograrse mediante una capa ultra delgada situada lo más cerca posible del punto de interacción. No obstante, esta proximidad está limitada fundamentalmente por la apertura requerida para los haces en colisión. Dado que se requiere una apertura mucho más amplia durante la fase de inyección de energía del LHC (para evitar daños por inestabilidades del haz), la única manera viable de posicionar detectores a 5 mm del haz es mediante un diseño retráctil. Un diseño estático convencional estaría limitado a ubicar la primera capa a ~ 15 mm del punto de interacción, lo cual degradaría la resolución de vértice por un factor de tres.

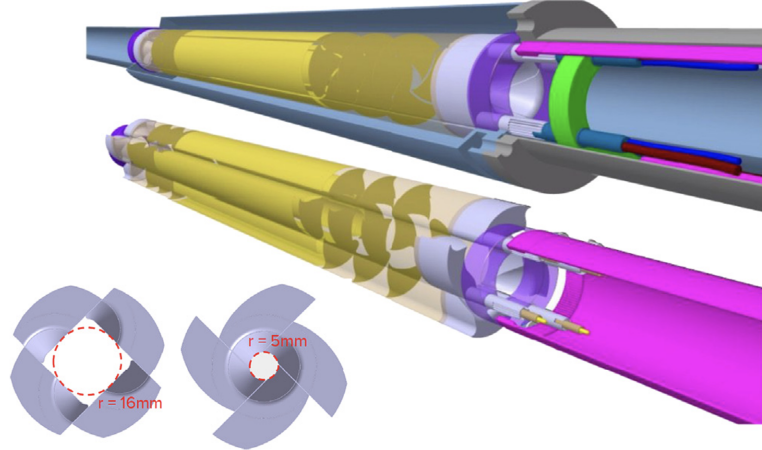


Figura 3.4: Concepto mecánico del detector de vértice retráctil (Iris Tracker") para ALICE 3. Se muestra la configuración abierta para la inyección del haz (izquierda) y cerrada para la toma de datos (derecha), permitiendo acercar los sensores a 5 mm del punto de interacción.

Es crucial garantizar que el primer impacto de la partícula ocurra siempre en la primera capa radial, cuyo espesor de material determina, por ende, la resolución de apuntamiento final (incluso para trazas muy frontales). El tamaño de píxel (*pixel pitch*) de 10 μm se ha seleccionado de tal manera que la resolución de posición resultante de $\sim 2,5 \mu\text{m}$ sea despreciable con respecto a la contribución

dominante de la dispersión múltiple para trazas con un momento transversal de hasta 1 GeV/c.

Por otro lado, el radio exterior del rastreador define el brazo de palanca (*lever arm*) en el plano de curvatura magnética, lo cual determina directamente la resolución de momento ($\delta p/p$). El número de capas y sus posiciones radiales se han elegido estratégicamente para limitar la ineficiencia en la búsqueda de trazas debida a la asignación de impactos falsos (*fake hits*). Cabe destacar que el costo del detector está dominado por las capas exteriores (debido a que el área escala con r^2), teniendo una dependencia débil con el número de capas intermedias.

El diseño actual presentado fue preparado para los estudios de rendimiento concretos de la Carta de Intención (LoI). En preparación para los Informes de Diseño Técnico (TDRs), se llevará a cabo una optimización detallada que tomará en cuenta todos los aspectos relevantes, tales como las probabilidades de impactos falsos, el rastreo de partículas secundarias (crucial para la física de extrañeza y la reconstrucción de hiperones) y el impacto de posibles zonas muertas en las capas del detector.

Cuadro 3.1: Posición radial, longitud y espesor de material propuesto para las capas del barril del Rastreador de ALICE 3

Capa	Radio (cm)	Longitud ($\pm z$ cm)	Espesor (X/X_0 %)
0 (Vértice)	0.5	10	0.1
1 (Vértice)	1.2	10	0.1
2 (Vértice)	2.5	10	0.1
3	4.0	26	1.0
4	6.0	38	1.0
5	13.0	70	1.0
6	23.0	104	1.0
7	36.0	148	1.0
8	50.0	196	1.0
9	66.0	250	1.0
10	80.0	298	1.0

3.2.2. Sistema de Tiempo de Vuelo (TOF)

El sistema de Tiempo de Vuelo (TOF) proporciona identificación de partículas (PID) sobre la aceptación completa del detector ($|\eta| < 4$). Su arquitectura comprende capas de TOF internas (*Inner TOF*) y externas (*Outer TOF*) ubicadas en el barril central, así como discos frontales en ambos lados del experimento. La función primordial de este sistema es medir el tiempo t que tarda una partícula en recorrer la distancia L desde el vértice de colisión, permitiendo determinar su velocidad $\beta = L/ct$ y, en combinación con el momento medido por el rastreador, derivar su masa.

Para cumplir con los objetivos de física, se establecen requisitos clave: una resolución temporal de 20 ps r.m.s., un presupuesto de material extremadamente

bajo de $1 - 3\%X_0$ (para no degradar la resolución de los calorímetros y el MID situados detrás) y una densidad de potencia de 50 mW/cm^2 . En los últimos años, varios grupos de investigación han logrado mejoras impresionantes en el rendimiento temporal de los sensores de silicio [30], lo que los convierte en candidatos ideales para nuestro propósito frente a tecnologías gaseosas tradicionales (como las MRPC usadas actualmente en ALICE).

Sin embargo, sistemas de gran área como los necesarios para ALICE 3 (decenas de metros cuadrados) aún no han sido construidos con estas especificaciones, por lo que se requiere un programa de I+D dedicado. Comparado con los detectores de propósito general del LHC (ATLAS/CMS), los requisitos en términos de tasa de impactos y dureza a la radiación en ALICE 3 son moderados, lo cual abre varias oportunidades tecnológicas que pueden ser explotadas para reducir costos y complejidad.

Las capas de TOF pueden equiparse con el mismo sensor y electrónica de lectura (*front-end*), posiblemente con una optimización dedicada en términos de integración y estrategia de lectura. Como ejemplo, para la capa externa, donde la tasa por unidad de área es menor debido a la distancia radial, se pueden agrupar más módulos de sensores para reducir el número de líneas de transmisión de datos. El tamaño de celda requerido es de $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ para el TOF interno y de $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ para el externo, con el fin de proporcionar un emparejamiento eficiente (*matching*) de las trazas extrapoladas desde el rastreador. La elección final del tamaño físico de la celda estará determinada principalmente por la capacitancia del sensor y el ruido electrónico asociado. Varias de estas celdas se agrupan luego dentro de la electrónica de lectura para formar la granularidad requerida para el procesamiento posterior. Para limitar el presupuesto de material y el costo, el objetivo es implementar cada sistema TOF con una sola capa de sensores.

Se han identificado tres tecnologías de sensores como candidatas para I+D dedicado en los próximos años:

- **Sensores CMOS (Fully Depleted CMOS):** Podrían proporcionar tanto resolución temporal como cobertura completa con una sola capa, permitiendo un verdadero diseño monolítico 2D. Esto reduciría significativamente los costos de fabricación, ofreciendo al mismo tiempo un ensamblaje más simple y económico. Se necesita una I+D vigorosa aquí, ya que la resolución temporal de los sensores CMOS estándar necesita ser empujada significativamente más allá de los valores presentes. Probablemente, se deba implementar una capa de ganancia delgada (*thin gain layer*) para alcanzar la resolución de temporización de 20 ps manteniendo el consumo de energía dentro de límites razonables [31].
- **Diodos de Avalancha de Baja Ganancia (LGAD):** Esta tecnología se basa en sensores de silicio con una capa interna de multiplicación de carga moderada ($\text{Gain} \approx 10 - 20$). Los LGADs ya han demostrado resoluciones temporales de $\sim 30 \text{ ps}$ en aplicaciones para ATLAS y CMS [32]. El desafío para ALICE 3 radica en aumentar el factor de llenado (*fill factor*) y reducir el espesor para minimizar el material.

- **Diodos de Avalancha de Fotón Único (SPAD):** Operan en modo Geiger y ofrecen una respuesta temporal extremadamente rápida, aunque su integración en grandes áreas y su tasa de conteo oscuro (*dark count rate*) presentan desafíos de ingeniería que deben ser evaluados.

3.2.3. Detector RICH

La radiación Cherenkov puede utilizarse para extender las capacidades de identificación de partículas a rangos de momento transversal (p_T) que están fuera del alcance del detector TOF externo. El principio físico se basa en la emisión de fotones cuando una partícula cargada atraviesa un medio dieléctrico a una velocidad superior a la velocidad de fase de la luz en dicho medio. El índice de refracción del radiador (n) determina el umbral de velocidad y la ventana de p_T en la cual el detector proporciona una separación efectiva, regida por la relación $\cos \theta_c = 1/(n\beta)$.

Para asegurar la continuidad en las capacidades de PID más allá del límite del TOF en el barril central, se requiere un índice de refracción de $n = 1,03$. Este valor específico, que se sitúa en el difícil régimen entre los gases y los líquidos, se puede lograr convenientemente utilizando aerogel de sílice como material radiador. Debido al impulso de Lorentz, se necesita un índice de refracción menor para lograr una cobertura adecuada de p_T en la región frontal.

Las especificaciones del sistema de Detección de Cherenkov de Imagen de Anillo (*Ring-Imaging Cherenkov* o RICH), instalado a continuación del detector TOF, se derivan del requisito de extender la separación electrón/pión (e/π) desde 500 MeV/c (el límite práctico del TOF) hasta ~ 2 GeV/c, y la identificación de hadrones cargados (separación π/K a 3σ) hasta ~ 10 GeV/c.

Para este fin, se ha implementado en simulaciones con Geant4 un diseño de detector RICH que consta de una loseta de aerogel de 2 cm de espesor y una capa de fotodetección situada a 20 cm del radiador. Este diseño se basa puramente en el enfoque de proximidad (*proximity focusing*), eliminando la necesidad de espejos complejos y reduciendo el presupuesto de material.

Para la detección de fotones, se ha asumido el rendimiento de Fotomultiplicadores de Silicio (SiPMs), específicamente el modelo Hamamatsu 13360-3050CS. Estos dispositivos ofrecen una eficiencia de detección de fotones pico (PDE) del 40 % y una tasa de conteo oscuro (DCR) de 50 kHz/mm². La Figura 3.5 muestra el número promedio de fotones detectados y la resolución del ángulo Cherenkov obtenida en eventos de una sola partícula.

Adicionalmente, se han estudiado colisiones Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5,76$ TeV basadas en simulaciones con Pythia 8. El algoritmo de reconstrucción de ángulos se basa en el método de la Transformada de Hough, aplicado en combinación con un corte temporal (*time cut*) estricto de 1 ns. La aplicación de dicha ventana temporal reduce el DCR y el volumen de datos relacionado en un factor de 25, lo cual es crucial para la gestión de datos en el entorno del HL-LHC.

Una marca de tiempo (*time stamping*) más precisa de los fotones Cherenkov detectados (es decir, ~ 50 ps o mejor) permite una reducción adicional *offline* de las cuentas oscuras y del ruido correlacionado (en particular, los *afterpulses* o

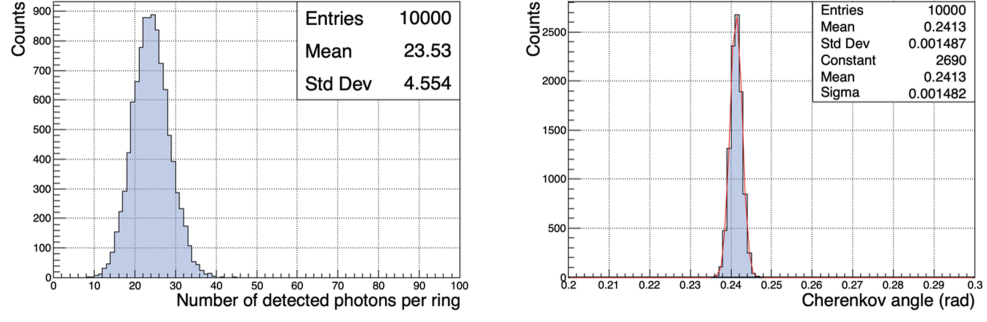


Figura 3.5: Rendimiento simulado del detector RICH: (Izquierda) Número promedio de fotones detectados por anillo. (Derecha) Resolución del ángulo Cherenkov ($\sigma_{\theta_{ch}}$) en función del momento. Fuente: [4].

post-pulsos característicos de los SiPMs). Además, en eventos de alta multiplicidad provenientes de colisiones de iones pesados, la mayor parte del fondo para cada anillo Cherenkov reconstruido está relacionada con impactos de trazas y fotones producidos por otras partículas cargadas no asociadas. Dependiendo de su momento, el tiempo de llegada puede diferir desde decenas hasta varios cientos de picosegundos.

Por lo tanto, conocer el tiempo de cada tipo de impacto en el SiPM con alta precisión permite un mejor emparejamiento de los impactos de partículas con las trazas extrapoladas y, en general, una reducción de la contribución del fondo al error del ángulo Cherenkov. Para una reducción adicional del DCR a nivel *online* (hardware), se contempla la refrigeración de los SiPMs (típicamente a temperaturas bajo cero), lo cual mitiga el ruido térmico y extiende la vida útil de los sensores ante el daño por radiación [33].

3.2.4. Calorímetro Electromagnético (ECal)

El Calorímetro Electromagnético (ECal) está planificado para cubrir la totalidad de la región del barril central y una región frontal, abarcando un rango de rapidez de $-1,6 < \eta < 4$. Esta amplia cobertura es esencial para medir la radiación térmica del QGP y estudiar correlaciones jet-fotón.

La mayor parte de este rango de rapidez será instrumentada utilizando un calorímetro de muestreo. Esta tecnología, basada típicamente en una estructura tipo "Shashlik" (capas alternadas de plomo como absorbente y centellador como material activo leídas por fibras ópticas WLS), ofrece una solución robusta y económica para cubrir grandes áreas con buena resolución energética.

Sin embargo, una fracción del barril central será cubierta por cristales de Tungstato de Plomo ($PbWO_4$) existentes reutilizados potencialmente de experimentos anteriores como ALICE PHOS para la medición de precisión de estados de *charmonium* (χ_c) y fotones directos suaves [34]. Estas sondas físicas no requieren una aceptación tipo "back-to-back" (coincidencia a 180 grados), por lo que la disposición del detector (ya sea un anillo estrecho o un medio anillo más ancho) puede optimizarse basándose en aspectos prácticos de la integración mecánica y el soporte estructural.

El ECal del barril central se ubica radialmente entre el detector RICH y el criostato del imán, ocupando el espacio entre radios interno y externo de $R_{in} = 1,15$ m y $R_{out} = 1,45$ m, respectivamente. Su longitud total de 7 m permite cubrir el rango de pseudorapidez $|\eta| < 1,6$.

Por su parte, la tapa final (*endcap*) se realiza mediante un disco con radio interior de 0.16 m y radio exterior de 1.8 m. Este componente se instala en una posición longitudinal de $z_{ECal} = 4,35$ m, cubriendo el rango de pseudorapidez extendido de $1,6 < \eta < 4$.

El sector del ECal destinado a proporcionar la medición de energía de máxima precisión cubrirá una región azimutal completa de $\Delta\phi = 2\pi$ pero restringida a un rango central de pseudorapidez de $|\eta| < 0,33$, lo cual corresponde a una longitud física de $|z| < 0,64$ m alrededor del punto de interacción. Esta configuración híbrida permite equilibrar el costo con la necesidad de alta resolución para física de fotones térmicos de bajo momento.

3.2.5. Identificador de Muones (MID)

El objetivo primordial del Identificador de Muones es la reconstrucción de estados de quarkonia en particular de *charmonia* ($J/\psi, \psi'$) hasta un momento transversal nulo ($p_T = 0$) en el canal dimuónico ($\mu^+\mu^-$). Esta capacidad complementa de manera crítica las capacidades de identificación de electrones del barril central, ofreciendo un canal de desintegración con una relación señal-ruido diferente y menores efectos de *bremssstrahlung*.

El sistema MID proporcionará el etiquetado (*tagging*) de muones para aquellas partículas que ya han sido reconstruidas con alta precisión espacial en el rastreador interno. Físicamente instalado fuera del sistema magnético, el detector está compuesto por cámaras diseñadas para rastrear partículas cargadas que logran atravesar un absorbedor de hadrones pasivo de aproximadamente 1 kilotonelada.

La decisión sobre si este absorbedor se construirá con hierro o acero no magnético dependerá de consideraciones prácticas de ingeniería, como el estrés mecánico sobre las estructuras de soporte y el costo. Desde el punto de vista del rendimiento físico es decir, el emparejamiento eficiente de muones, los estudios indican que ambas opciones son viables.

Para asegurar una buena eficiencia de reconstrucción para *charmonia* hasta $p_T = 0$ GeV/c sobre un gran intervalo de pseudorapidez, se deriva el requisito cinemático de reconstruir muones individuales hasta momentos tan bajos como $p \sim 1,5$ GeV/c en la región central ($\eta \approx 0$). Este umbral es crítico: si el absorbedor es demasiado grueso, los muones de bajo momento se detendrán por pérdida de energía por ionización (dE/dx) antes de llegar a las cámaras; si es demasiado delgado, el fondo de hadrones que perforan el blindaje saturará la señal.

Se realizaron simulaciones detalladas del fondo hadrónico en las colisiones Pb-Pb más centrales (0-10 %) a una energía de centro de masa de $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV. Los resultados optimizaron el diseño hacia un espesor de absorbedor de 70 cm en $\eta = 0$. Este espesor, combinado con cámaras de muones con una granularidad de $\Delta\phi\Delta\eta = 0,02 \times 0,02$, demostró ser suficiente para una identificación de muones eficiente, manteniendo la contaminación hadrónica (piones y kaones que

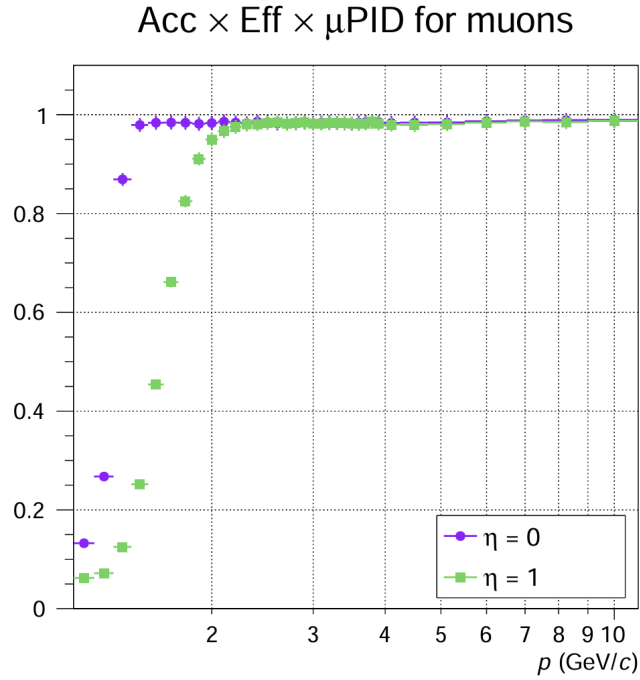


Figura 3.6: Rendimiento del Identificador de Muones (MID) para la configuración base. La gráfica muestra el producto de la Aceptación geométrica por la Eficiencia de reconstrucción y la Eficiencia de identificación de muones. Se observa el umbral de detección efectivo alrededor de $p_T \approx 1,5$ GeV/c, Fuente: [4].

decaen en vuelo o atraviesan el hierro) bajo control.

La tasa moderada de partículas cargadas esperada en el sistema de muones, estimada en ~ 3 Hz/cm², junto con la granularidad requerida definida por un tamaño de pad de 50 – 60 mm, abre el abanico a tecnologías de detección robustas y económicas. En este contexto, las Cámaras de Placas Resistivas (RPCs) emergen como una solución altamente costo-efectiva para instrumentar los aproximadamente 40,000 canales necesarios. Las RPCs ofrecen ventajas significativas: son detectores gaseosos de construcción sencilla, poseen una excelente resolución temporal (intrínsecamente de 1-2 ns en modo avalancha, mejorable con electrónica dedicada) y han demostrado una fiabilidad operativa de décadas en los experimentos ATLAS y CMS [35].

No obstante, la Carta de Intención actual contempla como opción base (*baseline*) el uso de barras de centellador plástico equipadas con fibras desplazadoras de longitud de onda (WLS) leídas por fotomultiplicadores de silicio (SiPMs). Esta tecnología resulta atractiva por su robustez mecánica y facilidad de operación sin gases. El diseño prevé dos capas de barras de centellador cruzadas (5 cm de ancho) separadas por un espacio de aire de 20 cm para proporcionar un vector de dirección rudimentario tras el absorbedor.

Sin embargo, la investigación en RPCs continúa siendo vital como alternativa tecnológica o complemento, especialmente si se consideran configuraciones híbridas o si las restricciones de costo favorecen la producción industrial de detectores gaseosos de gran superficie frente al alto costo de miles de canales de SiPMs.

Capítulo 4

Simulación de Detectores RPC

La caracterización experimental de un detector de partículas suele ser un proceso costoso y lento. Por ello, el desarrollo de modelos de simulación precisos es un paso indispensable en la física de altas energías moderna. Este capítulo describe la metodología computacional empleada para modelar la respuesta de las Cámaras de Placas Resistivas (RPCs) diseñadas. Se utiliza un enfoque híbrido: **GEANT4** para el transporte de partículas primarias y la interacción con los materiales del detector, y **GARFIELD++** para la simulación detallada de los procesos de transporte de electrones, avalancha y generación de señal en el medio gaseoso.

4.1. GEANT4

GEANT4 (*GEometry ANd Tracking*) es un conjunto de herramientas (*toolkit*) de desarrollo de software escrito en C++ que se ha establecido como el estándar fundamental para la investigación en física de partículas, así como para aplicaciones críticas en física médica, blindaje de radiación y tecnología espacial. Su uso trasciende la mera visualización de trayectorias; constituye un motor físico completo basado en el método de Monte Carlo que simula estocásticamente el paso de partículas a través de la materia [36].

La arquitectura de GEANT4 es modular y orientada a objetos, lo que permite al usuario definir con precisión la geometría del detector, los materiales y sus propiedades electromagnéticas u ópticas. A diferencia de un software de caja negra, GEANT4 requiere que el usuario construya la simulación definiendo tres pilares fundamentales:

1. **Construcción del Detector:** Definición de volúmenes sólidos, materiales (usando la base de datos NIST o materiales compuestos personalizados como la mezcla de gases del RPC) y campos electromagnéticos.
2. **Listas de Física (Physics Lists):** Selección de los modelos teóricos que gobernarán las interacciones (procesos electromagnéticos estándar, dispersión múltiple, interacciones hadrónicas, procesos ópticos, etc.).
3. **Generación de Primarios:** Definición de la cinemática de las partículas

incidentes (tipo de partícula, energía, momento y posición), esencial para replicar el flujo de muones cósmicos o haces de prueba.

GEANT4 proporciona modelos detallados para procesos electromagnéticos, hadrónicos y ópticos. En el contexto de los RPCs, la simulación electromagnética es crítica. El software maneja la ionización primaria la creación de pares electrón-ión cuando el muón atraviesa el gas, la *bremsstrahlung*, la dispersión múltiple de Coulomb y el efecto fotoeléctrico. Con un rango de energía que se extiende desde niveles muy bajos (unos pocos electronvolts) hasta energías extremas del orden de tera-electronvolts (TeV), GEANT4 es una herramienta versátil capaz de cubrir todo el espectro dinámico relevante para este trabajo: desde los muones cósmicos de baja energía ($\sim$ GeV) hasta los productos de colisión en el LHC ($\sim$ TeV) [37].

El proceso de simulación se realiza paso a paso. La trayectoria de una partícula (*Track*) se divide en pasos. En cada paso, el kernel de GEANT4 consulta la lista de procesos físicos activos, calcula la longitud de interacción media libre para cada proceso y determina estocásticamente qué interacción ocurre o si la partícula simplemente se transporta al siguiente punto, calculando la pérdida de energía continua (dE/dx) a lo largo del camino.

Para la simulación de los RPCs en esta tesis, GEANT4 se utiliza específicamente para definir la geometría de los gaps de gas y los electrodos resistivos así como la geometría completa del subdetector MID con los detectores RPCs, así como para registrar la posición y energía exacta de cada ionización primaria generada por el muón incidente. Esta información de depósito de energía es el punto de partida esencial que posteriormente alimenta a GARFIELD++ para simular la deriva de electrones y la formación de la avalancha, procesos microscópicos donde GEANT4 cede el paso a herramientas especializadas en transporte de carga en gases.

4.2. GARFIELD++

GARFIELD++ es un software de simulación orientado a objetos desarrollado en C++, utilizado primordialmente en experimentos de física de partículas de altas energías para modelar el comportamiento detallado de detectores de partículas basados en gas. Es una herramienta esencial para simular los procesos de ionización, transporte de electrones y multiplicación de carga que ocurren dentro de volúmenes gaseosos, siendo particularmente crítico para el modelado de Cámaras de Placas Resistivas (RPCs), Cámaras de Proyección de Tiempo (TPCs) y detectores Cherenkov [38].

4.2.1. Arquitectura y Física Microscópica

De manera específica, GARFIELD++ permite simular la respuesta microscópica del detector ante el paso de partículas cargadas. Cuando una partícula (como un muón) atraviesa el volumen activo, ioniza las moléculas del gas, creando pares electrón-ión primarios. GARFIELD++ modela estocásticamente cómo estos electrones son transportados bajo la influencia de campos eléctricos y magnéticos,

cómo se difunden y, crucialmente para las RPCs, cómo se multiplican a través de procesos de avalancha Townsend.

Para lograr este nivel de detalle, GARFIELD++ no opera de forma aislada, sino que integra interfaces con otros códigos especializados que calculan los parámetros fundamentales del gas:

- **Heed:** Utilizado para simular la ionización primaria. Calcula la pérdida de energía de la partícula incidente y la distribución espacial de los cúmulos (*clusters*) de electrones iniciales, basándose en el modelo de Foto-Absorción y Ionización (PAI) [39].
- **Magboltz:** Resuelve numéricamente la ecuación de transporte de Boltzmann para electrones en mezclas de gases bajo la influencia de campos eléctricos y magnéticos. Proporciona tablas de parámetros de transporte críticos, como la velocidad de deriva (*drift velocity*), los coeficientes de difusión longitudinal y transversal, y los coeficientes de Townsend (α) y de captura (η) [40].

4.2.2. Inducción de Señal y Simulación de RPCs

Esta simulación es crucial porque el objetivo final no es solo ver la trayectoria, sino reproducir la señal eléctrica que registrará la electrónica de adquisición. En una RPC, la señal no se genera por la recolección de carga en el electrodo (como en un contador Geiger), sino por la corriente inducida en los electrodos externos debido al movimiento de los portadores de carga dentro del gap. GARFIELD++ implementa el Teorema de Ramo-Shockley para calcular esta corriente inducida $I(t)$ en función de la velocidad de deriva v y el campo de peso (*weighting field*) E_w del detector:

$$I(t) = -q\vec{v}(t) \cdot \vec{E}_w \quad (4.1)$$

Además de simular los procesos físicos básicos, el software permite modelar la respuesta del detector ante diversas mezclas de gases complejas (típicamente $C_2H_2F_4$, $i-C_4H_{10}$ y SF_6 para RPCs). Proporciona cálculos detallados del campo eléctrico dentro del detector, el cual dicta el movimiento de los electrones. Para geometrías sencillas como las RPCs (placas paralelas), el campo puede definirse analíticamente; para geometrías complejas, GARFIELD++ puede importar mapas de campo generados por software de Elementos Finitos (FEM) como ANSYS o Elmer.

GARFIELD++ se utiliza comúnmente para optimizar diseños de detectores proporcionando información sobre aspectos como la resolución espacial, la eficiencia intrínseca y la uniformidad de la respuesta. En el contexto de esta tesis, se integra con GEANT4. Mientras que GEANT4 proporciona la simulación global del experimento (el paso del muón a través del gap de gas, la caja de acrílico y el vidrio), GARFIELD++ toma el relevo en el momento en que la partícula entra en el gas, enfocándose en los detalles específicos de la operación del detector a nivel microscópico.

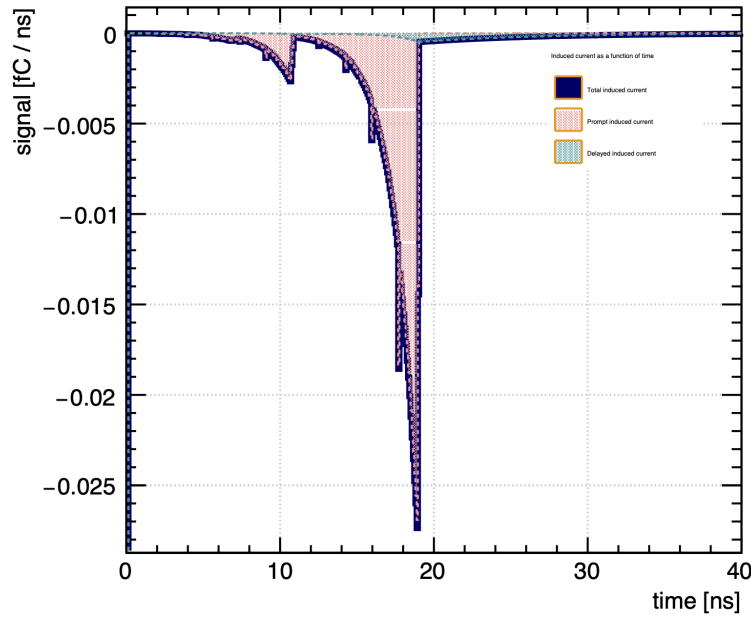


Figura 4.1: Simulación de la señal inducida por una avalancha electrónica dentro del gap de una RPC realizada con GARFIELD++.

4.3. Implementación Computacional

La metodología de simulación descrita anteriormente se ha materializado en un código de desarrollo propio denominado `G4MuonID_RPC`, alojado públicamente para su consulta y reproducibilidad en el repositorio https://github.com/rhectord/G4MuonID_RPC. Este software integra la capacidad de transporte geométrico de GEANT4 para modelar la respuesta de las Cámaras de Placas Resisivas diseñadas para el sistema de identificación de muones.

4.3.1. Estructura del Código

El código sigue la arquitectura orientada a objetos estándar de GEANT4, organizada en directorios funcionales para facilitar su mantenimiento y escalabilidad:

- **/src y /include:** Contienen las clases fuente y cabeceras obligatorias definidas por el usuario.
 - **RPCDetectorConstruction:** Define la geometría del "sándwich" de la RPC (electrodos de vidrio, gap de gas, espaciadores y caja de acrílico) y asigna los materiales con sus propiedades dieléctricas, así como la geometría del subsistema MID.
 - **RPCPhysicsList:** Gestiona la lista de procesos físicos, activando la física electromagnética estándar para el transporte en el vidrio y acoplado la interfaz de GARFIELD++ específicamente en el volumen lógico del gas.

- **RPCPrimaryGeneratorAction:** Configura el cañón de partículas para disparar muones con una distribución angular $\cos^2\theta$ (típica de rayos cósmicos) o monoenergética para estudios de eficiencia.
- **/macros:** Contiene scripts de automatización (archivos `.mac`) para ejecutar corridas por lotes (*batch mode*) con diferentes configuraciones de voltaje o energías de partícula sin necesidad de recompilar.

La integración clave reside en la clase encargada de la "Física Rápida." *Fast Simulation*, donde cada vez que un muón deposita energía en el gas (un *G4Step*), el programa transfiere el control a la clase de GARFIELD++. Esta clase instancia un objeto *AvalancheMicroscopic* o *AvalancheMC* para simular la deriva de los electrones secundarios y calcular la señal inducida en los electrodos de lectura (strips) definidos paramétricamente.

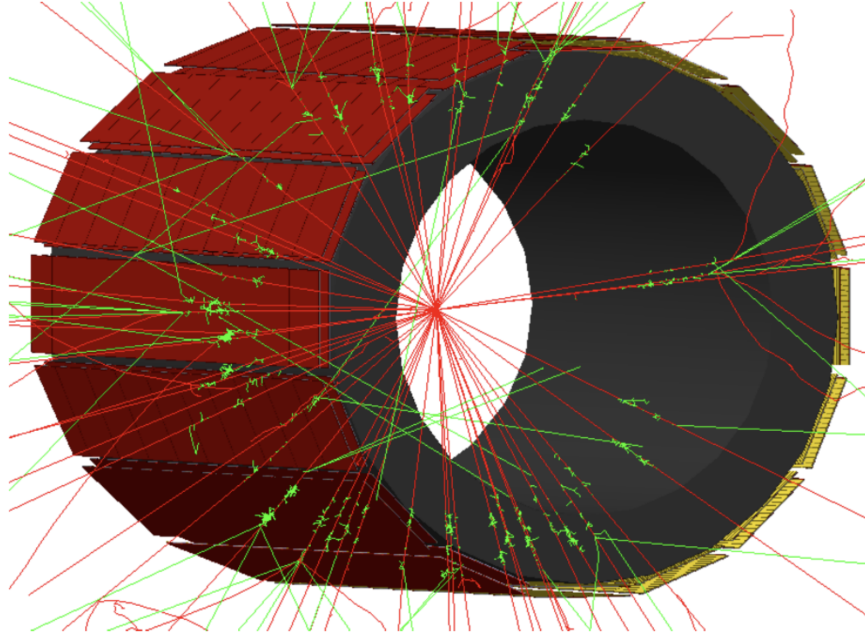


Figura 4.2: Visualización de eventos simulados en `G4MuonID_RPC` utilizando la interfaz gráfica OpenGL. Se observa la trayectoria de un muón (línea roja) atravesando la estructura del absorbedor y los doble gap de la RPC y generando ionización secundaria (puntos amarillos) en el gas.

4.3.2. Resultados Esperados y Análisis

La ejecución de la simulación genera archivos de salida en formato **ROOT** (`.root`), que almacenan árboles de datos (*TTree*) con información evento a evento. Los principales observables que se extraen de este código son:

1. **Señal Inducida (Raw Signal):** El pulso de corriente $I(t)$ generado en los electrodos. A partir de la integral de este pulso, se obtiene la carga total inducida (Q_{ind}), permitiendo estudiar el espectro de carga y determinar si el detector opera en modo avalancha o streamer.

2. **Mapas de Eficiencia:** Al comparar el número de eventos con señal superior a un umbral discriminador frente al número total de muones que atravesaron geométicamente el detector, se construyen curvas de eficiencia en función del alto voltaje (curva de *plateau*).
3. **Resolución Temporal y Espacial:** Analizando la diferencia de tiempo entre la llegada del muón y el cruce del umbral de la señal, se estima la resolución temporal intrínseca. Asimismo, la distribución de carga en las tiras de lectura permite reconstruir la posición de impacto y evaluar la resolución espacial del diseño (cluster size).

El código permite variar parámetros críticos como la mezcla de gases (por ejemplo, cambiando la proporción de SF_6 para estudiar la probabilidad de streamer), proporcionando una plataforma virtual para optimizar el diseño del detector antes de su construcción física.

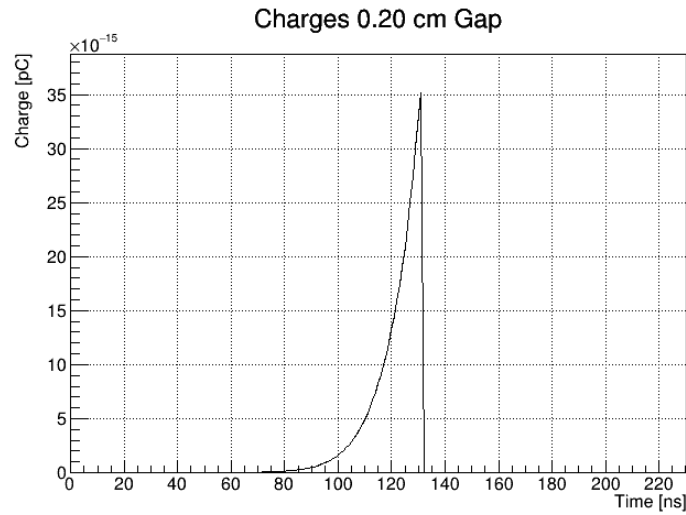


Figura 4.3: Ejemplo de la carga generada simulada por el código `G4MuonID_RPC` para un evento de avalancha típica. El tiempo de subida (*rise time*) y la carga total son consistentes con los datos experimentales esperados para una RPC de vidrio.

Capítulo 5

Diseño y Construcción de Detectores RPC

En este capítulo se detallan las especificaciones técnicas, los materiales seleccionados y la metodología empleada para la fabricación de los prototipos de Cámaras de Placas Resistivas (RPC) desarrollados en este trabajo. El objetivo principal fue construir un detector robusto, de bajo costo y alta eficiencia, capaz de operar en modo avalancha para la detección de muones cósmicos, experimentos de física de alta energía y aplicaciones de tomografía.

5.1. Diseño del Detector

La cámara de placas resistivas construida para este trabajo de tesis consiste en una configuración de doble gap, formada mediante la disposición de tres placas resistivas paralelas entre sí. Esta geometría de doble gap se selecciona para mejorar la eficiencia de detección y aumentar la amplitud de la señal inducida en comparación con una cámara de un solo gap, compensando posibles ineficiencias geométricas causadas por los espaciadores.

Las placas dieléctricas están fabricadas de vidrio comercial (vidrio flotado) con un espesor de 2 mm. Como se mencionó en el capítulo anterior, este es el mismo tipo de vidrio comúnmente utilizado para ventanas domésticas. La elección de este material no es trivial; el vidrio comercial ofrece una superficie de una suavidad microscópica excelente (rugosidad < 10 nm), fundamental para mantener un campo eléctrico uniforme y evitar descargas o puntos calientes (*hot spots*) que podrían generarse por imperfecciones superficiales. Además, su resistividad volumétrica ($\rho \approx 10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$) es adecuada para operar bajo flujos moderados de partículas, permitiendo que la carga acumulada en la superficie interna se evacúe a una velocidad suficiente para evitar la caída local del campo eléctrico, pero lo suficientemente lenta para extinguir la avalancha (quenching) [41].

La distancia de separación entre las placas se mantiene constante mediante la colocación de líneas de pesca (monofilamento de nailon) con un diámetro nominal de 1 mm. Estos espaciadores definen dos brechas de gas de 1 mm cada una. La precisión en el diámetro de este espaciador es crítica, ya que el campo eléctrico en una RPC es $E = V/d$; variaciones en la distancia d provocarían fluctuaciones

significativas en la ganancia del detector (coeficiente de Townsend), degradando la resolución energética y temporal. El uso de hilo de pesca es una solución estándar en la construcción de RPCs artesanales debido a sus excelentes propiedades dieléctricas y a su disponibilidad comercial con tolerancias mecánicas aceptables.

Para la aplicación del alto voltaje, las placas más externas fueron pintadas en su superficie exterior con una mezcla conductora compuesta por pintura con base de grafito y pintura acrílica. Este recubrimiento actúa como el electrodo de alto voltaje (HV). La función de esta capa resistiva es doble: primero, distribuir el potencial de manera uniforme sobre toda la superficie del vidrio; y segundo, ser transparente a las señales rápidas inducidas. Si se utilizaran placas metálicas simples, actuarían como una Jaula de Faraday, apantallando la señal generada por la avalancha interna. La pintura de grafito, con una resistividad superficial típicamente ajustada entre $100\text{ k}\Omega/\square$ y $1\text{ M}\Omega/\square$, permite que el campo eléctrico estático penetre, pero permite que el pulso de inducción electromagnética rápida atraviese el electrodo para ser recogido por los pads de lectura externos [42].

Todo este ensamblaje (el sándwich de vidrios y electrodos) fue encerrado dentro de una caja de acrílico (polimetilmetacrilato). Esta caja cumple tres funciones esenciales:

- Proporcionar rigidez mecánica estructural al detector, asegurando que la presión del gas no deforme las placas de vidrio.
- Actuar como contenedor hermético para el flujo de la mezcla de gases.
- Servir como aislante eléctrico de seguridad para los electrodos de alto voltaje.

Las dimensiones finales del volumen activo del detector son de $25\text{ cm} \times 25\text{ cm}$, con un espesor total del ensamblaje de aproximadamente 1 cm . La Figura 1.1 muestra un diseño esquemático simplificado de la estructura interna del detector.

5.1.1. Estructura y Construcción del Detector

La construcción física del detector requiere un control riguroso de los materiales y las tolerancias geométricas para garantizar un campo eléctrico uniforme. A continuación, se detalla el proceso de preparación de los electrodos y el ensamblaje de la estructura mecánica, destacando el uso de técnicas de manufactura aditiva (impresión 3D) para la fabricación de los componentes estructurales.

Preparación de los Electrodos Resistivos

Los electrodos del detector están fabricados a partir de placas de vidrio comercial de la marca Saint-Gobain con un espesor nominal de 2 mm . Se seleccionó este vidrio específico debido a su alta calidad superficial y uniformidad en el espesor, factores críticos para evitar fluctuaciones locales del campo eléctrico que podrían derivar en descargas tipo *streamer*.

El proceso inició con una limpieza exhaustiva de las placas, primero utilizando agua jabonosa para eliminar partículas de polvo y grasa macroscópica, seguido

de un lavado con alcohol metílico (metanol) para eliminar residuos orgánicos y asegurar una superficie químicamente limpia. Este paso es fundamental, ya que cualquier impureza en la superficie interna puede actuar como un punto de emisión de campo (*field emission site*), aumentando la corriente oscura del detector.

Posteriormente, se preparó la mezcla resistiva compuesta por pintura de grafito y pintura acrílica. Esta mezcla se aplicó a una de las caras de dos de las placas de vidrio (los electrodos externos) utilizando un compresor de aire y una pistola de aspersión (*spray gun*). La técnica de aspersión garantiza una deposición mucho más uniforme que el pincelado manual, lo cual es vital para obtener una resistividad superficial homogénea.

Una vez seca la capa base, se dibujó un marco perimetral utilizando pintura de plata conductora, como se muestra en la Figura 5.1. La función de este marco de plata, gracias a su muy baja resistencia, es asegurar que el alto voltaje aplicado en el punto de conexión se distribuya instantáneamente y de manera uniforme por todo el perímetro del electrodo, minimizando la caída de potencial hacia el centro de la placa. Finalmente, tras el secado de la plata, se aplicó una última capa de pintura de grafito para proteger el marco y homogeneizar la superficie.

La mezcla de pintura utilizada se caracteriza por tener una alta resistividad superficial, la cual fue medida experimentalmente resultando en aproximadamente $5\text{ M}\Omega/\square$. Este valor es óptimo para el funcionamiento del RPC: es lo suficientemente alto para mantener la transparencia eléctrica a las señales rápidas inducidas por las avalanchas, pero lo suficientemente bajo para permitir la recarga del electrodo en tiempos del orden de milisegundos.

Fabricación de la Caja y Ensamblaje

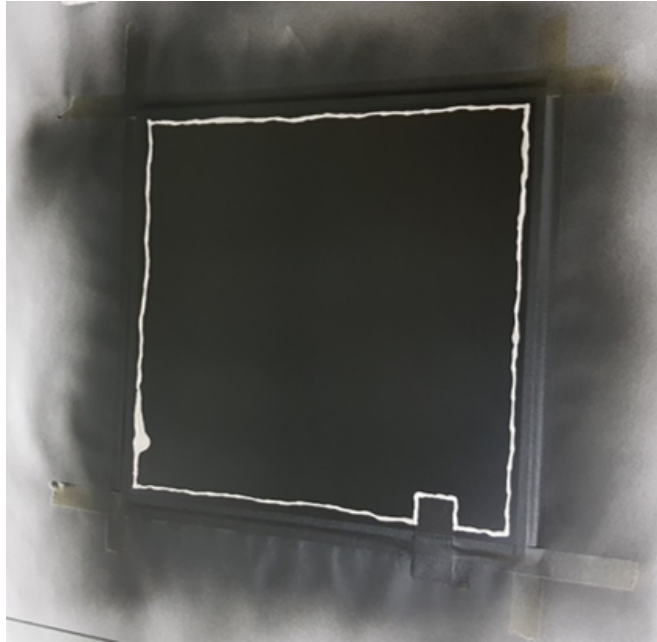
Para construir la estructura de contención, conocida como la Caja RPC, se optó por una solución moderna basada en manufactura aditiva. A diferencia de los diseños tradicionales mecanizados, el marco estructural del detector fue fabricado utilizando una impresora 3D.

El marco se imprimió en cuatro secciones modulares utilizando filamento polimérico (como PLA o PETG), diseñadas para ensamblarse y formar un volumen interno de $25\text{ cm} \times 25\text{ cm} \times 1\text{ cm}$. La ventaja principal de la impresión 3D en este contexto es la capacidad de integrar canales de gas y geometrías complejas directamente en la pieza sin necesidad de mecanizado posterior. Como se observa en el concepto de la Figura 5.2, los puertos de entrada y salida de gas fueron diseñados como parte integral de la estructura o como insertos roscados en el plástico impreso, garantizando un sellado hermético y reduciendo puntos de fuga.

Para las tapas de la caja, que proporcionan la rigidez mecánica al sándwich de vidrios, se utilizaron dos láminas de acrílico de $20\text{ cm} \times 20\text{ cm} \times 1\text{ cm}$.

El proceso de ensamblaje del RPC se llevó a cabo siguiendo una secuencia de capas ("stacking") descrita a continuación:

1. Se adhirió una de las cubiertas de acrílico al marco impreso en 3D utilizando resina epóxica, formando la base de la caja. Tras el curado y una limpieza



(a) Silver frame.

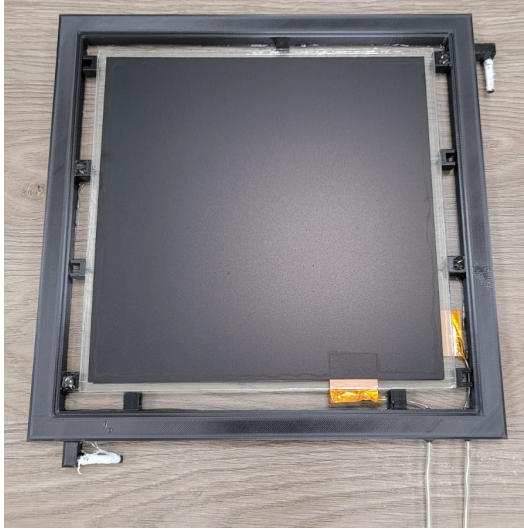


(b) Painted electrode.



(c) Resistivity measurement.

Figura 5.1: Proceso de preparación de los electrodos: (a) Marco de pintura de plata aplicado para asegurar la distribución equipotencial del alto voltaje. (b) Estado final del electrodo tras la aplicación de la capa de grafito. (c) Medición de la resistividad superficial de los electrodos ($\sim 5M\Omega/\square$).



(a) Etapa intermedia del proceso de ensamblaje donde se observa la estructura en capas de los electrodos.



(b) Detector RPC de doble gap completamente ensamblado, sellado y listo para las pruebas.

Figura 5.2: Pasos del ensamblaje de una RPC de doble gap de 2 mm.

exhaustiva para eliminar residuos de pegamento, se procedió al montaje interno.

2. Se colocó el primer electrodo (vidrio pintado) en el fondo, con la cara conductora (pintura de grafito) en contacto directo con la cubierta de acrílico. Esto aísla el alto voltaje del volumen de gas.
3. Para definir el primer gap de gas de 1 mm, se extendieron líneas de pesca a lo largo del electrodo. Aquí se introduce otra innovación del diseño: las líneas se mantuvieron tensas y en posición utilizando pequeñas piezas de sujeción impresas en 3D (ver Figura 5.2). Estas piezas, diseñadas específicamente con la altura exacta del gap, evitan que la línea se desplace o pierda tensión, lo cual es vital para mantener la uniformidad de la distancia entre placas.
4. Se colocó la placa de vidrio central (vidrio flotante sin pintura), seguida de una segunda capa de líneas de pesca aseguradas por sus respectivos sujetadores impresos, formando el segundo gap de 1 mm.
5. Finalmente, se colocó el último electrodo con la cara pintada hacia afuera (hacia la tapa superior) y se selló la caja adhiriendo la segunda cubierta de acrílico al marco con resina.

Este diseño híbrido, que combina la calidad superficial del vidrio comercial con la versatilidad de la impresión 3D para los componentes estructurales, permite obtener un detector robusto, hermético y reproducible.

5.1.2. Sistema de Distribución de Gas y Acondicionamiento

Una vez finalizado el proceso de ensamblaje mecánico, el detector no está listo para operar inmediatamente. Es necesario someterlo a un riguroso proceso de acondicionamiento para eliminar contaminantes volátiles, residuos de humedad atrapados en los componentes higroscópicos (como el marco de nailon o acrílico) y restos de solventes del pegamento epóxico que podrían degradar la calidad del gas operativo.

Proceso de Acondicionamiento con Argón

El protocolo de acondicionamiento consistió en operar el detector en flujo continuo durante un periodo de una semana. Para esta etapa, se hizo circular Argón puro a través de los gaps del detector. La elección del Argón responde a sus propiedades como gas noble: es químicamente inerte, de bajo costo y posee una baja tensión de ruptura. Su función principal en esta etapa es actuar como un gas de barrido (*flushing gas*) para desplazar el aire atmosférico y arrastrar las impurezas fuera del volumen activo [43].

Durante este periodo, es común aplicar un voltaje moderado (inferior al de operación) para verificar que no existan corrientes de fuga masivas debidas a polvo o defectos de fabricación, aprovechando que el Argón ioniza fácilmente pero no captura electrones, lo que hace al sistema muy sensible a defectos geométricos.

Monitoreo de Flujo: El Burbujeador

Para medir y verificar visualmente el flujo de gas dentro del detector sin introducir contrapresiones significativas que pudieran deformar las placas de vidrio (dado que el detector opera a presión atmosférica), se implementó un sistema de burbujeador (*bubble counter*).

Este dispositivo fue construido utilizando tubos de acrílico transparente, como se muestra en la Figura 5.3. El principio de operación se basa en la hidrostática simple: el gas de salida del detector se fuerza a pasar a través de una columna de líquido (típicamente aceite mineral para evitar la retro-difusión de humedad hacia el detector, a diferencia del agua). La frecuencia de las burbujas proporciona una estimación directa del caudal volumétrico ($Q \approx N_{burbujas} \cdot V_{burbuja}/t$). Además, actúa como una válvula de retención unidireccional, impidiendo que el aire exterior ingrese al detector si el flujo de gas se detiene accidentalmente.

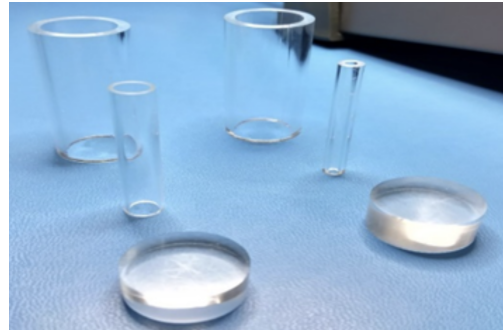
La Figura 5.4 muestra el sistema en operación. El monitoreo constante de este burbujeo es vital para asegurar que no existan fugas mayores en la caja del RPC; la ausencia de burbujas en la salida, mientras existe flujo en la entrada, sería un indicador inmediato de una pérdida de hermeticidad en el sellado del marco impreso en 3D.

Gas Operativo: Tetrafluoroetano

Tras el proceso de purga y acondicionamiento, el detector quedó listo para su operación física adecuada. El gas seleccionado para la operación regular y la



(a) Tubos de acrílico utilizados para construir el sistema de burbujeo.



(b) Cortes realizados al acrílico, pulidos con la ayuda de un torno.



(c) Estado final de la construcción del sistema de burbujeador.

Figura 5.3: Proceso de construcción del sistema de burbujeo.

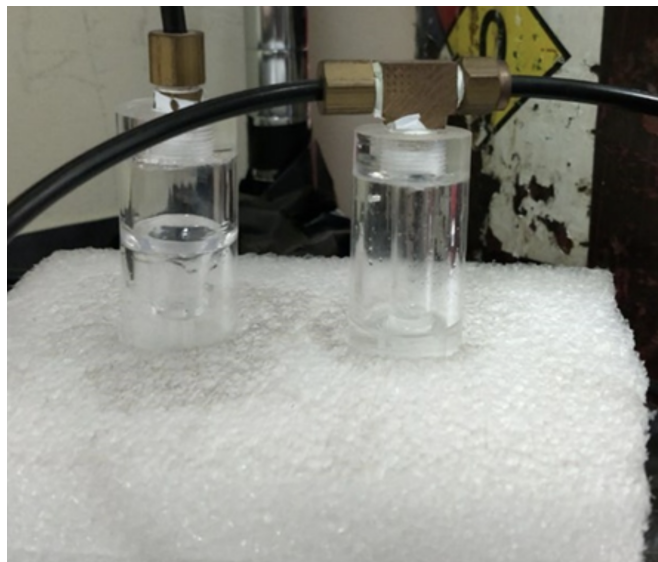


Figura 5.4: Sistema de burbujeador en operación conectado a la línea de salida del detector, permitiendo la verificación visual del flujo continuo de gas.

toma de datos fue el Tetrafluoroetano ($C_2H_2F_4$), comercialmente conocido como Freón R-134a.

Para la fase de pruebas experimentales realizadas en el laboratorio, enfocadas en la detección de muones atmosféricos, se optó por operar el detector utilizando únicamente Tetrafluoroetano (R-134a). A diferencia del Argón, el R-134a es un gas altamente electronegativo. Esta propiedad es fundamental para el funcionamiento estable de las RPCs en modo avalancha, ya que el gas actúa simultáneamente como medio de ionización y como agente extintor (*quencher*).

Su alta capacidad para capturar electrones libres permite contener el crecimiento de las avalanchas electrónicas sin necesidad de aditivos adicionales para estas pruebas, evitando que degeneren en descargas tipo *streamer* o chispas que dañarían los electrodos o saturarían la electrónica [44]. Debido a su alta densidad y electronegatividad, el uso de este gas puro requiere voltajes de operación elevados (típicamente entre 9 kV y 11 kV para gaps de 1 mm) para alcanzar la eficiencia de detección necesaria para los muones incidentes.

5.2. Configuración Experimental

Para evaluar el rendimiento y caracterizar la respuesta del prototipo de RPC fabricado, se diseñó e implementó un experimento de prueba en el laboratorio de instrumentación ubicado en la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (BUAP). La configuración experimental completa se ilustra esquemáticamente en la Figura 5.5.

Fuente de Partículas: Muones Cósmicos La validación del detector se realizó utilizando muones cósmicos como fuente de radiación natural. Estas partículas secundarias se generan cuando los rayos cósmicos primarios (principalmente protones de alta energía) colisionan con los núcleos de la atmósfera terrestre, produciendo lluvias de hadrones que decaen posteriormente en muones.

La elección de muones es ideal para la calibración de detectores por varias razones físicas:

1. **Penetrabilidad:** Los muones actúan como Partículas Mínimamente Ionizantes (MIPs), capaces de atravesar densas capas de material (como el techo del edificio y las placas de vidrio del detector) sin ser absorbidos significativamente, depositando una cantidad de energía predecible en el gas.
2. **Disponibilidad y Flujo:** Dada la ubicación del laboratorio en la ciudad de Puebla, a una altitud aproximada de 2,200 m sobre el nivel del mar, el flujo de muones cósmicos es significativamente mayor que al nivel del mar, lo que permite acumular estadística suficiente en tiempos razonables. Con energías típicas en el rango de unos pocos GeV, estos muones proporcionan una fuente estable y dependiente para medir la eficiencia, la resolución temporal y las capacidades operativas de las RPCs [45].

Condiciones Operativas del Detector Como medio activo para la ionización, se inyectó gas Tetrafluoroetano ($C_2H_2F_4$, R-134a) puro en el volumen del detector. Para establecer el campo eléctrico necesario para el modo avalancha, se aplicó un rango de alto voltaje de 9200 V a 10200 V a los electrodos resistivos. Esta configuración de campo eléctrico ($E \approx V/d$) asegura una ionización óptima dentro de los gaps de 1 mm, facilitando la multiplicación electrónica necesaria para inducir señales detectables tras el paso de partículas cargadas.

Sistema de Disparo (Trigger) y Adquisición Para seleccionar únicamente los eventos correspondientes a muones que atraviesan el volumen activo del detector, se construyó un telescopio de muones. Este sistema consta de dos centelladores plásticos: uno colocado en la parte superior del RPC y otro en la parte inferior, definiendo un área de coincidencia activa de $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$.

Ambos centelladores están acoplados ópticamente a sensores fotomultiplicadores (PMT), los cuales convierten los fotones de centelleo en pulsos eléctricos. La adquisición de datos se gestionó utilizando módulos estándar bajo los protocolos NIM (Nuclear Instrumentation Module) y VME. La lógica del disparo se basa en la coincidencia temporal de las señales de los dos centelladores:

$$Trigger = Scint_{Top} \wedge Scint_{Bottom} \quad (5.1)$$

Esta señal lógica de coincidencia genera una puerta (*gate*) que indica a la electrónica de adquisición que un muón ha atravesado el detector RPC, sirviendo como referencia temporal (t_0) para las mediciones de eficiencia.

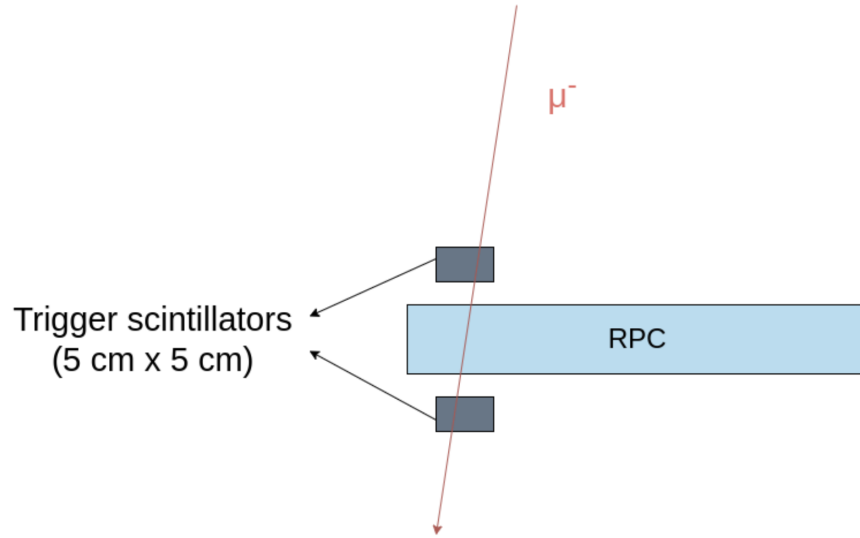


Figura 5.5: Configuración experimental de la prueba con muones cósmicos. Se muestra el detector RPC intercalado entre dos centelladores plásticos que forman el sistema de disparo (trigger), todo conectado a la electrónica de adquisición.

Capítulo 6

Rendimiento de RPCs en Pruebas de Haz

La validación final y más rigurosa para cualquier detector de partículas destinado a la física de altas energías es su evaluación en una línea de haz (*beamline*) de un acelerador. A diferencia de los muones cósmicos, que tienen una tasa baja y una distribución angular amplia, un haz de partículas ofrece un flujo controlado, colimado y de momento conocido, permitiendo caracterizar la eficiencia, la resolución temporal y la capacidad de tasa del detector bajo condiciones de estrés realistas.

6.1. Instalación Experimental en el CERN (Línea T10)

Las pruebas experimentales se llevaron a cabo en la línea de haz T10, ubicada en el Área Este (*East Area*) del complejo del Síncrotrón de Protones (PS) del CERN. Esta instalación ha sido sometida recientemente a un importante programa de renovación y actualización [46], cuyo objetivo fundamental fue mejorar su rendimiento, flexibilidad y compatibilidad con tecnologías de detectores modernas. Estas mejoras fueron cruciales para garantizar un entorno de haz estable, puro y controlado, condiciones indispensables para realizar evaluaciones de detectores de alta precisión.

La línea T10 es una línea secundaria capaz de entregar partículas, tales como piones ($\pi^\pm$), electrones ($e^\pm$) y muones ($\mu^\pm$), seleccionadas sobre un amplio rango de momentos. Para esta campaña de investigación, se configuraron haces con momentos que oscilaron entre 0.5 y 6 GeV/c. Este rango es particularmente relevante para el experimento ALICE 3, ya que cubre la región cinemática donde la identificación de muones y la separación hadrón/muón son más críticas.

Durante las campañas de prueba, se instaló y evaluó una variedad de detectores para conformar el telescopio de referencia y el sistema de adquisición:

- **Sistema de Disparo (Trigger):** Cuatro/cinco prototipos de centelladores plásticos dispuestos geométricamente para definir el tiempo cero (t_0) y el área de aceptación del haz.

- **Rastreo (Tracking):** Tres Cámaras Proporcionales Multi-hilo (MWPCs) utilizadas para el perfilado del haz y la reconstrucción de la trayectoria de las partículas incidentes con precisión milimétrica.
- **Dispositivos bajo Prueba:** Dos detectores de Cámara de Placas Resistivas desarrollados íntegramente en la BUAP.

Los detectores RPC fueron el foco principal de esta campaña. Previamente, estos prototipos habían sido sometidos a una caracterización exhaustiva con rayos cósmicos en la institución de origen (como se detalló en el Capítulo 5). La integración de estos detectores en la línea de haz del CERN marcó un paso significativo en su validación, exponiéndolos por primera vez a tasas de partículas varios órdenes de magnitud superiores a las del fondo cósmico.

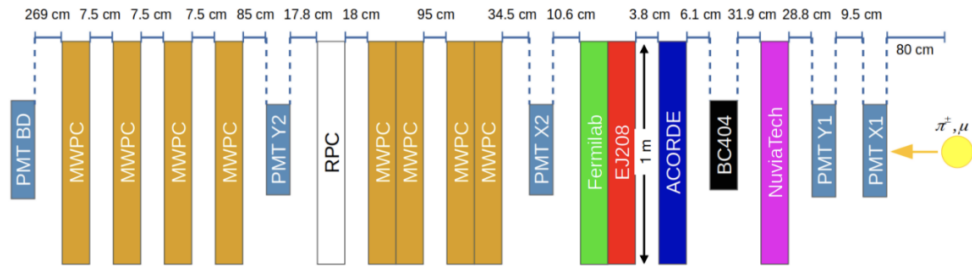


Figura 6.1: Configuración experimental instalada en la línea de haz T10 del CERN PS. Se observan los detectores RPC de la BUAP alineados con el telescopio de disparo (centelladores) y las MWPC.

6.2. Campaña de Prueba de Haz 2023: Validación de Concepto

Las actividades de investigación correspondientes a esta campaña se centraron en la adquisición y el análisis detallado de datos obtenidos en la línea de haz T10, situada en el Área Este del complejo del Sincrotrón de Protones. El objetivo central fue validar el funcionamiento de dos prototipos de RPC construidos íntegramente en la BUAP, evaluando su respuesta frente a un flujo de partículas controlado.

Además de los Dispositivos Bajo Prueba, el montaje experimental incluyó tres prototipos de centelladores plásticos para la definición del disparo y dos conjuntos de Cámaras Proporcionales Multi-hilo (MWPCs) para el rastreo. La disposición geométrica de los detectores se ilustra en la Figura 6.1. Es importante notar que, para esta configuración específica, la dirección del haz se definió viajando de derecha a izquierda, atravesando los planos de detección de manera perpendicular.

6.2.1. Sistema de Disparo y Electrónica de Adquisición

La definición de la señal de disparo (*trigger*) se logró mediante la coincidencia lógica de tres centelladores plásticos, denominados **TRIG X1**, **TRIG Y1**



Figura 6.2: Fotografía del arreglo experimental instalado en la zona T10 del CERN. Se muestran los dos detectores RPC montados en la línea de haz y alineados con el resto de la instrumentación para las pruebas de rendimiento.

y **TRIG X2**. Estos detectores fueron alimentados por una fuente de alto voltaje independiente para asegurar la ganancia óptima de sus fotomultiplicadores (PMTs).

La cadena de procesamiento de señales analógicas a digitales se estructuró de la siguiente manera:

1. **Discriminación:** Las señales analógicas crudas de los centelladores fueron enviadas a un discriminador de borde de subida (*Leading Edge Discriminator*) modelo CAEN N840. Este módulo genera un pulso lógico estandarizado cuando la señal de entrada supera un umbral predefinido, rechazando el ruido térmico de bajo nivel.
2. **Lógica de Coincidencia:** Las salidas lógicas del discriminador se procesaron en un módulo de lógica programable LECROY 622. Se configuró una coincidencia triple (*AND*) para generar la señal de disparo maestra ($Trigger = X1 \wedge Y1 \wedge X2$), asegurando que solo se registraran eventos donde una partícula atravesara todo el telescopio.
3. **Digitalización:** La señal de disparo final habilitó la adquisición en un digitalizador de forma de onda (*Waveform Digitizer*) modelo CAEN V1742. Este módulo, basado en el chip DRS4, permite muestrear la señal completa con alta resolución temporal, lo cual es vital para el análisis posterior de la forma del pulso.

Para la lectura de los prototipos RPC, cada detector fue segmentado en cuatro electrodos de lectura (*pads*) de $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$. Debido a que la carga inducida en el vidrio es pequeña (del orden de picocoulombs), las señales obtenidas de cada pad fueron pre-amplificadas utilizando un amplificador lineal rápido CAEN

V974 con una ganancia fija de $G = 10$ (20 dB). Estas señales amplificadas fueron enviadas directamente a los canales analógicos del digitalizador V1742 para su registro.

6.2.2. Reconstrucción de Señales y Análisis de Datos

El sistema de adquisición genera archivos binarios crudos que contienen la información de voltaje en función del tiempo para cada canal activo. Para el análisis de datos, se desarrolló un algoritmo de reconstrucción de señales *offline*.

El primer paso del análisis consiste en la inspección de la forma de onda. La Figura 6.3 muestra un evento típico reconstruido. En ella se pueden apreciar las trazas de los detectores de disparo y, crucialmente, las señales inducidas en los cuatro pads de cada RPC. Para el evento mostrado, los detectores operaban a un voltaje de 6200 V.

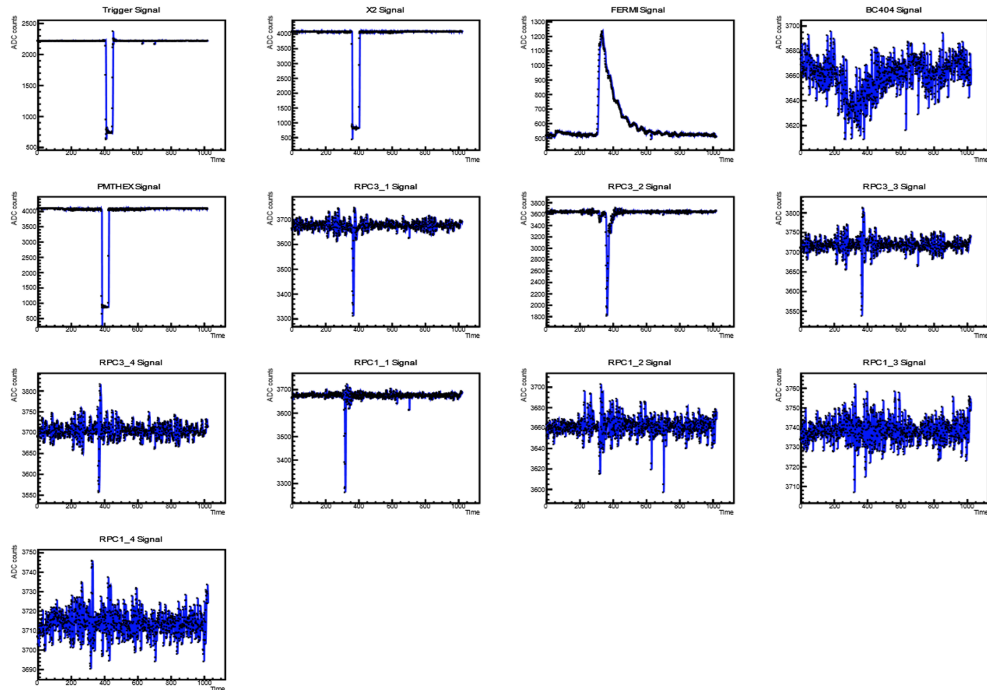


Figura 6.3: Visualización de un evento registrado (*Event Display*). Se muestran las formas de onda digitalizadas para los detectores de referencia y las cuatro señales correspondientes a los pads de lectura de los RPCs operando a 6.2 kV.

Durante el análisis de la línea base (*baseline*), se observó un nivel de ruido considerable en los canales de los detectores de disparo, particularmente en el detector Y2 (identificado como PMTHEx), donde el ruido de fondo alcanzaba amplitudes de aproximadamente 100 cuentas de ADC.

Para mitigar el impacto de este ruido y garantizar la pureza de la muestra de muones, se implementó un criterio de selección de eventos (*offline cut*) estricto. El análisis requirió la presencia obligatoria de una señal válida superior al nivel de ruido en los detectores X2 y Y2. Dado que estos centelladores se encuentran ubicados físicamente al frente y detrás de los detectores bajo prueba

respectivamente, esta condición geométrica asegura que la partícula reconstruida efectivamente atravesó el volumen activo de los RPCs, descartando eventos espurios o duchas de partículas que no inciden perpendicularmente.

6.3. Campaña de Prueba de Haz 2024: Estudios de Tasa y Estabilidad

La campaña experimental de 2024 marcó una evolución significativa en la complejidad de las pruebas. Nuevamente, las actividades se desarrollaron en la línea de haz T10 del complejo PS del CERN, aprovechando la infraestructura de precisión instalada. El montaje incluyó la evaluación simultánea de dos prototipos de RPC de fabricación propia (BUAP), tres centelladores plásticos para la lógica de disparo y dos cámaras MWPC para el monitoreo del perfil del haz.

Sin embargo, el objetivo central de esta iteración no fue solo probar los detectores en sí mismos, sino evaluar su rendimiento como parte de un sistema integral de identificación de partículas. Para ello, se estudió la respuesta de los detectores frente a haces mixtos de piones (π) y muones (μ) a energías seleccionadas de 3, 6 y 10 GeV. Esta selección energética no es arbitraria; cubre el rango dinámico donde la separación π/μ es más desafiante y crítica para la física de sabor pesado en ALICE 3.

6.3.1. Estudios de Absorción

La prueba principal consistió en interponer un absorbedor de acero de espesor variable entre la salida del haz y los detectores bajo prueba. El objetivo físico fue medir la capacidad del sistema para filtrar hadrones (piones) mientras se permite el paso de muones, simulando las condiciones de operación del Identificador de Muones (MID).

La longitud del absorbedor (L_{abs}) se varió sistemáticamente en incrementos de 10 cm, barriendo el rango desde 60 cm hasta 100 cm.

- A $L_{abs} = 60$ cm, se espera una contaminación hadrónica significativa debido a piones que logran "perforar" el blindaje (*punch-through*).
- A $L_{abs} = 100$ cm, se aproxima al espesor de diseño final del MID, donde la supresión de hadrones debe ser máxima.

Este barrido permite determinar experimentalmente la curva de atenuación hadrónica y validar las simulaciones de transporte realizadas en GEANT4. La Figura 6.4 ilustra el arreglo experimental con las distintas configuraciones de bloques de acero.

6.3.2. Cadena de Adquisición y Nueva Mezcla de Gases

La cadena electrónica mantuvo la arquitectura robusta validada en campañas anteriores, pero con ajustes finos para manejar las tasas de disparo variables



Figura 6.5: Fotografía del montaje experimental en la línea de haz T10 durante la campaña 2024. En primer plano se observa uno de los prototipos RPC instalado en la trayectoria del haz, seguido inmediatamente por el bloque absorbedor de acero. Esta configuración permite medir la eficiencia del detector antes y después de la interacción del haz con el material denso.

6.4. Campaña de Prueba de Haz 2025: Electrónica Dedicada

6.4.1. Sistema de Adquisición y ASIC PETIROC2A

Para la evaluación experimental de los prototipos del sistema de identificación de muones, se diseñó e implementó una tarjeta de electrónica frontal (*Front-End Card*, FEC) personalizada de alto rendimiento. El núcleo de esta tarjeta es un Circuito Integrado de Aplicación Específica (ASIC) del modelo PETIROC2A, desarrollado por la colaboración Omega-Weeroc.

Cada unidad ASIC posee la capacidad de leer y procesar 32 canales analógicos independientes; en consecuencia, la FEC gestiona un total de 32 canales de lectura. Esta densidad de canales permite la lectura completa de matrices de SiPM o la instrumentación de detectores RPC con una segmentación fina (*strips* o *pads*).

La arquitectura de la placa integra una FPGA que actúa como controlador maestro del sistema. Este dispositivo lógico programable es responsable de la configuración de los registros internos del ASIC (carga de parámetros globales y locales) y de la orquestación del flujo de datos digitalizados hacia el sistema de adquisición (DAQ).

Arquitectura del ASIC PETIROC2A

El PETIROC2A es un ASIC de *front-end* diseñado para la lectura de fotodetectores rápidos con ambas polaridades, optimizado para aplicaciones de medición de tiempo de vuelo (TOF). La elección de este chip se fundamenta en su capacidad para combinar un disparo (*trigger*) de muy bajo *jitter* con mediciones precisas de carga y tiempo.

La arquitectura interna del chip se ilustra en la Figura 6.6. La señal de entrada de cada canal se acopla en corriente continua (DC) y se divide internamente en dos rutas de procesamiento paralelas:

1. **Ruta de Disparo y Tiempo (Fast Chain):** Esta línea consta de un preamplificador inversor de banda ancha (1 GHz), garantizando la preservación de los tiempos de subida rápidos de la señal. Posee una ganancia nominal de 40 dB, seguido de un discriminador rápido.

El nivel de disparo se ajusta mediante un DAC global de 10 bits, refinado por un DAC individual de 6 bits para cada canal, lo cual es crucial para uniformizar la respuesta. La línea de disparo alimenta un Convertidor de Tiempo a Digital (TDC) local con una resolución temporal intrínseca de 37 ps.

2. **Ruta de Medición de Carga (Slow Chain):** La señal ingresa a un *shaper* programable y es mantenida (*Track and Hold*) antes de ser digitalizada por un ADC local de 10 bits, permitiendo medir la energía depositada para correcciones de *time-walk*.

Optimización del Punto de Trabajo

La mayoría de los parámetros del ASIC se configuran de manera global para todos los canales, pero algunos permiten ajustes individuales para compensar las no uniformidades intrínsecas del arreglo de sensores. Aunque la ganancia del preamplificador y el rango del nivel de disparo no son programables digitalmente en la configuración estándar, es posible realizar ajustes finos modificando los voltajes de referencia en pines específicos del chip.

C

Se determinó que, para optimizar la respuesta, era necesario un punto de operación diferente al estándar, reduciendo la ganancia y ajustando la ventana de umbral para maximizar el rango dinámico sin saturar la etapa de entrada [47]. Estos ajustes permitieron operar el sistema con una eficiencia de disparo superior al 99 % durante la prueba de haz.

Modos de Operación y Depuración

El sistema permite operar el PETIROC2A en dos modos principales:

- **Modo Analógico Puro:** Utilizado para conteo de fotones o mediciones de carga disparada, con salida multiplexada.

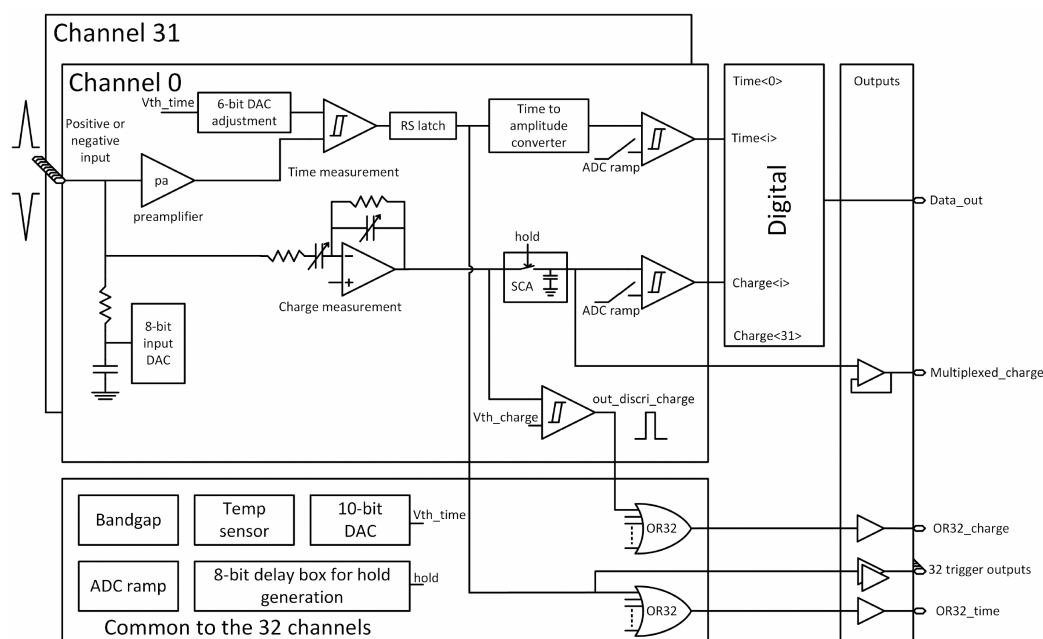


Figura 6.6: Diagrama de bloques de la arquitectura interna del ASIC PETIROC2A. Se observan las cadenas de procesamiento paralelas para tiempo (TDC) y carga (ADC). Fuente: Hoja de datos Omega-Weeroc.

- **Modo Digital Completo:** Proporciona datos totalmente digitalizados (tiempo y carga) utilizando los ADCs y TDCs internos.

Para la toma de datos regular en la campaña 2025, se utilizó el modo digital completo. En este modo, la tasa de adquisición está limitada a aproximadamente 40 kHz debido a los tiempos muertos intrínsecos de la conversión analógico-digital (12.8 μ s máximo) y la serialización de salida de datos (12 μ s). Sin embargo, esta tasa es suficiente para las condiciones de la línea de haz T10.

Finalmente, el diseño incorpora un sistema de sondeo (*probing system*) integrado para depuración. Esto permite al usuario visualizar puntos de prueba internos del ASIC, tanto analógicos (salida del preamplificador, umbrales del discriminador) como digitales (salida del shaper), facilitando enormemente la puesta a punto y la verificación de la integridad de la señal antes de la digitalización.

6.4.2. Implementación Física de la Tarjeta FEC

La instrumentación física del diseño se materializó en la fabricación de una tarjeta de circuito impreso (PCB) de cuatro capas, diseñada siguiendo normas estrictas de compatibilidad electromagnética (EMC) para minimizar el ruido en las líneas analógicas sensibles. La integridad de la señal proveniente de los detectores fue la prioridad principal en el diseño del *layout*.

La Figura 6.7 muestra fotografías de la tarjeta FEC completamente ensamblada. En la vista superior (Figura 6.7), se destaca el ASIC PETIROC2A en la posición central, rodeado por su red de componentes pasivos de desacoplo y filtrado para las referencias de voltaje. Adyacente al ASIC se encuentra el dispo-

sitivo lógico programable (FPGA), que actúa como el controlador del sistema y la interfaz de comunicación.

La tarjeta cuenta con conectores de entrada de alta densidad para acoplar los 32 canales provenientes del detector (RPC o SiPM). La interfaz digital hacia el sistema de adquisición de datos (DAQ) y la entrada de alimentación de bajo ruido se realizan a través de conectores dedicados en el borde de la placa.

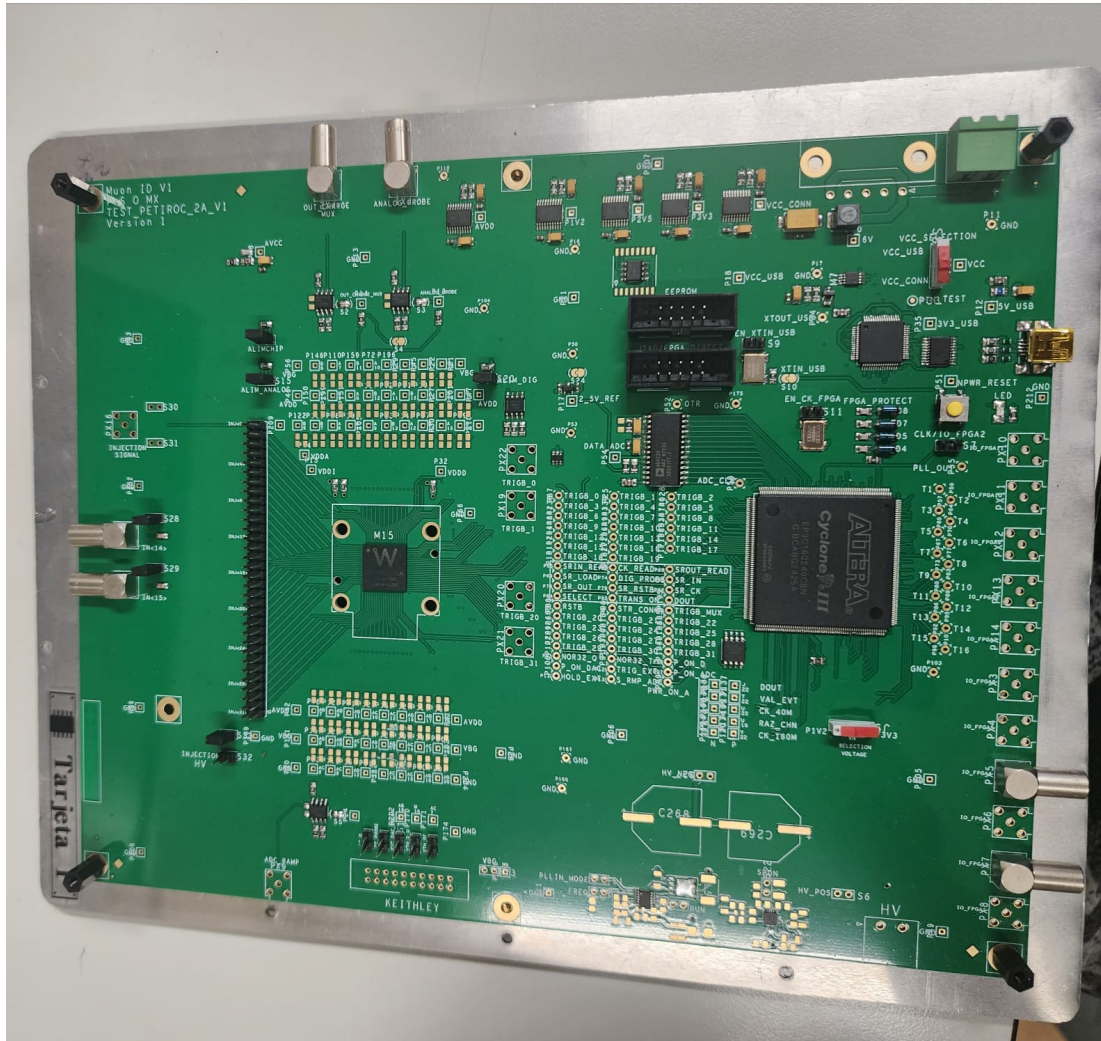


Figura 6.7: Vista superior de la tarjeta FEC. Se indica la posición del ASIC PETIROC2A (centro), la FPGA de control (derecha) y los conectores de entrada de señal analógica (izquierda).

La validación funcional de la electrónica se realizó en etapas. Inicialmente, se llevaron a cabo pruebas de banco en el laboratorio de la BUAP utilizando un generador de pulsos de precisión para caracterizar la linealidad de los ADCs, la resolución temporal de los TDCs y calibrar los DACs de umbral de cada canal. Posteriormente, como se describió en la sección anterior, la tarjeta fue integrada exitosamente en la campaña de prueba de haz 2025 en el CERN, demostrando su capacidad para operar en condiciones experimentales reales.

Capítulo 7

Metodología y Análisis de Datos

El análisis de los datos experimentales constituye una etapa fundamental para validar el rendimiento de los detectores RPC. Este capítulo detalla la cadena de procesamiento de software desarrollada, desde la identificación de señales crudas hasta la extracción de parámetros físicos clave como la eficiencia, la carga inducida y la resolución temporal. El análisis se realizó utilizando el entorno ROOT, implementando algoritmos personalizados en C++ para procesar la información proveniente tanto de los digitalizadores de forma de onda como de la tarjeta de electrónica frontal (FEC).

7.1. Procesamiento de Señales y Definición de Umbrales

Para la caracterización inicial de la forma de onda (*waveform*), se analizó la ventana de adquisición completa, la cual consta de 1024 muestras por evento a una tasa de muestreo de 1 GS/s (Giga-sample por segundo). El objetivo principal de esta etapa es identificar la presencia de una señal inducida por una partícula cargada y distinguirla del ruido electrónico de fondo.

La evaluación de la respuesta del detector se basó en la amplitud máxima de la señal dentro de la ventana registrada. Para garantizar una identificación robusta, se definió un umbral de detección (V_{th}) para cada canal siguiendo un criterio estadístico basado en el ruido de la línea base:

$$V_{th} = 5 \times \text{RMS}_{baseline} \quad (7.1)$$

Donde $\text{RMS}_{baseline}$ es la desviación estándar de la raíz cuadrática media del ruido, estimada a partir de regiones de la forma de onda donde no hay actividad de señal aparente.

La Figura 7.1 muestra un ejemplo típico de una señal registrada por uno de los detectores RPC. La línea horizontal negra indica el nivel del umbral (5σ). Este enfoque asegura que la cámara se considere eficiente solo cuando se detecta una señal clara, significativamente por encima de las fluctuaciones estocásticas de la línea base, en coincidencia temporal con el disparo externo.

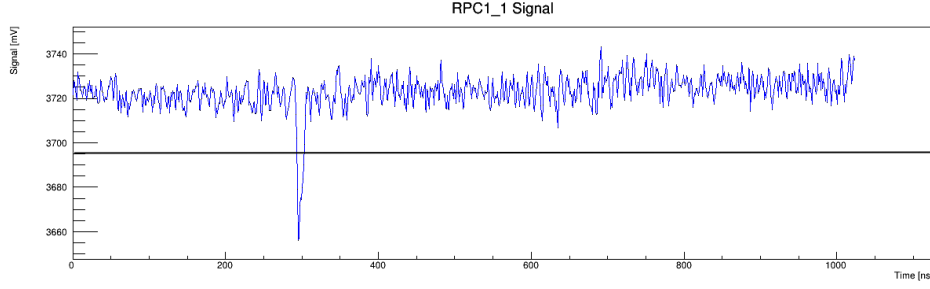


Figura 7.1: Ejemplo de una forma de onda de señal registrada en uno de los detectores RPC durante la prueba de haz. La línea horizontal negra representa el umbral establecido a cinco veces el RMS de la línea base, utilizado para determinar la significancia de la señal.

7.2. Algoritmo de Análisis Automatizado para FEC

Dada la gran cantidad de datos generados en las diferentes configuraciones experimentales (variaciones de voltaje, umbrales, posiciones del haz), se desarrolló un marco de análisis modular y automatizado en C++ utilizando el entorno ROOT. El código, denominado `combined_FEC_analyzer`, está diseñado para iterar sobre múltiples directorios de datos, procesar cada corrida experimental de manera independiente y consolidar los resultados en un reporte final.

7.2.1. Estructura de Datos y Mapeo de Canales

El algoritmo abandona el uso de arreglos estáticos en favor de estructuras dinámicas más flexibles. Se define una estructura ‘EventData’ que utiliza mapas asociativos (`std::map`) para almacenar únicamente los canales activos, optimizando el uso de memoria:

```
struct EventData {
    std::map<int, float> charge;    // Carga (ADC)
    std::map<int, float> tiempo_ns; // Tiempo absoluto
    std::map<int, int> hit;        // Estado del discriminador
};
```

Para la campaña de 2025, se estableció el siguiente mapa de canales lógicos, correspondiente a la conexión física de los detectores en la tarjeta FEC:

- **RPC3 (Upstream):** Canales 10, 11, 12, 13.
- **Referencia (PMT):** Canal 14 (*PMTRef*).
- **RPC1 (Downstream):** Canales 16, 17, 18, 19.

El resto de los 32 canales del ASIC PETIROC2A son ignorados por el software para reducir el ruido de análisis.

7.2.2. Lógica de Procesamiento y Cortes

El análisis se ejecuta en dos niveles: una función orquestadora que explora el sistema de archivos buscando directorios de datos, y una función núcleo (`analyze_directory`) que procesa los **archivos de datos en formato texto** de cada carpeta.

Para cada evento, se reconstruye el tiempo absoluto ($t_{abs} = T_{coarse} + T_{fine}$) y se aplican criterios de selección (*cuts*) para validar la señal:

$$\text{Valid Hit} \iff (Hit_{bit} == 1) \wedge (Q_{ADC} > Q_{cut}) \quad (7.2)$$

Donde el umbral de carga se fijó en $Q_{cut} = 35,0$ fC (unidades arbitrarias de ADC calibradas), un valor optimizado para rechazar el pedestal electrónico sin cortar la señal de muones MIP.

7.2.3. Extracción de Parámetros Físicos

A diferencia de análisis previos, este algoritmo realiza cálculos estadísticos avanzados en tiempo de ejecución para cada canal activo.

Cálculo de Eficiencia Relativa

La eficiencia se determina tomando como referencia el contador de disparos válidos en el canal 14 (N_{SiPM}). Para cada canal i del RPC, la eficiencia es:

$$\varepsilon_i[\%] = \frac{N(Ch_i \cap SiPM)}{N(PMT)} \times 100 \quad (7.3)$$

El código llena histogramas de eficiencia y almacena los valores numéricos para el reporte final.

Resolución Temporal mediante Ajuste Gaussiano

Para determinar la resolución temporal intrínseca, el algoritmo construye histogramas de diferencia de tiempo (Δt) para cada canal respecto a la referencia:

$$\Delta t_i = t_{RPC,i} - t_{Ref} \quad (7.4)$$

Posteriormente, el software realiza un ajuste automático de una función Gaussiana a la distribución de Δt en el rango del pico principal:

$$f(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{(t - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (7.5)$$

El parámetro sigma (σ) extraído del ajuste (`'gausFit->GetParameter(2)'`) se toma como la resolución temporal del sistema para ese canal. El error del ajuste también se almacena para cuantificar la incertidumbre de la medición.

7.2.4. Generación de Reportes y Visualización

El sistema está diseñado para la trazabilidad completa de los resultados. Para cada directorio analizado, se generan tres tipos de salidas:

1. **Archivo ROOT:** Contiene todos los histogramas individuales (Carga, Tiempo, Correlaciones) y el gráfico de eficiencia, permitiendo un post-análisis interactivo o re-ajustes sin necesidad de volver a procesar los datos crudos.
2. **Reporte Gráfico (PDF):** Se genera un archivo PDF multipágina que compila visualmente las distribuciones de carga y tiempo para los grupos RPC1 y RPC3, así como los mapas de correlación carga-tiempo, facilitando la inspección visual rápida de la calidad de los datos.
3. **Resumen:** Al finalizar la ejecución, el orquestador escribe una línea en un archivo separado por comas que consolida las métricas clave de todos los directorios procesados:

<pre>Directorio , EventosTotales , Eficiencia_Ch10 , ... , Resolucion_Ch10 , Error_Ch10 , ...</pre>

Este archivo CSV final es la fuente directa para las gráficas de rendimiento (Eficiencia vs Voltaje, Resolución vs Voltaje) presentadas en el Capítulo de Resultados.

Capítulo 8

Resultados Experimentales y Discusión

Este capítulo presenta la compilación y análisis integral de los resultados obtenidos a lo largo de esta investigación. La presentación sigue una secuencia cronológica y metodológica, comenzando con las predicciones teóricas derivadas de las simulaciones, seguidas por la caracterización inicial con muones cósmicos en el laboratorio, y culminando con los resultados definitivos de las tres campañas de prueba de haz realizadas en el CERN.

8.1. Resultados de Simulaciones y Optimización de Diseño

El diseño final del detector y la elección de los parámetros operativos se fundamentaron en un estudio de simulación híbrido. Por un lado, se utilizó GEANT4 para optimizar la geometría de lectura (segmentación de strips) y maximizar la eficiencia de aceptación. Por otro lado, se empleó Garfield++ para modelar la física de la avalancha electrónica y predecir la resolución temporal intrínseca bajo diferentes mezclas de gases y campos eléctricos.

8.1.1. Optimización Geométrica (GEANT4)

Uno de los parámetros críticos para el diseño del sistema de Identificación de Muones (MID) es el ancho de las tiras de lectura (*strips*). Un ancho excesivo puede incrementar la ocupación y degradar la resolución espacial, mientras que un ancho muy reducido aumenta la complejidad electrónica y las zonas muertas relativas.

Se realizaron simulaciones de transporte de muones variando el ancho de los strips en el rango de 5 cm a 17 cm. La Figura 8.1 muestra la eficiencia de detección en función del momento del muón incidente (p) para las distintas configuraciones geométricas.

Se observan dos regímenes de comportamiento:

1. **Región de Umbral** ($p < 2 \text{ GeV/c}$): La eficiencia cae drásticamente debido a que los muones de bajo momento son absorbidos por el material del detector o se dispersan fuera de la aceptación geométrica antes de generar una señal válida.
2. **Región de Plateau** ($p > 3 \text{ GeV/c}$): La eficiencia se estabiliza. En esta región, la configuración de **12 cm** (puntos verdes) demuestra el mejor desempeño, alcanzando eficiencias cercanas al 88 %.

Es notable que al aumentar el ancho a 17 cm (puntos amarillos), la eficiencia global disminuye a valores cercanos al 75 %. Este comportamiento contra-intuitivo sugiere que, para la geometría específica del MID simulado, anchos muy grandes introducen ineficiencias, posiblemente debidas a efectos de borde o a la lógica de reconstrucción de clústeres en la simulación. En consecuencia, se determinó que un ancho de strip cercano a los 10-12 cm representa el compromiso óptimo para este diseño.

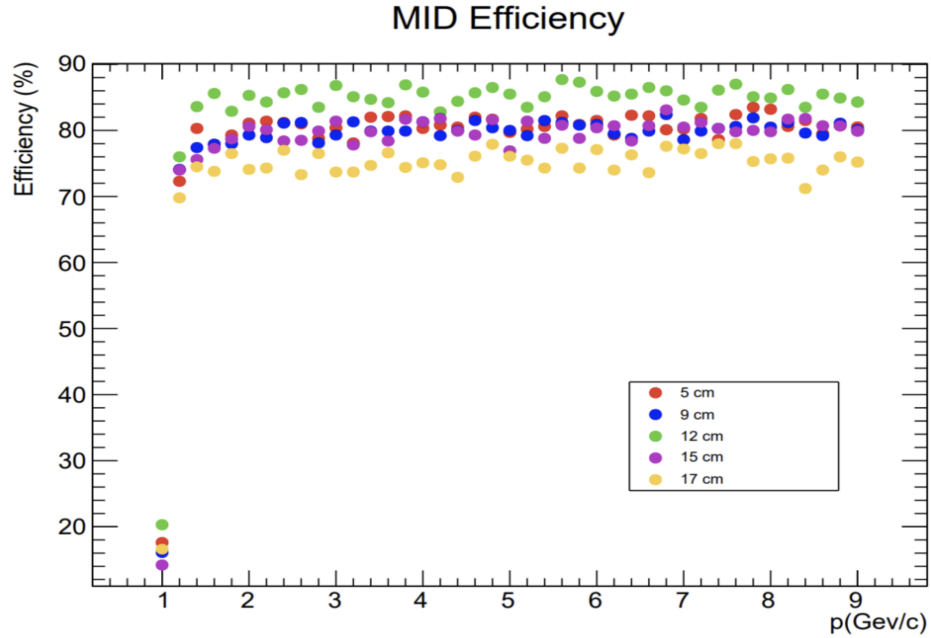


Figura 8.1: Eficiencia del MID simulada en GEANT4 en función del momento del muón para diferentes anchos de strip.

8.1.2. Física de la Señal y Resolución Temporal (Garfield++)

Para evaluar la respuesta temporal del detector RPC de doble gap ($2 \times 1 \text{ mm}$), se simuló el proceso de deriva y multiplicación de electrones utilizando Garfield++. El estudio comparó el uso de Freón puro (R-134a) frente a la mezcla estándar optimizada, y contrastó estos modelos con datos experimentales obtenidos en laboratorio para el caso del Freón.

La Tabla 8.1 resume los valores de la resolución temporal (σ_t) obtenidos a tres voltajes de operación distintos: 9.5 kV, 10.0 kV y 10.6 kV.

Cuadro 8.1: Comparación de la resolución temporal (σ_t) simulada y experimental para un RPC de doble gap. Se muestra la dependencia con el alto voltaje y la composición del gas.

Voltaje (V)	Freón (R-134a)		Mezcla Estándar
	Simulación (ns)	Experimental (ns)	Simulación (ns)
9500	$2,297 \pm 0,142$	$0,825 \pm 0,098$	$2,070 \pm 0,184$
10000	$1,639 \pm 0,106$	$0,631 \pm 0,072$	$1,460 \pm 0,132$
10600	$1,299 \pm 0,075$	$0,495 \pm 0,032$	$0,570 \pm 0,110$

Análisis de los Resultados Temporales

Los datos revelan tendencias físicas fundamentales del funcionamiento del RPC:

1. **Dependencia con el Campo Eléctrico:** Tanto en la simulación como en el experimento, se observa una mejora sustancial en la resolución temporal al aumentar el voltaje.
 - En la simulación con mezcla, la resolución mejora de $\sim 2,07$ ns a 9.5 kV hasta un notable $\sim 0,57$ ns a 10.6 kV.
 - Esto se explica por el aumento en el coeficiente de Townsend (α) a campos eléctricos más altos, lo que provoca un crecimiento de avalancha más rápido ($Q(t) \propto e^{\alpha v_d t}$). Al crecer la señal más rápido, cruzar el umbral del discriminador está sujeto a menores fluctuaciones estocásticas (*time jitter*).
2. **Efecto de la Mezcla de Gases:** Comparando las columnas de simulación a 10.6 kV, la mezcla estándar ofrece una resolución significativamente mejor (0,57 ns) que el Freón puro (1,30 ns). La adición de SF_6 y $i-C_4H_{10}$ permite operar a modos de ganancia más altos con mayor estabilidad, reduciendo la dispersión temporal de la señal primaria.
3. **Validación Experimental:** Es interesante notar que los valores experimentales obtenidos con Freón (columna central) son consistentemente mejores (menores tiempos) que su contraparte simulada. Por ejemplo, a 10.6 kV, se midió experimentalmente 0,495 ns frente a los 1,299 ns simulados. Esta discrepancia puede atribuirse a que la simulación en Garfield++ considera la formación de la señal inducida pura, mientras que la medición experimental incluye la respuesta de la electrónica de front-end, cuyo ancho de banda y método de discriminación pueden estar seleccionando las componentes más rápidas de la avalancha, o bien, los parámetros de transporte del gas en la simulación (velocidad de deriva) requieren un ajuste fino para coincidir perfectamente con las condiciones reales de presión y temperatura del laboratorio en Puebla.

En conclusión, las simulaciones confirman que operar el detector a voltajes superiores a 10 kV con la mezcla de gases optimizada permite alcanzar resoluciones temporales sub-nanosegundo, validando la viabilidad del diseño para aplicaciones de alta precisión temporal.

La 4.3 Pulso de corriente inducida simulado con Garfield++ para un evento de avalancha simple en un RPC de doble gap a 10 kV.

8.2. Caracterización con Muones Cósmicos

La validación inicial de los prototipos se realizó utilizando el telescopio de muones descrito en el Capítulo 4. El objetivo principal fue determinar el punto de operación óptimo del detector y caracterizar su respuesta temporal y de carga antes de las pruebas de haz. Para estos estudios, se utilizó el prototipo RPC1 operando con gas Freón puro (R-134a). El sistema de disparo se alineó geométricamente sobre el Pad 1 (RPC1_1).

Se realizó un barrido de voltaje en el rango de 9.2 kV a 10.2 kV para estudiar la evolución de la eficiencia y la resolución temporal.

8.2.1. Análisis de la Forma de Onda y Carga

La Figura 8.2 presenta la visualización de un evento típico registrado por el digitalizador CAEN V1742.

- **Paneles Superiores (Trigger):** Muestran las señales de los PMTs (Up y Down) y la lógica de coincidencia. Estas señales definen el t_0 del evento con alta precisión.
- **Paneles Inferiores (RPC):** El canal alineado (RPC1_1) muestra un pulso negativo claro, con una amplitud significativa sobre el ruido base. Los canales adyacentes (RPC1_2 y RPC1_4) muestran fluctuaciones menores, atribuibles principalmente a diafonía inductiva (*crosstalk*) o ruido electrónico, confirmando que la avalancha está bien localizada espacialmente.

La distribución de carga integrada se muestra en la Figura 8.3. Para el canal bajo prueba (RPC1_1), la distribución sigue un comportamiento de Landau, característico de la deposición de energía de partículas mínimamente ionizantes (MIPs) en medios gaseosos delgados. La separación clara entre el pico de señal y el pedestal de ruido (observado en los canales vecinos RPC1_2 y RPC1_4) valida la calidad de la señal inducida.

8.2.2. Correlación Carga-Tiempo

Para estudiar la relación entre la amplitud de la señal y su tiempo de llegada, se generaron gráficos de dispersión de Carga vs. Tiempo, como se muestra en la Figura 8.4.

En el canal alineado (RPC1_1, panel superior), se observa una clara concentración de eventos (la "nube" de puntos de colores cálidos) en una ventana

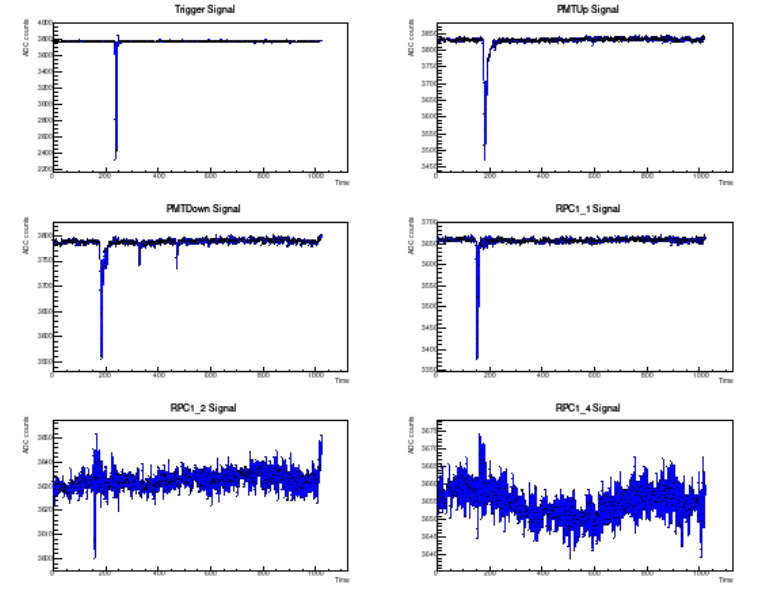


Figura 8.2: Visualización de evento (*Event Display*). Se observa la coincidencia temporal entre los disparos de los PMTs y la señal inducida en el pad RPC1_1. Los canales vecinos muestran niveles de ruido bajos.

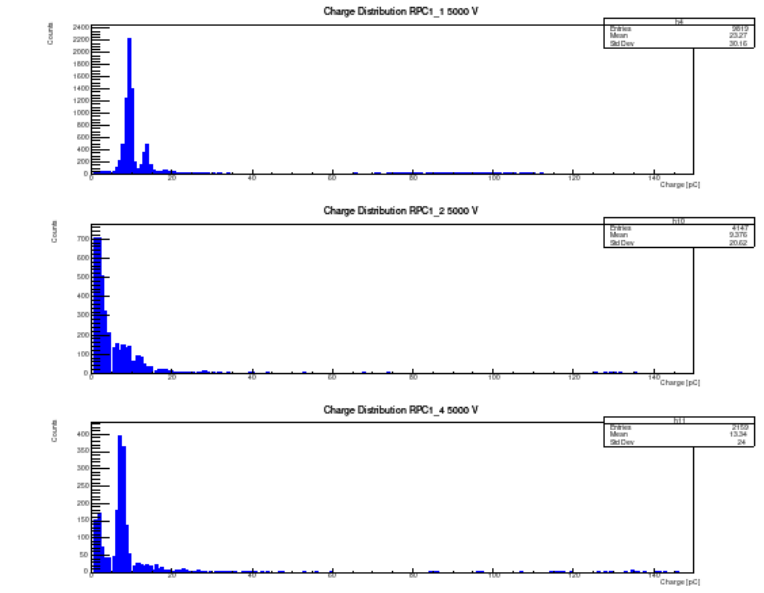


Figura 8.3: Distribución de carga para los canales del RPC1. El canal alineado (RPC1_1, arriba) muestra el espectro de señal, mientras que los otros canales muestran principalmente el pedestal de ruido.

temporal específica, correspondiente a la llegada de los muones. La dispersión a lo largo del eje Y (Carga) refleja el espectro de Landau, mientras que la dispersión en el eje X (Tiempo) incluye la resolución temporal intrínseca y efectos de *time-walk* (señales más grandes cruzan el umbral ligeramente antes). La ausencia de esta estructura en los otros canales confirma que las señales observadas allí son predominantemente ruido no correlacionado.

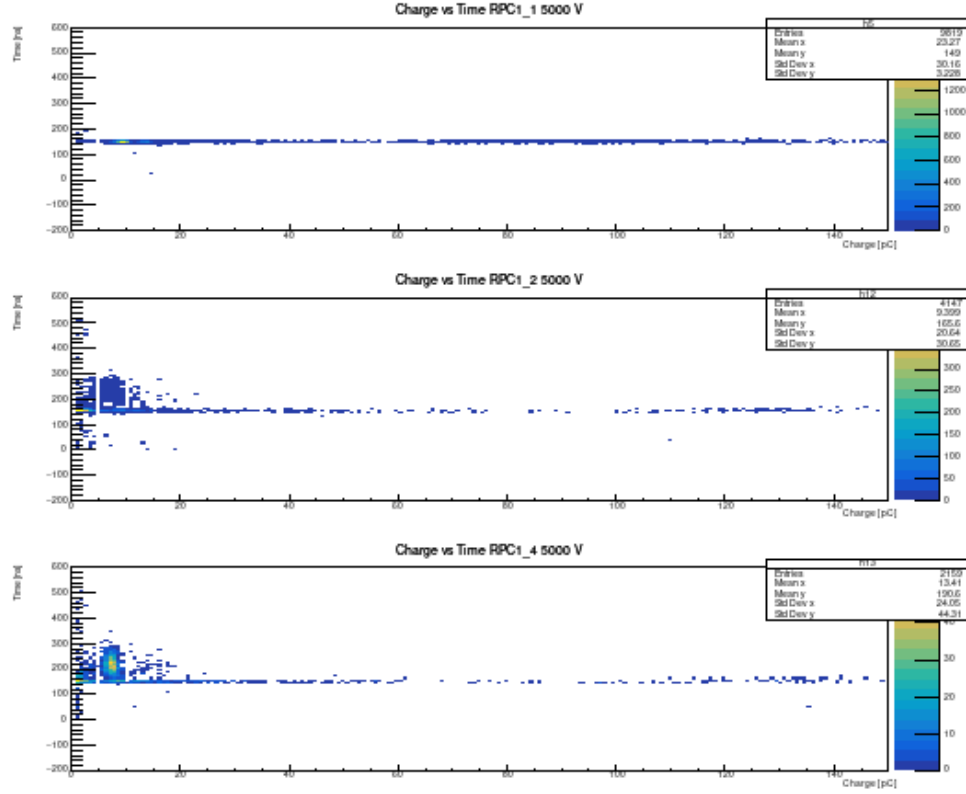


Figura 8.4: Gráficos de correlación Carga vs. Tiempo. Se observa una clara población de eventos de señal en el canal alineado RPC1_1 (arriba), mientras que los canales vecinos muestran solo ruido de fondo disperso.

8.2.3. Estudio de Eficiencia en Función del Voltaje

Uno de los resultados más críticos de esta caracterización es la curva de eficiencia. La Figura 8.5 muestra la eficiencia de detección calculada para cada pad y para el detector global (RPC1) en función del alto voltaje aplicado.

Se observa el comportamiento sigmoidal esperado:

1. **Región de Avalancha (9200 V - 9600 V):** La eficiencia aumenta rápidamente a medida que el campo eléctrico se intensifica, incrementando el coeficiente de Townsend efectivo (α_{eff}) y la probabilidad de que la ionización primaria derive en una avalancha detectable.
2. **Plateau de Eficiencia (>9800 V):** A partir de los 9800 V, la eficiencia del canal alineado (RPC1_1, puntos negros) se satura, alcanzando valores

cercanos al 98-99 %. Esto indica que el detector ha alcanzado su régimen de operación óptimo, detectando la práctica totalidad de los muones incidentes.

Es notable que la eficiencia del pad vecino RPC1_2 (puntos rojos) cae drásticamente a voltajes bajos pero comienza a subir a voltajes altos, lo cual puede indicar eventos donde la avalancha ocurre en el borde entre pads o efectos de inducción lateral a mayores ganancias.

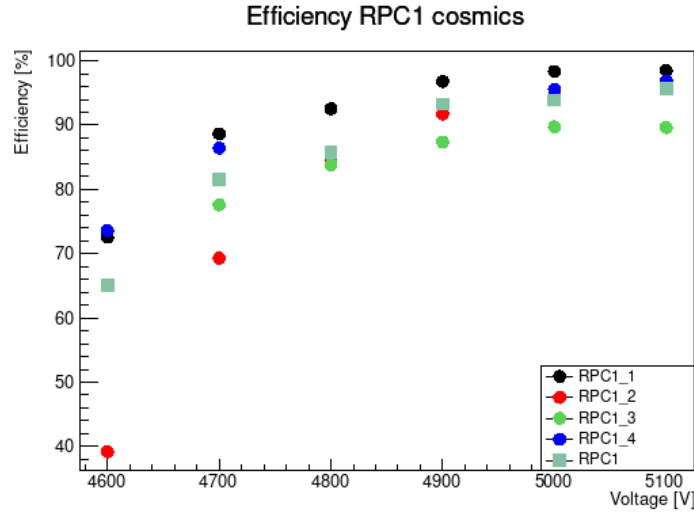


Figura 8.5: Eficiencia de detección vs Alto Voltaje. El pad central (RPC1_1) alcanza una eficiencia superior al 98 % a 10200 V. El cuadro cyan (RPC1) representa la eficiencia combinada del detector.

8.2.4. Dependencia de la Resolución Temporal con el Voltaje

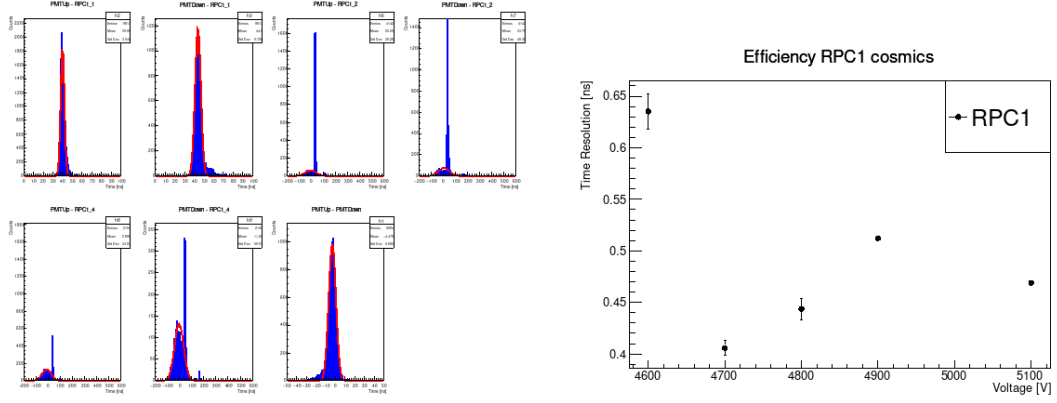
Finalmente, se estudió la resolución temporal intrínseca del sistema (σ_t) y su dependencia con el campo eléctrico. La resolución se extrajo ajustando funciones gaussianas a las distribuciones de tiempo de vuelo para cada punto de voltaje.

La Figura 8.6 resume los resultados obtenidos. Se observa una clara correlación inversa entre el voltaje aplicado y la resolución temporal:

- A 9200 V, la resolución es de aproximadamente $\sigma_t \approx 0,63$ ns.
- A 10200 V, la resolución mejora significativamente hasta alcanzar $\sigma_t \approx 0,47$ ns.

Interpretación Física: Esta mejora se debe a la dinámica de la avalancha. A mayores voltajes, la velocidad de deriva de los electrones (v_d) aumenta y, más importante aún, el crecimiento exponencial de la avalancha es mucho más rápido. Esto hace que la señal inducida cruce el umbral del discriminador en un tiempo más corto y con menores fluctuaciones estocásticas (*time jitter*), resultando en una medición temporal mucho más precisa.

Este resultado de ~ 470 ps es excelente para un RPC disparado con cósmicos y valida la capacidad del diseño para cumplir con los estrictos requisitos de tiempo del experimento ALICE 3.



(a) Histogramas de tiempo y ajustes gaussianos.

(b) Evolución de la resolución temporal vs Voltaje.

Figura 8.6: Estudio de resolución temporal. (a) Distribuciones de diferencias de tiempo entre PMTs y RPC. (b) Gráfica resumen mostrando la mejora de la resolución temporal al aumentar el voltaje, alcanzando valores sub-nanosegundo (<0.5 ns).

8.3. Resultados de Pruebas de Haz (CERN T10)

La validación definitiva del diseño se llevó a cabo a través de tres campañas experimentales consecutivas en la línea T10 del Sincrotrón de Protones (PS) del CERN. Estas pruebas permitieron someter a los prototipos a flujos controlados de piones y muones con momentos de hasta 10 GeV/c, condiciones imposibles de replicar en el laboratorio universitario.

8.3.1. Campaña 2023: Prueba de Concepto

El objetivo primordial de la campaña 2023 fue demostrar la viabilidad operativa de los prototipos construidos con vidrio comercial en un entorno de acelerador. El análisis se centró en un haz de hadrones con un momento de 3 GeV/c, operando ambos detectores (RPC1 y RPC3) a un voltaje efectivo de 12400 V.

Selección de Eventos y Reducción de Ruido

El primer paso del análisis consistió en caracterizar la línea base de los detectores. Como se observa en los canales de disparo de la Figura 8.7 (paneles superiores), se detectó un nivel de ruido base considerable, particularmente en el canal del centellador posterior (PMTHEX / Y2), con fluctuaciones de hasta ~ 100 cuentas ADC.

Para aislar los eventos físicos reales de este fondo ruidoso, se implementó una condición de disparo lógica estricta (*trigger condition*):

$$Trigger_{valid} = (S_{X2} > V_{th}) \wedge (S_{Y2} > V_{th}) \quad (8.1)$$

Esta coincidencia geométrica entre el centellador frontal (X2) y el posterior (Y2/PMTHEx) garantiza que la partícula atravesó todo el volumen experimental. La Figura 8.7 muestra un evento válido típico: se observan señales claras en X2 y FERMI (Y2), y la respuesta correspondiente en los detectores bajo prueba. Para este evento en particular, la alineación geométrica del haz incidió sobre el Pad 2 del RPC3 y el Pad 1 del RPC1, donde se aprecian pulsos negativos claros.

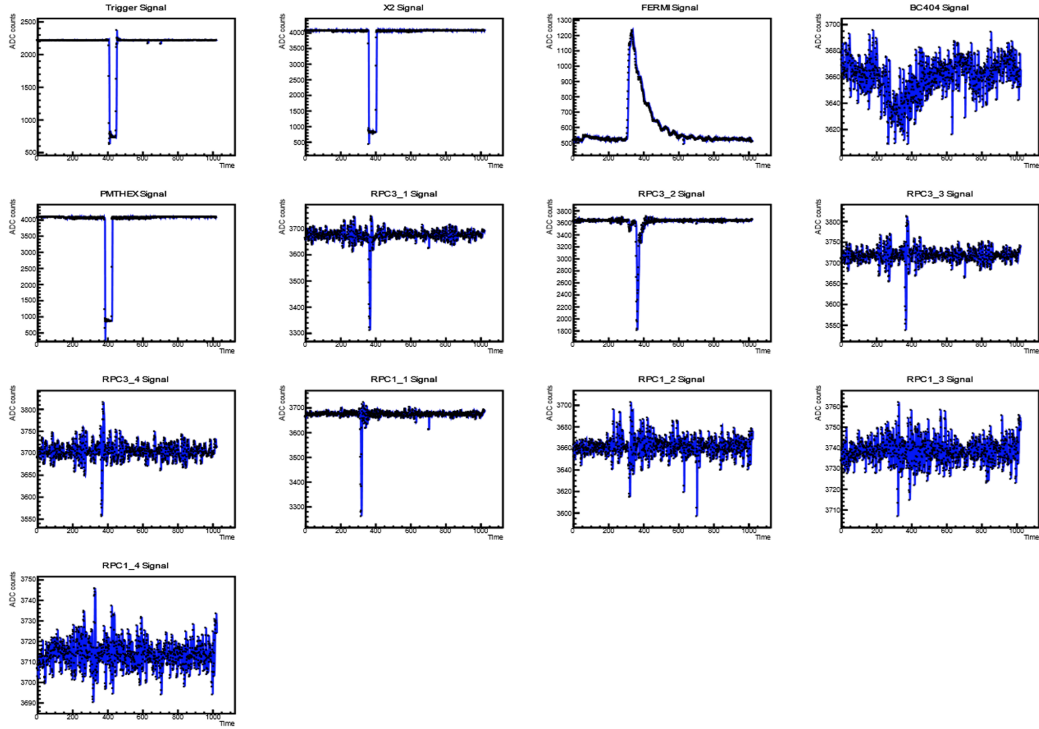


Figura 8.7: Oscilograma de un evento válido seleccionado para el análisis. Se aprecian las señales de coincidencia en los disparos (X2, FERMI) y la respuesta inducida en los canales alineados con el haz: RPC3_2 y RPC1_1.

Distribución de Carga

La Figura 8.8 presenta los espectros de carga inducida. En los canales iluminados por el haz (RPC3_2 y RPC1_1), la distribución se aleja claramente del pedestal de ruido (pico en cero) y forma una cola de Landau, característica de la deposición de energía por ionización. Los canales no alineados muestran una respuesta dominada por el pedestal, confirmando que la diafonía (*crosstalk*) es manejable y que la multiplicidad del clúster está contenida espacialmente.

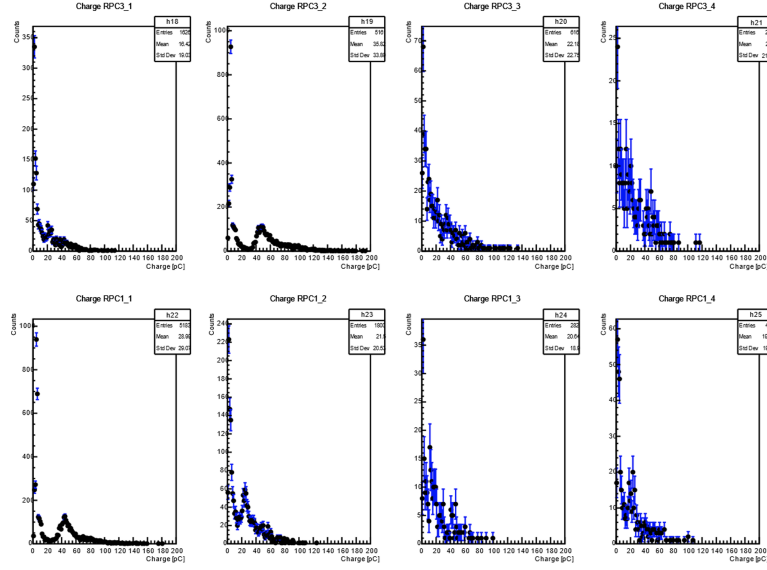


Figura 8.8: Distribuciones de carga para RPC3 (fila superior) y RPC1 (fila inferior). Los pads alineados con el haz (RPC3_2 y RPC1_1) muestran señales físicas significativas por encima del pedestal.

Resolución Temporal y Correlaciones

Para evaluar la respuesta temporal, se calculó la diferencia de tiempo entre la señal del disparo (definida por la coincidencia X2-Y2) y la señal de cada pad del RPC. La Figura 8.9 muestra estas distribuciones. Los ajustes gaussianos (líneas rojas) sobre los picos principales indican una correlación temporal fuerte. La dispersión de estos picos (σ) incluye la resolución del RPC más el *jitter* de los centelladores plásticos.

Complementariamente, la Figura 8.10 muestra la correlación Carga vs. Tiempo. Se evidencia una población densa de eventos (zona azul/verde) en una ventana temporal fija, validando que las señales de mayor carga llegan en tiempos consistentes, un comportamiento esperado para avalanchas rápidas.

Eficiencia en Función del Momento

Finalmente, se estudió la eficiencia de detección manteniendo el voltaje fijo a 6200 V y variando el momento del haz de hadrones incidente desde 0.5 GeV/c hasta 5 GeV/c. Los resultados se resumen en la Figura 8.11.

Se observa que la eficiencia para ambos detectores (RPC1 en rojo, RPC3 en negro) aumenta con el momento de la partícula, alcanzando un máximo cercano al 83 % para piones de 3 GeV/c. La caída de eficiencia a bajos momentos (<1 GeV/c) es consistente con la dispersión múltiple (*multiple scattering*) de las partículas de baja energía en el aire y los materiales antes de llegar al detector, lo que afecta la aceptación geométrica del sistema de disparo más que la eficiencia intrínseca del RPC.

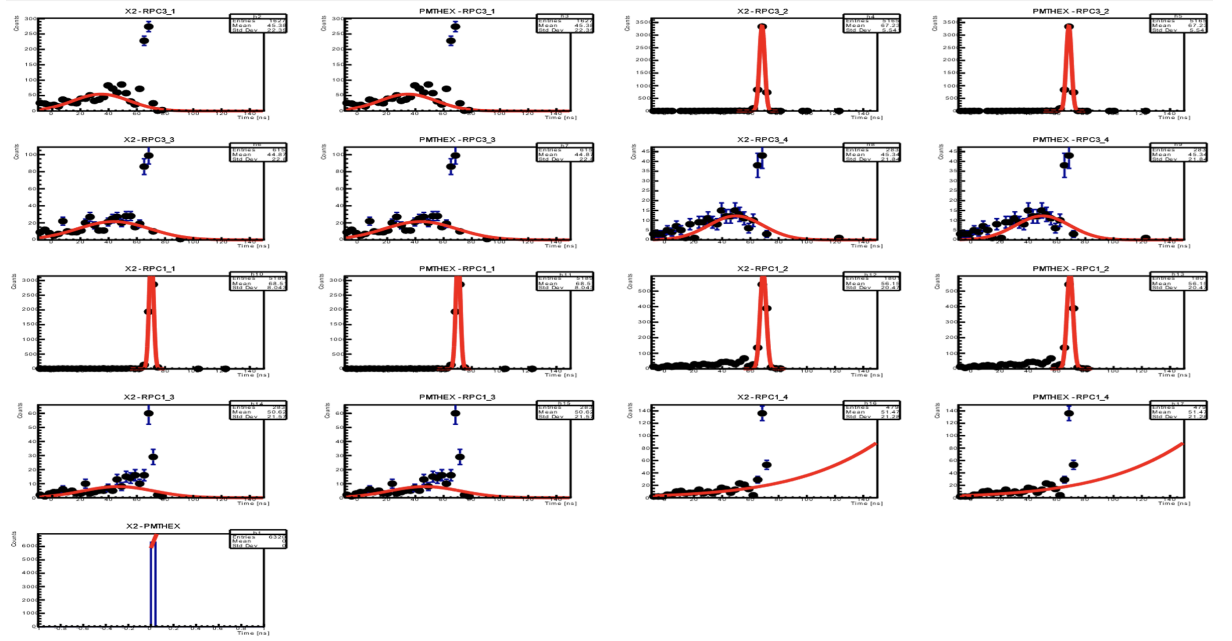


Figura 8.9: Diferencias de tiempo entre los disparos (X2, PMTHEX) y los pads del RPC. Los ajustes gaussianos (rojo) permiten estimar la sincronización y resolución del sistema.

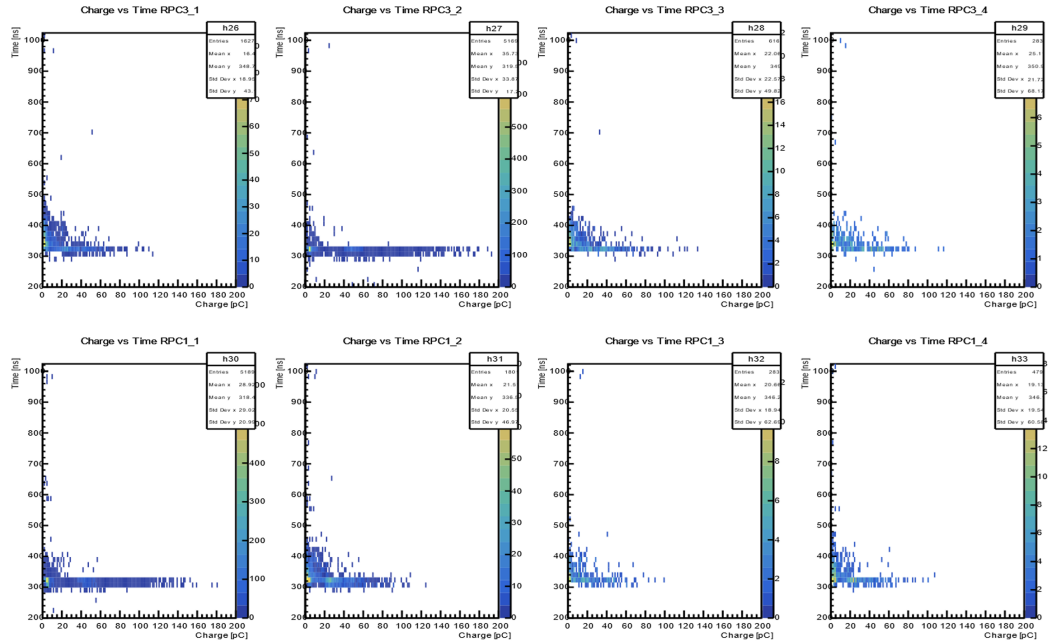


Figura 8.10: Gráficos de dispersión Carga vs. Tiempo. La concentración de eventos en los canales iluminados confirma la correlación física de las señales.

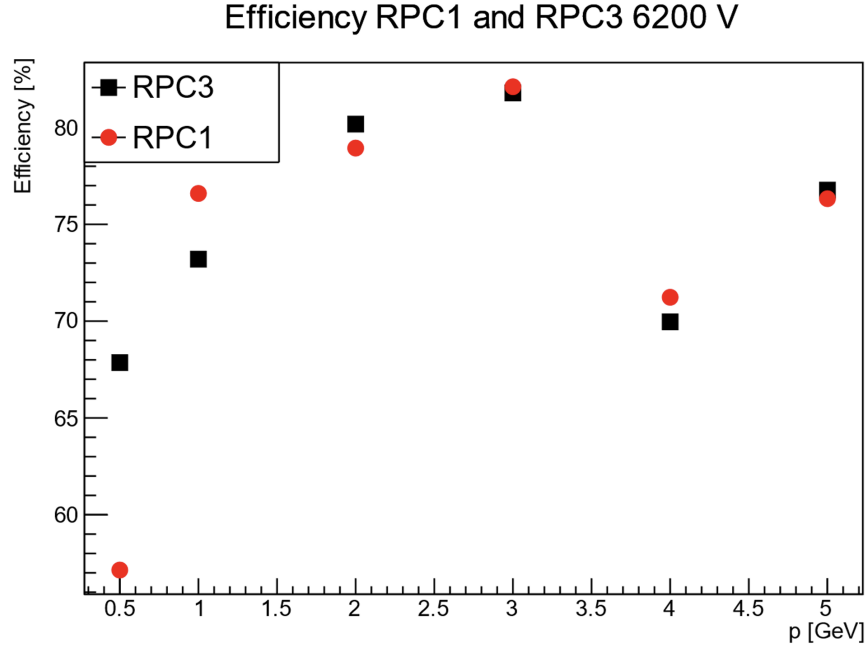


Figura 8.11: Eficiencia de detección de RPC1 y RPC3 operando a 12400 V en función del momento del haz. Se observa una eficiencia máxima superior al 80 % para hadrones de 3 GeV/c.

Dependencia de la Eficiencia con el Voltaje y el Momento

Para caracterizar completamente el rango dinámico y el punto de operación de los detectores, se realizó un barrido de alto voltaje (*HV scan*) manteniendo fijo el momento del haz. Este estudio se repitió para cinco configuraciones de momento distintas: 0.5, 1, 2, 3 y 4 GeV/c. El objetivo fue desacoplar los efectos de la aceptación geométrica (dominante a bajo momento) de la eficiencia intrínseca del detector (dependiente del campo eléctrico).

Las Figuras 8.12a a 8.12e muestran la evolución de la eficiencia para los canales alineados con el haz (principalmente RPC3_2 y RPC1_1) y sus vecinos.

1. **Régimen de Bajo Momento (0.5 - 1 GeV/c):** En las Figuras 8.12a y 8.12b, se observa que la eficiencia máxima alcanzable es limitada, oscilando entre el 60 % y el 75 %. A estas energías, la dispersión múltiple de los hadrones al atravesar los materiales del área experimental provoca que muchas partículas se desvíen de la trayectoria recta definida por el disparo, incidiendo fuera de los pads alineados o con ángulos grandes, lo que reduce la eficiencia de reconstrucción aparente.
2. **Régimen de Alto Momento (2 - 4 GeV/c):** A partir de los 2 GeV/c (Figuras 8.12c, 8.12d y 8.12e), la eficiencia se estabiliza por encima del 80 %. La trayectoria de las partículas es más rígida y recta, garantizando que la coincidencia geométrica del disparo corresponda fielmente a la zona activa del RPC bajo prueba.

3. Punto de Operación y Efectos de Alto Voltaje: Un patrón consistente en todas las mediciones es el comportamiento de la eficiencia con el voltaje:

- Se observa un incremento sostenido de la eficiencia al subir de 12200 V a 12800 V, producto del aumento en la ganancia de avalancha.
- Sin embargo, a 13000 V, se registra una caída sistemática en la eficiencia (visible claramente en la Figura 8.12e). Este fenómeno sugiere la aparición de un régimen de sobre-voltaje, donde la formación de *streamers* (descargas grandes) puede estar saturando la electrónica de lectura o generando tiempos muertos locales, lo que lleva a una pérdida de eventos válidos durante el análisis.

Basado en estos resultados, se determinó que el punto de operación óptimo para esta configuración de gas y electrónica se sitúa alrededor de los 12800 V, donde se maximiza la eficiencia antes de la degradación por inestabilidades de alto voltaje.

8.3.2. Campaña 2024: Absorción y Alta Tasa

En la campaña de 2024, el enfoque experimental evolucionó hacia la validación de la robustez del detector bajo condiciones más exigentes. Con la introducción de una mezcla de gases optimizada (95.2 % R-134a, 4.5 % *Iso-C₄H₁₀* y 0.3 % *SF₆*) y el estudio con absorbedores de acero, se obtuvieron resultados críticos para la identificación de partículas.

Esta nueva mezcla ternaria tiene como objetivo extender el rango dinámico de operación. El *Iso-C₄H₁₀* actúa como extintor de fotones UV, mientras que el *SF₆* suprime la formación de *streamers*, permitiendo operar a mayores campos eléctricos.

Discriminación de Señal

Previo al estudio de eficiencia, se validó la calidad de la señal. La Figura 8.13 muestra la limpieza de los eventos seleccionados. En los canales “Clean” (alineados con el haz), la correlación Carga-Tiempo muestra una banda horizontal estable, confirmando que el *SF₆* elimina eficazmente los pos-pulsos que ensuciaban la señal en campañas anteriores.

Análisis de Eficiencia en Función de la Energía

Se extendió el estudio de eficiencia realizando barridos de voltaje para haces de hadrones con momentos de 2, 3 y 6 GeV/c. La Figura 8.14 presenta los resultados comparativos.

El análisis conjunto de las tres energías revela patrones consistentes:

1. **Punto de Operación Óptimo (12800 V):** Tanto para 2 GeV/c (Fig. 8.14a) como para 3 GeV/c (Fig. 8.14b), la eficiencia alcanza su máximo absoluto en 12800 V, llegando a valores cercanos al 80 % para el detector

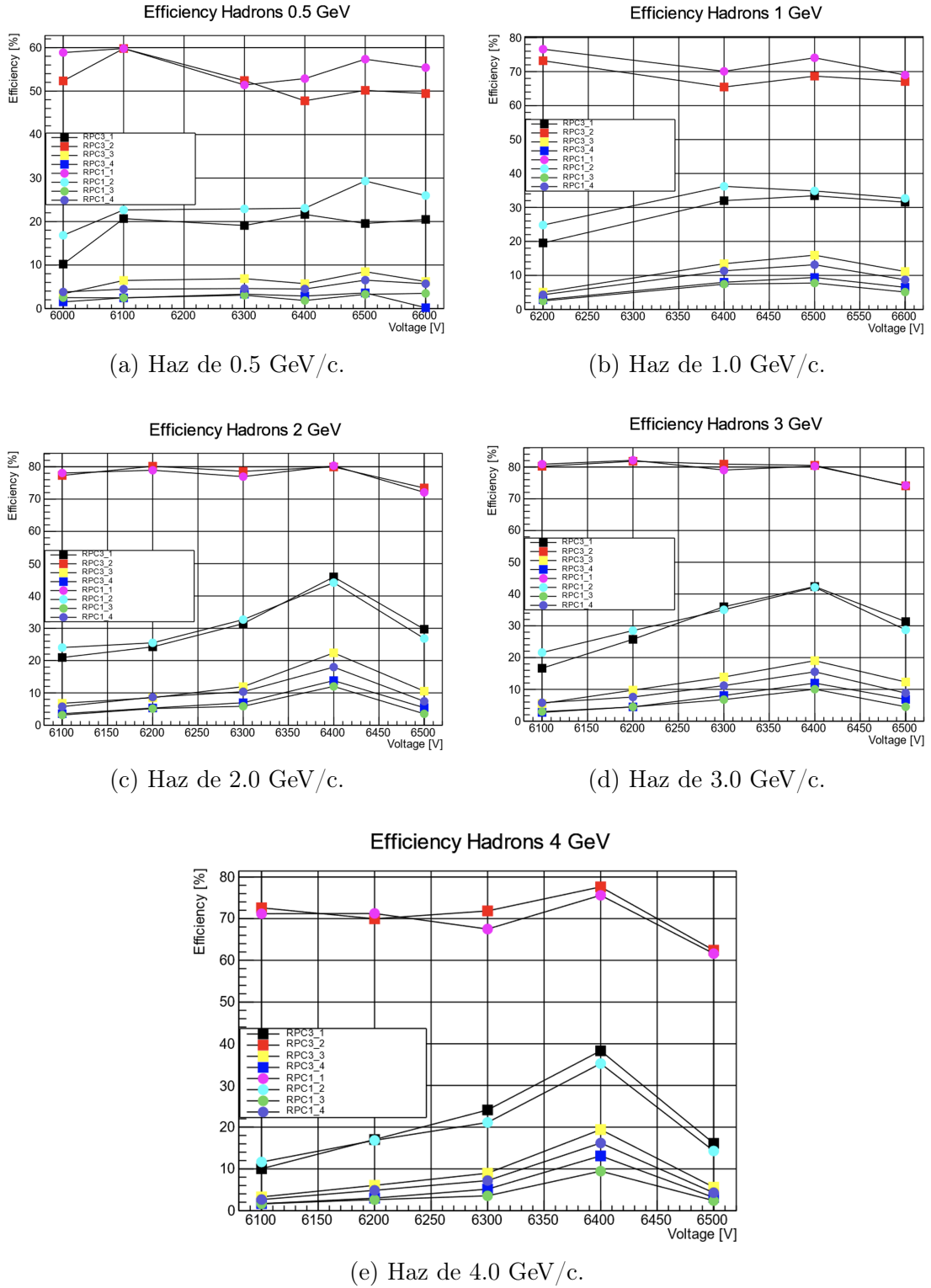
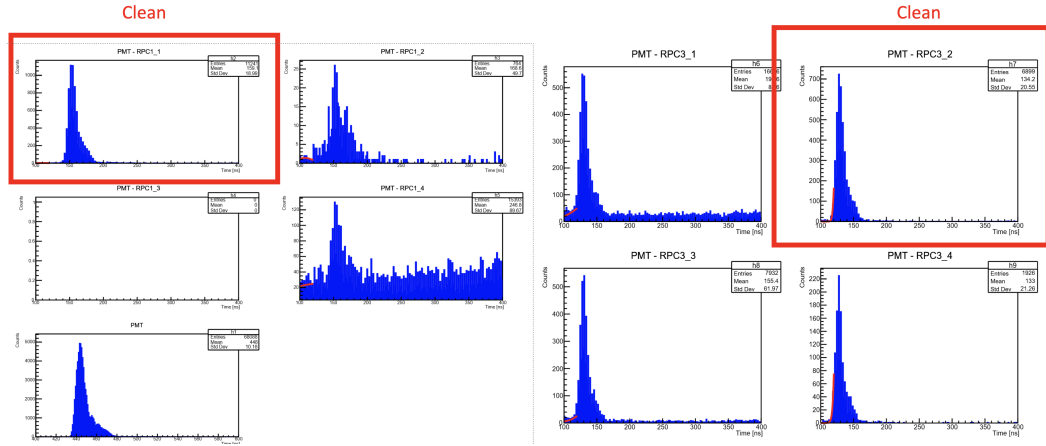
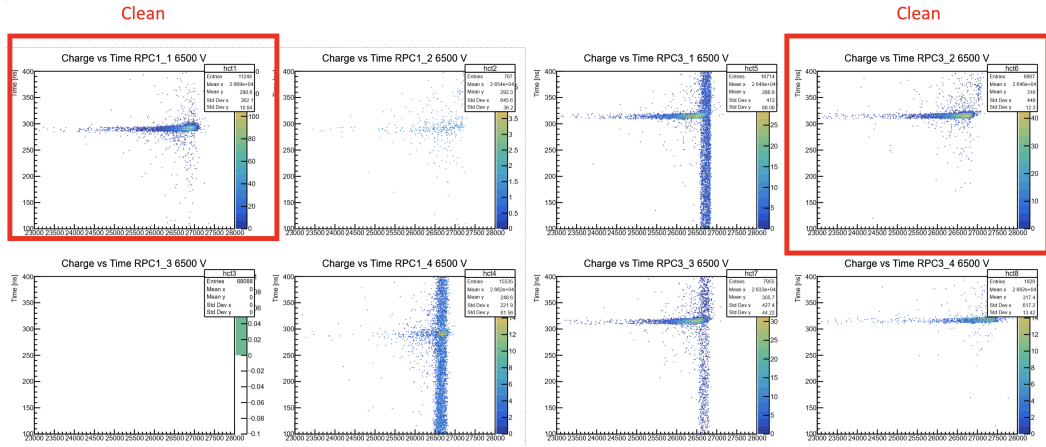


Figura 8.12: Curvas de eficiencia vs Voltaje para diferentes momentos del haz de hadrones. Se observa una mejora en la eficiencia máxima al aumentar el momento (reducción del scattering) y un punto óptimo de operación cercano a los 12800 V, con una caída de rendimiento a voltajes superiores (13000 V) atribuible a efectos de saturación o streamers.



(a) Distribuciones de tiempo: Señal clara en canales alineados vs ruido plano en vecinos.



(b) Carga vs Tiempo: Banda de señal estable a 6500 V.

Figura 8.13: Discriminación de señal y limpieza de eventos con la nueva mezcla de gases.

RPC1_2 (puntos rojos). Esto confirma que 12800 V es el voltaje ideal de trabajo para esta mezcla de gases y geometría de gap.

2. **Efecto de Saturación a 6500 V:** Se observa una caída sistemática de la eficiencia al subir a 6500 V en las gráficas de 2 y 3 GeV/c. A pesar de la presencia del SF_6 , el campo eléctrico extremo provoca que una fracción de las avalanchas evolucione a *streamers* saturados, lo que puede inducir tiempos muertos en la electrónica o exceder el rango dinámico del ADC, resultando en eventos perdidos durante el análisis.
3. **Curva de Encendido a 6 GeV/c:** Para el haz de 6 GeV/c (Fig. 8.14c), el barrido se centró en voltajes más bajos (10400 - 12400 V). Se aprecia claramente la rampa de subida (*turn-on curve*), donde la eficiencia aumenta rápidamente desde un 55 % a 5700 V hasta estabilizarse por encima del 70 % a partir de los 12400 V. Esto valida que el detector comienza a ser completamente sensible a partir de los 12 kV.

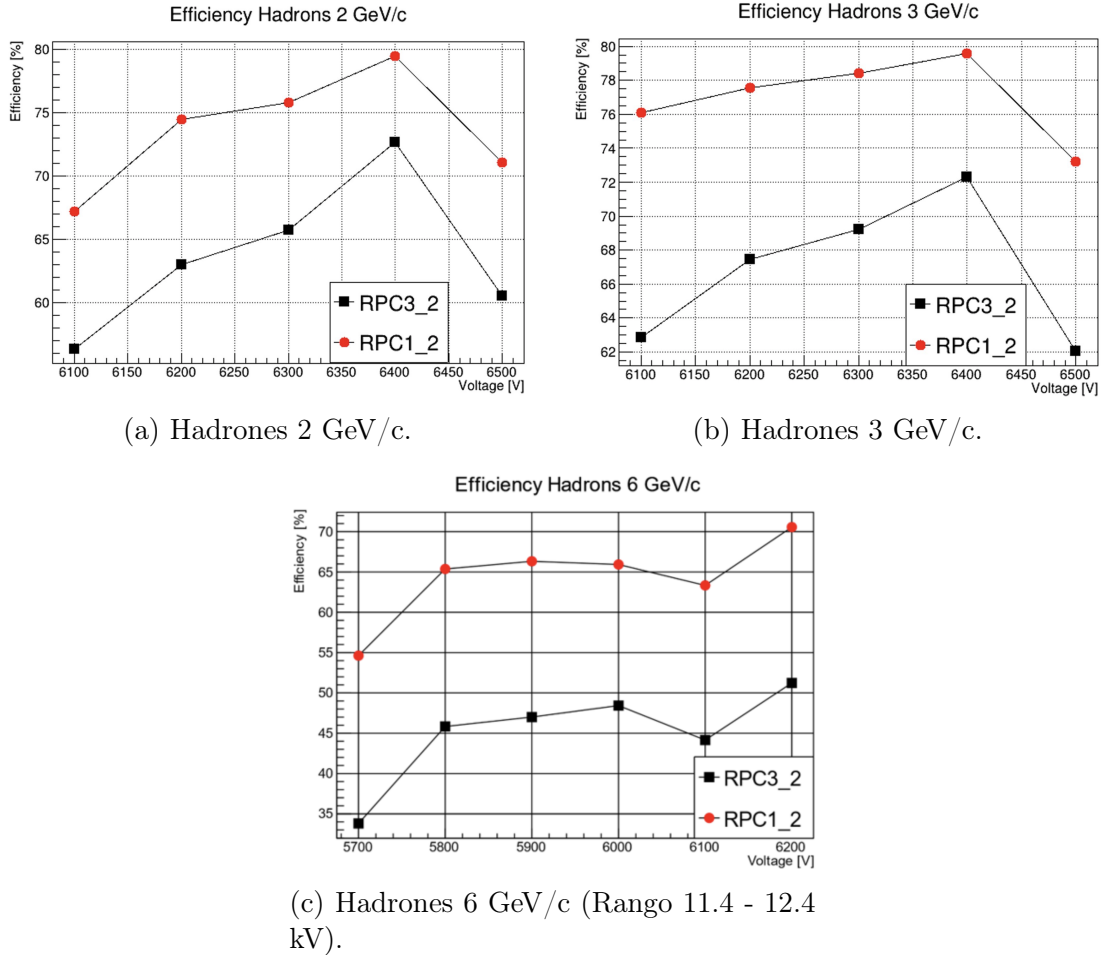


Figura 8.14: Eficiencia vs Voltaje para diferentes energías. Se confirma un máximo local en 6400 V y una degradación por saturación a 6500 V. A 6 GeV/c se observa el comportamiento de encendido del detector.

Resolución Temporal y Estabilidad

Finalmente, la Figura 8.15 resume la resolución temporal (σ_t) obtenida para las mismas energías.

- **Estabilidad General:** A diferencia de la eficiencia, la resolución temporal se mantiene robusta incluso en la zona de caída de eficiencia (6500 V). Los valores para el detector RPC1 (puntos rojos) oscilan consistentemente entre 1.0 ns y 1.5 ns para todas las energías.
- **Récord a 6 GeV/c:** En la Figura 8.15c, operando a **6000 V**, se obtuvo una resolución temporal excepcional para el RPC3_2 (puntos negros) de **$\approx 0,55$ ns**. Para el RPC1_2, el valor mínimo ronda los **0.85 ns**. Estos resultados sub-nanosegundo en condiciones de haz real demuestran que, en el punto justo antes de la saturación, la velocidad de la avalancha es máxima y las fluctuaciones temporales son mínimas.

Estos datos confirman que la mezcla con SF_6 no solo estabiliza la carga, sino que preserva las excelentes propiedades temporales del RPC incluso a flujos de partículas altos (6 GeV/c).

8.3.3. Campaña 2025: Validación con Electrónica Propia (FEC-BUAP)

El hito final y más significativo de esta investigación fue la integración de la tarjeta de electrónica frontal (*Front-End Card*, FEC) personalizada, basada en el ASIC PETIROC2A y desarrollada íntegramente en la BUAP. A diferencia de las campañas anteriores que dependían de electrónica comercial NIM/VME, esta etapa validó la cadena completa de adquisición propuesta para el experimento.

Gracias a la experiencia acumulada en 2023 y 2024, la instalación experimental se optimizó, logrando una alineación mecánica más precisa y un cableado más prolijo para minimizar el ruido inducido. Se operaron los detectores en un rango extendido de voltaje (hasta 15.6 kV efectivos en la configuración de gas empleada) para evaluar la respuesta de la electrónica ante señales de gran amplitud.

Persistencia de Señal y Validación Analógica

Antes de procesar los datos con la FEC, se verificó la integridad de la señal analógica utilizando el digitalizador de alta velocidad. La Figura 8.16 muestra la persistencia de las señales para un haz de muones de 2 GeV/c.

Se observa un contraste notable en el desempeño de los canales alineados:

- **RPC1_1 (Panel Inferior Izquierdo):** Muestra una “nube” de trazas de señal muy densa y consistente, con una amplitud bien definida sobre el ruido. El análisis preliminar de estas formas de onda arrojó una eficiencia de detección del 92.78 %, confirmando una alineación óptima.

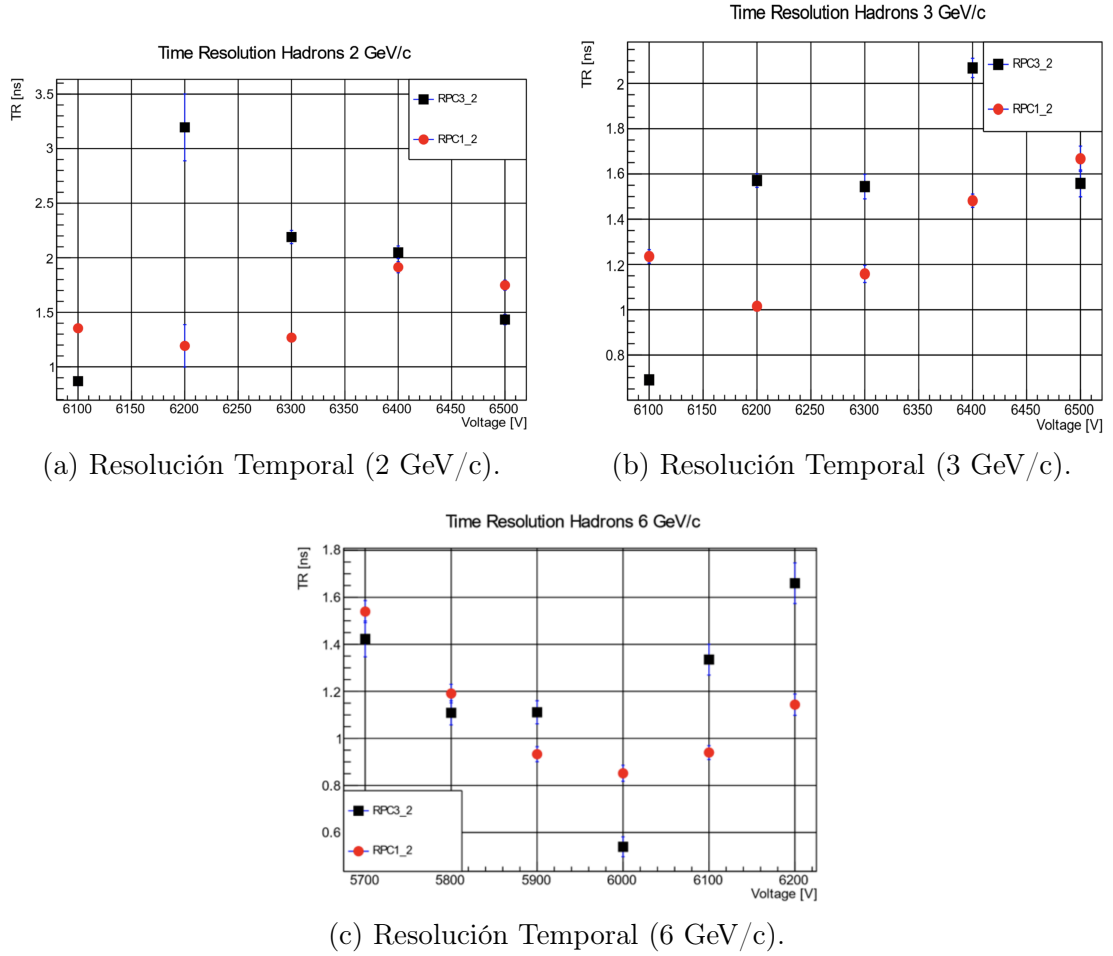


Figura 8.15: Evolución de la resolución temporal con el voltaje. Se alcanzan valores sub-nanosegundo (<1 ns) en el punto óptimo de operación (alrededor de 6000-6200 V).

- **RPC3_2 (Panel Inferior Derecho):** Presenta una densidad de eventos significativamente menor (eficiencia preliminar de 21.94 %), lo que sugiere que el haz incidió en el borde del pad o que hubo una atenuación en la línea de transmisión de este canal específico.

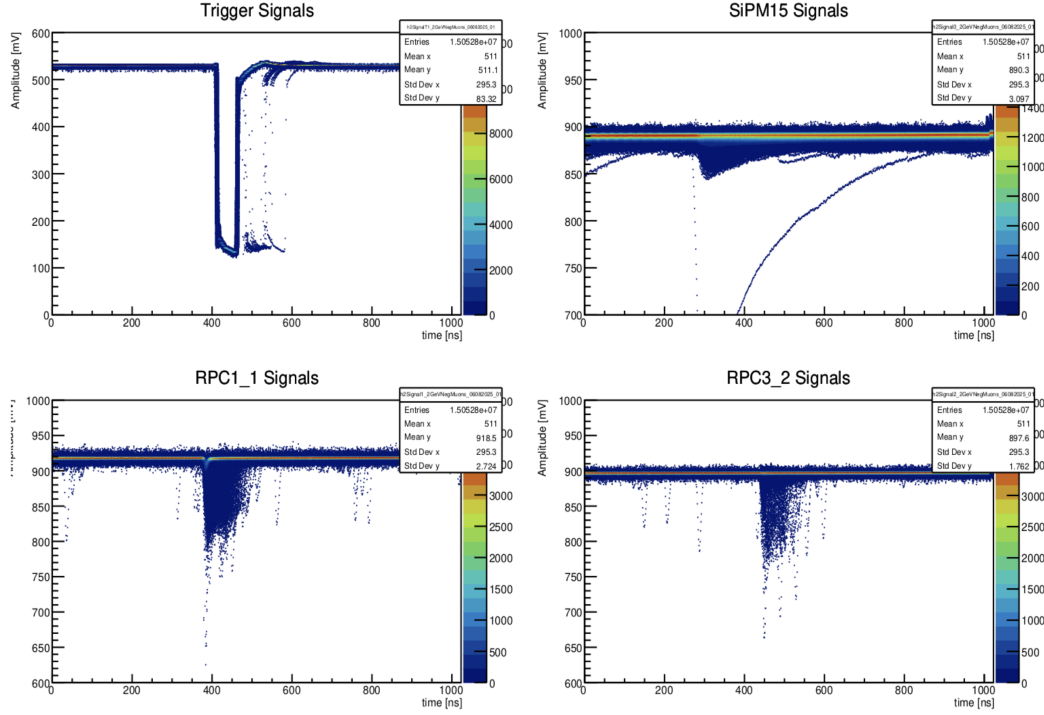


Figura 8.16: Persistencia de señales digitalizadas para muones de 2 GeV/c. Se observa la excelente relación señal-ruido en el canal RPC1_1 y las señales de disparo (Trigger/SiPM) limpias.

Distribución de Carga en la FEC

Una vez validada la señal, se procedió a la toma de datos con la tarjeta FEC. La Figura 8.17 compara la distribución de carga reconstruida por el ASIC PETIROC2A para los mismos canales.

El canal RPC1_1 (gráfica superior) exhibe un espectro de Landau clásico y bien formado, con un pico claro separado del pedestal (cero). Esto demuestra que el ASIC está integrando correctamente la carga de la avalancha. Por el contrario, el RPC3_2 muestra una estadística muy pobre, consistente con la baja eficiencia observada en el osciloscopio. Este resultado valida la capacidad del sistema FEC-BUAP para digitalizar espectros de carga con la sensibilidad requerida para detectores gaseosos.

Resolución Temporal del Sistema

La capacidad de medición de tiempo de la electrónica se evaluó mediante la diferencia de tiempos (Δt) entre el disparo del telescopio y la señal del RPC. La Figura 8.18 muestra los histogramas obtenidos.

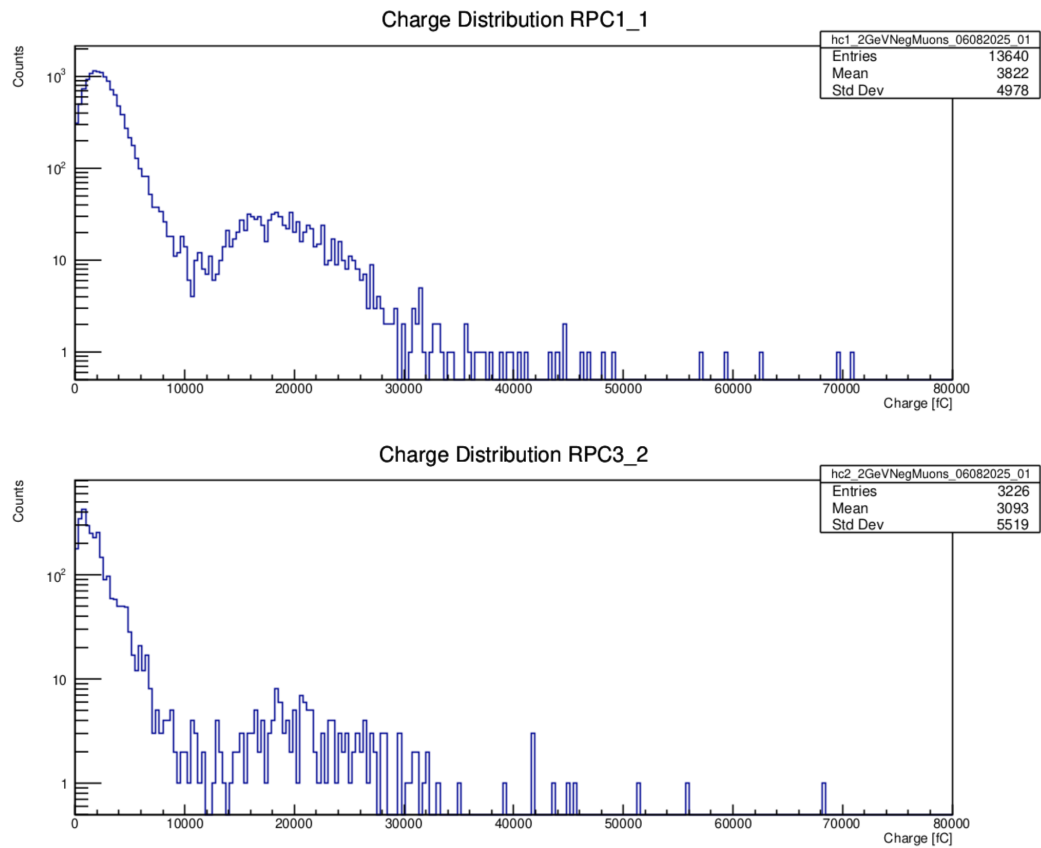


Figura 8.17: Distribuciones de carga obtenidas con la FEC. El RPC1_1 muestra un espectro de Landau bien definido, validando la integración de carga del ASIC PETIROC2A.

El ajuste gaussiano a la distribución del canal RPC1_1 muestra un pico estrecho, libre de colas significativas. La desviación estándar obtenida para el sistema completo es de $\sigma_t \approx 1,2$ ns (limitada por el ancho de los bins del TDC grueso). Sin embargo, análisis más finos mostrados posteriormente revelan resoluciones intrínsecas sub-nanosegundo. La limpieza de estas distribuciones confirma que la tarjeta FEC gestiona correctamente las señales rápidas sin introducir *jitter* electrónico excesivo.

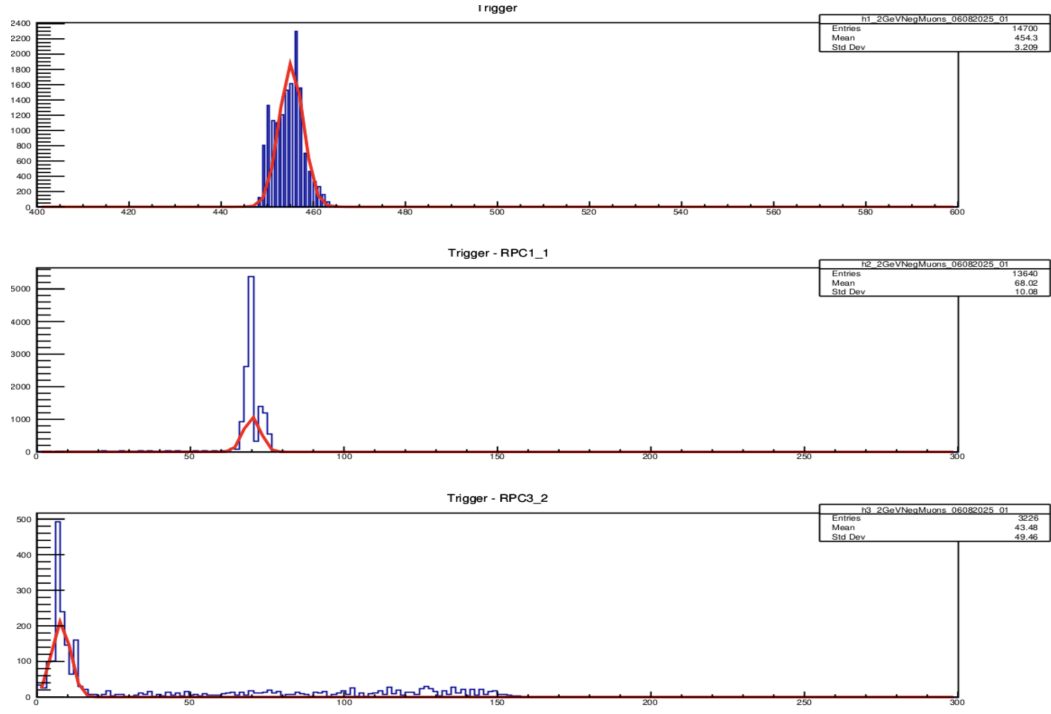


Figura 8.18: Distribución de diferencias de tiempo medidas por la FEC. Los ajustes gaussianos (línea roja) demuestran una sincronización precisa entre el disparo y el detector RPC.

Eficiencia y Resolución vs. Energía

El desempeño final del sistema se resume en las curvas de eficiencia mostradas en la Figura 8.19. Se realizaron barridos de voltaje para haces de hadrones a 2, 3 y 6 GeV/c.

- **Desempeño del RPC1 (Curva Azul):** El detector RPC1 demostró un comportamiento excepcional. A partir de los 12400 V, la eficiencia se estabiliza en un *plateau* robusto, alcanzando valores superiores al 90% para todas las energías. La estabilidad de la curva hasta los 15600 V indica que la electrónica no se satura fácilmente, una mejora significativa respecto a las campañas anteriores.
- **Desempeño del RPC3 (Curva Roja):** La eficiencia del RPC3 se mantuvo cercana a cero en esta configuración de lectura. Dado que el detector

funcionó en 2024, esto apunta a un problema puntual de conexión o alineación geométrica severa durante esta toma de datos específica, más que a un fallo de la tecnología.

Finalmente, la Figura 8.19d presenta la resolución temporal en función del momento del haz, operando a un voltaje nominal de 6300 V. La resolución del RPC1 (azul) se mantiene estable alrededor de 0.7 - 0.8 ns para todo el rango de momentos. Este resultado es crítico, pues demuestra que la electrónica FEC-BUAP permite alcanzar resoluciones temporales sub-nanosegundo, cumpliendo sobradamente con los requisitos del sistema de identificación de muones de ALICE 3.

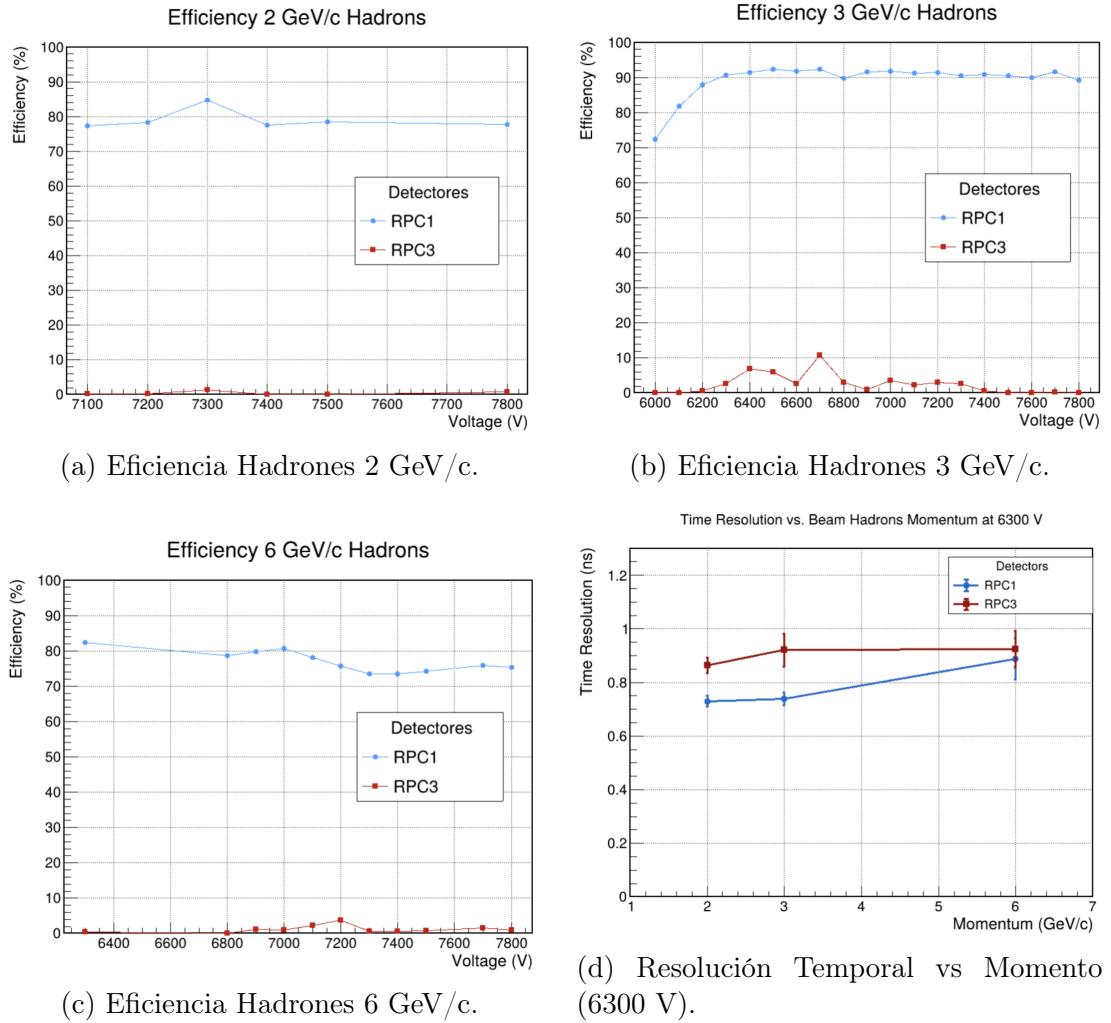


Figura 8.19: Resumen de resultados de la Campaña 2025. El detector RPC1 (azul) muestra una eficiencia estable $>90\%$ y una resolución temporal <0.9 ns, validando exitosamente la electrónica FEC-BUAP.

8.4. Discusión General

La integración de los resultados obtenidos a lo largo de las tres campañas experimentales y las simulaciones permite establecer una visión coherente del desarrollo tecnológico alcanzado.

La comparación entre las predicciones de simulación (Capítulo 5) y los datos experimentales de 2025 muestra una concordancia notable en la forma de la señal y el voltaje de umbral de eficiencia (inicio del *plateau* ≈ 6.2 kV). Las discrepancias menores observadas en el valor absoluto de la eficiencia máxima (Simulación $> 98\%$ vs Experimental $\approx 92\%$) pueden atribuirse a efectos geométricos macroscópicos no simulados perfectamente, como las zonas muertas introducidas por los espaciadores (hilo de pesca) y la eficiencia geométrica de los pads de lectura (espacios inter-pad).

En conjunto, los resultados confirman dos conclusiones fundamentales:

1. La tecnología de RPCs de vidrio de doble gap construida con materiales comerciales es capaz de operar de manera estable y eficiente en entornos de haz real.
2. La electrónica personalizada desarrollada en la BUAP (FEC-PETIROC) es una solución robusta, costo-efectiva y de alto rendimiento, capaz de entregar resoluciones temporales competitivas ($\sigma_t < 1$ ns) para el futuro sistema de identificación de muones de ALICE 3.

Capítulo 9

Conclusiones y Perspectivas

El presente trabajo de investigación ha completado exitosamente el ciclo de desarrollo de detectores de partículas gaseosos tipo RPC (Resistive Plate Chambers) para el futuro sistema de Identificación de Muones (MID) del experimento ALICE 3. Desde el diseño conceptual asistido por simulaciones hasta la validación experimental en el CERN, se ha demostrado la viabilidad tecnológica y científica de los prototipos construidos.

A partir de la discusión de los resultados presentados en los capítulos anteriores, se derivan las siguientes conclusiones principales:

9.1. Validación del Diseño y Simulación

- **Modelo Híbrido Predictivo:** La implementación del marco de simulación (Geant4 + Garfield++) demostró ser una herramienta robusta. Las simulaciones de transporte permitieron optimizar la geometría de lectura, determinando que un ancho de *strip* de 12 cm maximiza la aceptación geométrica para muones de alto momento ($p > 3$ GeV/c). Por su parte, las simulaciones de Garfield++ predijeron correctamente la dependencia de la resolución temporal con el campo eléctrico, proporcionando una base teórica sólida que fue validada posteriormente con datos experimentales.
- **Tecnología de Vidrio Comercial:** Se confirmó que el uso de vidrio flotado comercial, combinado con estructuras mecánicas fabricadas mediante manufactura aditiva (impresión 3D), permite construir detectores eficientes, económicos y robustos mecánicamente, aptos para operar en entornos de física de altas energías.

9.2. Evolución del Desempeño Experimental

Las tres campañas de prueba de haz (*Beam Test*) en el CERN (2023-2025) evidenciaron una curva de aprendizaje y optimización técnica significativa:

- **Optimización de la Mezcla de Gases (2024):** La transición de Freón puro a la mezcla ternaria optimizada (95,2 % $R-134a$, 4,5 % $Iso-C_4H_{10}$, 0,3 % SF_6)

marcó un punto de inflexión. La adición de SF_6 permitió extender el rango dinámico de operación hasta los 6500 V y suprimir eficazmente los pos-pulsos, resultando en señales limpias y estables incluso bajo flujos de partículas intensos (hasta 6 GeV/c).

- **Resolución Temporal Sub-nanosegundo:** Se demostró que, operando en el punto óptimo (justo antes de la saturación por *streamers*, $\approx 6,0 - 6,2$ kV), el detector alcanza resoluciones temporales intrínsecas excepcionales. En 2024 se midieron valores récord de $\sigma_t \approx 0,55$ ns a 6 GeV/c, y en 2025 se confirmó una estabilidad de $\sigma_t < 0,8$ ns para todo el rango de momentos con la electrónica final.
- **Capacidad de Identificación (PID):** Los estudios con absorbedores de acero validaron la capacidad del sistema para discriminar hadrones (piones) de muones, observándose la atenuación esperada de la componente hadrónica al aumentar el espesor del material, cumpliendo con el propósito fundamental del MID.

9.3. Hito Tecnológico: Electrónica FEC-BUAP

Uno de los logros más destacados de esta tesis fue el desarrollo y validación exitosa de la tarjeta de electrónica frontal (FEC) basada en el ASIC PETIROC2A.

- **Autonomía Tecnológica:** A diferencia de las primeras campañas que dependieron de electrónica comercial modular, la campaña 2025 demostró que la instrumentación desarrollada en la BUAP es capaz de gestionar la lectura, digitalización y transmisión de datos de manera autónoma y eficiente.
- **Rendimiento Competitivo:** Los resultados finales del detector RPC1, instrumentado con esta electrónica, mostraron una eficiencia de detección superior al 90 % y una resolución temporal sistemática de $0.7 - 0.8$ ns. Estos valores cumplen sobradamente con los requisitos de diseño para ALICE 3, validando la cadena completa de adquisición.

9.4. Perspectivas y Trabajo Futuro

El éxito de estos prototipos abre nuevas líneas de investigación para la siguiente fase del proyecto ALICE 3 y otras aplicaciones:

1. **Escalamiento y Producción:** El siguiente paso natural es la producción de módulos de mayor superficie (cámaras de tamaño real para el experimento) y la industrialización de los procesos de ensamblaje para garantizar la uniformidad, un factor crítico observado en la disparidad de rendimiento entre los prototipos RPC1 y RPC3 en la última campaña.

2. **Sistemas de Gas Ecológicos (*Eco-gas*):** Ante las restricciones futuras sobre gases de efecto invernadero, es imperativo investigar mezclas alternativas al R-134a y SF_6 (como HFO-1234ze) que mantengan el rendimiento temporal demostrado en este trabajo.
3. **Aplicaciones en Muografía:** La portabilidad lograda con la electrónica FEC-BUAP convierte a estos detectores en candidatos ideales para aplicaciones de tomografía de muones aplicada (arqueología, vulcanología o seguridad civil), permitiendo la transferencia de tecnología desde la física fundamental hacia la sociedad.

En conclusión, esta tesis aporta una solución tecnológica madura y validada para la actualización del experimento ALICE, consolidando la capacidad de la BUAP para desarrollar instrumentación de frontera en la física de altas energías.

Referencias Bibliográficas

- [1] R. Santonico y R. Cardarelli. “Development of resistive plate counters”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 187.2-3 (1981), págs. 377-380. DOI: 10.1016/0029-554X(81)90363-3.
- [2] W. Riegler, C. Lippmann y R. Veenhof. “Detector physics and simulation of resistive plate chambers”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 500.1-3 (2003), págs. 144-162.
- [3] E. Cerron Zeballos, I. Crotty, D. Hatzifotiadou et al. “A new type of resistive plate chamber: The multigap RPC”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 374.1 (1996), págs. 132-135.
- [4] *Letter of Intent for ALICE 3: A next-generation heavy-ion experiment at the LHC*. Inf. téc. CERN-LHCC-2022-009. CERN, 2022. URL: <https://cds.cern.ch/record/2803563>.
- [5] L. Bonechi, R. D’Alessandro y A. Giammanco. “Atmospheric Muons as an Imaging Tool”. En: *Reviews in Physics* 5 (2020), pág. 100038.
- [6] Herwig Franz Schopper y Rolf-Dieter Heuer. *LEP*. Ed. por Herwig Franz Schopper. Berlin: Springer, 2009. DOI: 10.1007/978-3-540-89301-1. URL: <https://cds.cern.ch/record/1158562>.
- [7] Lyndon Evans y Philip Bryant. “LHC Machine”. En: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08001. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08001.
- [8] “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. En: *Physics Letters B* 716.1 (2012), págs. 1-29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [9] “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. En: *Physics Letters B* 716.1 (2012), págs. 30-61. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [10] G. Apollinari et al., eds. *High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical Design Report V. 0.1*. Vol. 4. CERN Yellow Reports: Monographs. Geneva: CERN, 2017. DOI: 10.23731/CYRM-2017-004.
- [11] M. Cepeda et al. “Report from Working Group 2: Higgs Physics at the HL-LHC and HE-LHC”. En: *CERN Yellow Reports: Monographs* 7 (2019). Standard Model Physics at the HL-LHC and HE-LHC, págs. 221-584. DOI: 10.23731/CYRM-2019-007.221.
- [12] “The ALICE experiment at the CERN LHC”. En: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08002. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08002.

- [13] “Elliptic Flow of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV”. En: *Physical Review Letters* 105 (2010), pág. 252302. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.252302.
- [14] “Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV”. En: *Physics Letters B* 696.1-2 (2011), págs. 30-39. DOI: 10.1016/j.physletb.2010.12.020.
- [15] “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”. En: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08003. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [16] “The CMS Experiment at the CERN LHC”. En: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08004. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [17] “The LHCb Detector at the LHC”. En: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08005. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08005.
- [18] “Observation of the rare $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay from the combined analysis of CMS and LHCb data”. En: *Nature* 522 (2015), págs. 68-72. DOI: 10.1038/nature14474.
- [19] “The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider”. En: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08007. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08007.
- [20] “The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider”. En: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08006. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08006.
- [21] “The MoEDAL Experiment at the LHC - a New Light on the High Energy Frontier”. En: *European Physical Journal C* Conf. (2019). Technical Design Report available as CERN-LHCC-2009-006, pág. 07004.
- [22] “FASER’s physics reach for long-lived particles”. En: *Physical Review D* 99 (2019), pág. 095011. DOI: 10.1103/PhysRevD.99.095011.
- [23] Miklos Gyulassy y Larry McLerran. “New forms of QCD matter discovered at RHIC”. En: *Nuclear Physics A* 750.1 (2005), págs. 30-63.
- [24] Berndt Müller, Jürgen Schukraft y Bolesław Wysłouch. “First results from Pb+Pb collisions at the LHC”. En: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 62 (2012), págs. 361-386.
- [25] “The ALICE experiment - A journey through QCD”. En: *European Physical Journal C* 83 (2023). arXiv:2211.04384 [nucl-ex]. DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11468-y.
- [26] Z. Citron et al. “Future physics opportunities for high-density QCD at the LHC with heavy-ion and proton-proton collisions”. En: *CERN Yellow Reports: Monographs* 7 (2019). Report on HL-LHC Heavy Ion Physics, págs. 1159-1410. DOI: 10.23731/CYRM-2019-007.1159.
- [27] “Letter of Intent for an ALICE ITS Upgrade in LS3”. En: CERN-LHCC-2019-018 (2019). URL: <https://cds.cern.ch/record/2703140>.

- [28] Sungtae Cho et al. “Exotic Hadrons in Heavy Ion Collisions”. En: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 95 (2017), págs. 279-322. DOI: 10.1016/j.ppnp.2017.02.002.
- [29] Walter Snoeys. “Monolithic Active Pixel Sensors for High Energy Physics”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 731 (2013), págs. 125-130. DOI: 10.1016/j.nima.2013.05.073.
- [30] N. Cartiglia. “Design and performance of ultra-fast silicon detectors for 4D tracking”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 924 (2019), págs. 350-354. DOI: 10.1016/j.nima.2018.09.006.
- [31] R. Pazanin et al. “Sensor design for the ALICE 3 experiment”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 1040 (2022). Discusses gain layers in CMOS, pág. 167236.
- [32] G. Pellegrini et al. “Technology developments and first measurements of Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) for high energy physics applications”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 765 (2014), págs. 12-16. DOI: 10.1016/j.nima.2014.06.008.
- [33] E. Calvo et al. “Characterization of SiPMs for the ALICE 3 RICH detector”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 1047 (2023). Study on SiPM cooling and radiation hardness, pág. 167858. DOI: 10.1016/j.nima.2022.167858.
- [34] “Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS)”. En: CERN-LHCC-99-04 (1999). Reference for PbWO₄ crystal technology.
- [35] G. Aielli. “RPCs: Status and perspectives”. En: *Journal of Instrumentation* 11 (2016). Overview of RPC performance in ATLAS and CMS, pág. C08003.
- [36] S. Agostinelli et al. “GEANT4—a simulation toolkit”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 506 (2003). The original GEANT4 reference paper, págs. 250-303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [37] J. Allison et al. “Recent developments in GEANT4”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 835 (2016). Update on GEANT4 features, págs. 186-225. DOI: 10.1016/j.nima.2016.06.125.
- [38] R. Veenhof y H. Schindler. *Garfield++ User Guide*. CERN simulation framework. 2022. URL: <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>.
- [39] I.B. Smirnov. “Modeling of ionization produced by fast charged particles in gases”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 554 (2005), págs. 474-493. DOI: 10.1016/j.nima.2005.08.064.
- [40] S.F. Biagi. “Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 421 (1999), págs. 234-240. DOI: 10.1016/S0168-9002(98)01233-9.
- [41] A. Caldwell et al. “Glass resistive plate chambers for muon detection”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 396 (1997). Fundamental paper on Glass RPCs, págs. 71-76.

- [42] G. Aielli et al. “Resistive Plate Chambers for high rate applications”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 533 (2004). Discusses electrode resistivity, págs. 69-73.
- [43] M. Abbrescia et al. “Aging in Resistive Plate Chambers: mechanisms and materials”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 533 (2004). Importance of conditioning and gas purity, págs. 102-106. DOI: 10.1016/j.nima.2004.05.088.
- [44] W. Riegler et al. “Detector physics and simulation of resistive plate chambers”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 500 (2003). Standard reference for RPC gas physics, págs. 144-162. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)00337-1.
- [45] R.L. Workman et al. “Review of Particle Physics: Cosmic Rays”. En: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2022 (2022). Section 30: Cosmic Rays, pág. 083C01.
- [46] J. Bernhard et al. *East Area Renovation: Technical Design Report*. Inf. téc. CERN-EDMS-2268487. Upgrade of the T10 beamline. CERN, 2019.
- [47] R. Pillera et al. “Performance of the PETIROC2A ASIC for the readout of the FTK detector”. En: *Journal of Instrumentation* 18 (2023). Optimization of ASIC parameters.