



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Simulación de iRPCs en el experimento CMS del LHC del
CERN

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Mariana Briteño Parra

Asesorada por

Dra. Cecilia Uribe Estrada & Dr. Gerardo F. Torres del Castillo

Puebla Pue.
20 de septiembre de 2024



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Simulación de iRPCs en el experimento CMS del LHC del
CERN

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Mariana Briteño Parra

Asesorada por

Dra. Cecilia Uribe Estrada & Dr. Gerardo F. Torres del Castillo

Puebla Pue.
20 de septiembre de 2024

Título: Simulación de iRPCs en el experimento CMS del LHC del CERN

Estudiante: MARIANA BRITEÑO PARRA

COMITÉ

Dr. Guillermo Tejeda Muñoz
Presidente

Dr. Alfredo Martín Castañeda Hernández
Secretario

Dr. Ricardo Agustín Serrano
Vocal

Dr. Alfonso Rosado Sánchez
Vocal

Dra. Cecilia Uribe Estrada & Dr. Gerardo F. Torres del Castillo
Asesor

Agradecimientos

Quiero agradecer principalmente a mis padres: María Isabel Parra De La Cruz y Rafael Briteño Vázquez, a quienes les debo todo en esta vida. Les agradezco por su esfuerzo, paciencia, ánimos y amor incondicional que me han brindado todo este tiempo para poder lograr mis sueños.

A mis hermanos: Rafael Briteño y Leonardo Briteño por cuidarme y ayudarme siempre que lo necesito.

A la Dra. Cecilia Uribe Estrada por permitirme trabajar a su lado durante un largo tiempo, por su paciencia al momento de enseñarme, por cada uno de sus consejos y porque con ella descubrí qué tipo de profesional quiero ser.

A todas las personas que han formado parte de mi vida durante mi educación: gracias.

Trabajo apoyado por el proyecto No. A1-S-39980, CB-2017-2018 CONACyT, México.

Resumen

El Gran Colisionador de Hadrones o LHC por sus siglas en inglés (Large Hadron Collider) es el mejor y más poderoso colisionador de partículas que existe en la actualidad. La fase de alta luminosidad o HL-LHC por sus siglas en inglés (High Luminosity Large Hadron Collider) incrementará la luminosidad hasta $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ y la energía del centro de masa hasta 14 TeV. La luminosidad es proporcional al número de colisiones, una mayor luminosidad proporcionará un mayor número de datos experimentales, esto hará posible observar nuevos fenómenos físicos y estudiar en mayor detalle el Modelo Estándar.

Sin embargo, esta actualización representa un gran reto para el buen funcionamiento de los detectores. El experimento CMS (Compact Muon Solenoid) es un experimento multipropósito debido a su amplio programa de física y, tal como su nombre lo indica, el Sistema de Muones es una parte muy importante para que pueda cumplir con dicho programa. Para preparar el detector de CMS para la fase de alta luminosidad se han planeado y desarrollado diferentes mejoras, se implementarán dos estaciones en el detector de muones, llamadas RE3/1 y RE4/1, equipadas con iRPCs (improved Resistive Plate Chambers).

En esta tesis se presenta una simulación del impacto del fondo de radiación en los iRPCs del Sistema de Muones, a través del paquete Geant4 (GEometry ANd Tracking) desarrollado en el CERN. Los estudios de sensibilidad nos ayudan a preparar detectores capaces de trabajar adecuadamente ante ambientes tan hostiles de radiación como el del HL-LHC.

Palabras clave: Monte Carlo, Geant4, Sensibilidad, Fondo de Radiación, Improved Resistive Plate Chambers, HL-LHC.

Índice general

| | |
|---|------------|
| Agradecimientos | v |
| Resumen | vii |
| 1. Introducción | 1 |
| 1.0.1. Partículas elementales | 2 |
| 1.0.2. Las fuerzas fundamentales | 2 |
| 1.0.3. El Modelo Estándar de la física de partículas | 3 |
| 2. El LHC | 5 |
| 2.0.1. El detector CMS | 5 |
| 2.0.2. Identificando partículas en CMS | 5 |
| 2.0.3. Sistema de muones | 7 |
| 2.0.4. Sistema de coordenadas del detector CMS | 8 |
| 3. Detectores gaseosos | 9 |
| 3.0.1. Interacción de la radiación con la materia del detector | 9 |
| 3.0.2. Interacción de partículas cargadas eléctricamente con la materia | 9 |
| 3.0.3. Interacción de los fotones con la materia | 10 |
| 4. Física de los RPCs | 13 |
| 4.0.1. Avalancha de Townsend y el modo avalancha | 13 |
| 4.0.2. Formación de la señal | 13 |
| 4.0.3. Modo Streamer | 14 |
| 4.0.4. RPCs | 15 |
| 5. HL-LHC y los iRPCs | 17 |
| 5.0.1. Sistema actual de muones | 19 |
| 5.0.2. Actualización del sistema de muones | 20 |
| 6. Simulaciones | 25 |
| 6.0.1. Geometría | 26 |
| 6.0.2. Lista física | 30 |
| 6.0.3. Generación de partículas | 30 |
| 6.0.4. Respuesta del detector | 30 |
| 6.0.5. Generación de datos | 31 |
| 6.0.6. Visualizaciones del detector | 32 |
| 7. Resultados | 35 |
| 7.0.1. Sensibilidad | 35 |
| 7.0.2. Hit Rate | 38 |

x

ÍNDICE GENERAL

8. Conclusiones

41

Bibliografía

43

Capítulo 1

Introducción

Los seres humanos siempre hemos destacado de otras formas de vida en nuestro planeta Tierra al ser extremadamente curiosos, esa misma curiosidad nos ha llevado a hacernos preguntas sobre el entorno que nos rodea, algunas preguntas importantes fueron: ¿De qué estamos hechos? ¿Hay alguna porción mínima de materia?, si existen los bloques fundamentales de materia ¿cómo es que ellos interactúan?, estas y otras preguntas han servido de motivación para tratar de entender la naturaleza de nuestro entorno [1]. Demócrito de Abdera decía que estábamos formados por pequeñas e indivisibles porciones de materia a las que llamó átomos [2]. Hoy en día sabemos que los átomos no son indivisibles, sino que están formados por partículas más pequeñas, unas elementales (electrones) y otras que no lo son (protones y neutrones).

Sin embargo, detectar estas partículas ha sido un viaje largo ya que a bajas energías las partículas pueden ionizar el medio y dejar una pista inconfundible, mientras que a altas energías o a velocidades relativistas, pueden generar partículas diferentes a las partículas iniciales (ver fig.1.1). Más aún, estas partículas son tan pequeñas como para ser observadas a simple vista, de esta forma, hemos tenido que recurrir a métodos ingeniosos y sofisticados para poder detectar su existencia.

El CERN es el Centro Europeo para la Investigación Nuclear, allí científicos e ingenieros de todo el mundo usan los más grandes y complejos instrumentos científicos para estudiar los constituyentes básicos de la materia, es decir, a las partículas elementales. Las partículas elementales se estudian haciendo colisionar partículas subatómicas a velocidades relativistas con el fin de obtener nuevas pistas de cómo interactúan las partículas e información de las leyes fundamentales de la naturaleza. De esta forma, ir del descubrimiento del electrón en el laboratorio de Thomson en 1897 hasta la detección del Bosón de Higgs en el LHC del CERN en 2012 [3], ha marcado un desarrollo tecnológico importante, que no solo tiene aplicaciones en la física, sino también en otras áreas.

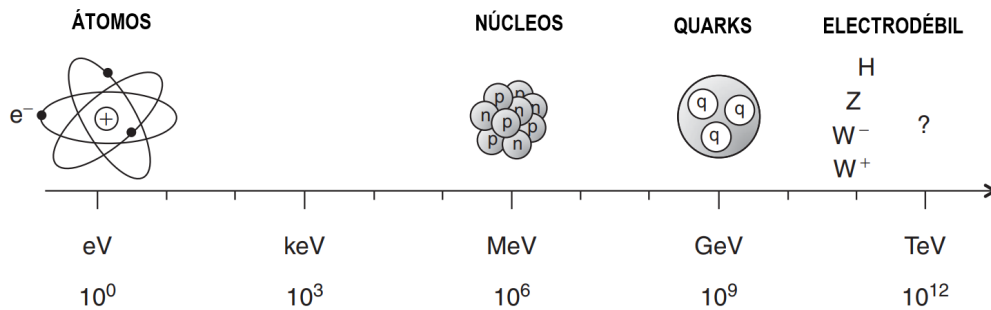


Figura 1.1: Universo a diferentes escalas de energía, desde la física atómica a la física de partículas moderna (en la escala de TeV) [3].

1.0.1. Partículas elementales

En mecánica clásica se estudian cuerpos de gran tamaño como si fueran partículas puntuales, en realidad estas partículas tienen una estructura interna bien definida y están formadas por objetos más pequeños. La materia a nivel subatómico, consiste de pequeños pedazos con vastos espacios vacíos, estos pequeños pedazos son de diferente tipo (electrones, protones, neutrones, etc.) que replicados en cantidades astronómicas forman todo lo que nos rodea. De esta forma, una partícula elemental es aquella que no está compuesta por componentes más pequeños y se considera así mientras no exista evidencia experimental de que esté compuesta por otras partículas más pequeñas (los experimentos de dispersión son los que actualmente dictan qué partículas son elementales). En estas escalas de tamaño tan pequeñas, la mecánica clásica es remplazada por la mecánica cuántica, por otro lado, a velocidades relativistas las reglas clásicas de la mecánica son modificadas por la relatividad especial, más aún, para estudiar objetos pequeños y rápidos, debemos incorporar los principios cuánticos y de relatividad, es decir, la teoría cuántica de campos. Así, como las partículas elementales son extremadamente pequeñas y típicamente muy rápidas, su naturaleza cae bajo el dominio de la teoría cuántica de campos [4].

1.0.2. Las fuerzas fundamentales

Además de identificar a las partículas elementales, también debemos conocer la naturaleza de las fuerzas que actúan sobre ellas. Actualmente se conocen efectos de 4 fuerzas fundamentales (ver tabla 1.1).

| Fuerzas Fundamentales | | | | |
|-----------------------|-------------------------------|---------------------|-----------------------|--------------|
| Fuerza | Gravitacional | Electromagnética | Débil | Fuerte |
| Actúa sobre: | Partículas con masa y energía | Partículas cargadas | Quarks y leptones | Quarks |
| Alcance | Infinito | Infinito | 10^{-18} m | 10^{-15} m |
| Mediador | Gravitón (no descubierto aún) | Fotón | W^- , W^+ y Z^0 | Gluones |

Tabla 1.1: Propiedades de las fuerzas fundamentales [4], [5].

La fuerza de gravedad es la más familiar para nosotros ya que nos mantiene con los pies en la Tierra. Galileo Galilei, Tycho Brahe, Johannes Kepler e Isaac Newton desarrollaron la ley universal de la gravedad, la cual establece que existe una fuerza siempre atractiva entre dos cuerpos y esta es proporcional al producto de sus masas e inversamente proporcional a la distancia entre ellos. Más adelante en la historia, Albert Einstein propuso un marco teórico más avanzado para describir la fuerza de la gravedad, conectándola con la curvatura del espacio-tiempo. La fuerza de gravedad es de largo alcance, pero su intensidad es muy débil, por lo que sus efectos son más evidentes en cuerpos masivos como estrellas, planetas, agujeros negros, etc. [6]. De esta forma, en la escala de partículas elementales la fuerza gravitacional es insignificante.

La fuerza electromagnética es la segunda fuerza obvia en nuestro día a día, ya que la tecnología basa su funcionamiento en ella. En un principio se pensaba que la electricidad y el magnetismo eran dos fuerzas diferentes, sin embargo, en 1820 Hans Christian Oersted descubrió que la aguja de una brújula se movía cuando cerca de ella pasaba una corriente eléctrica, esto hizo evidente que el movimiento de cargas eléctricas a través de un conductor generaba un campo magnético. Poco después, James Clerk Maxwell ofreció una descripción consistente del electromagnetismo y se estableció que la fuerza eléctrica y la fuerza magnética son distintas manifestaciones de una sola fuerza: la fuerza electromagnética [6]. Esta fuerza es mucho más intensa que la fuerza gravitacional, es de largo alcance y puede ser atractiva o repulsiva.

Existen dos fuerzas más que son perceptibles únicamente a nivel subatómico: la fuerza débil y la fuerza fuerte. La fuerza débil es responsable de la inestabilidad de muchas partículas y núcleos atómicos, ya que puede ocasionar que un núcleo atómico se transmute en otro emitiendo energía. Tiene un rango de alcance muy corto y su intensidad es muy débil, mientras que la fuerza fuerte es la que mantiene a los protones unidos en el núcleo a pesar de que ellos se repelen entre sí debido a la fuerza electromagnética. Su alcance es muy corto, no más allá del núcleo atómico y su intensidad es muy fuerte [6].

1.0.3. El Modelo Estándar de la física de partículas

La electrodinámica cuántica (EDC) fue la primera teoría que explico de manera satisfactoria el comportamiento de las partículas cargadas eléctricamente debido a la fuerza electromagnética, conjuntando la mecánica cuántica y la relatividad. La EDC es una teoría cuántica de campos basada en el principio de invariancia de norma que permite introducir las interacciones entre las partículas de materia (fermiones) requiriendo que el lagrangiano de la teoría sea invariante ante la transformación local o de norma [3].

En los años 30, Enrico Fermi estableció un marco teórico para explicar la fuerza débil que permitió tener predicciones que concordaban con el experimento, sin embargo, no representaba una teoría fundamental pues tenía problemas cuando se aplicaba a procesos de colisión a muy altas energías [4]. Diversos autores trabajaron para establecer una teoría fundamental para la fuerza débil basándose en el principio de invariancia de norma, pero este principio era violado ya que los mediadores de la fuerza débil debían ser masivos debido a su corto alcance y débil intensidad. No fue hasta 1964 cuando se propuso el llamado rompimiento espontáneo de la simetría de norma o mecanismo de Higgs, este mecanismo predecía una partícula escalar neutra llamada bosón de Higgs, pero no predecía su masa por lo que debía ser detectada experimentalmente para validar esta teoría [7].

Sheldon Lee Glashow, Abdus Salam y Steven Weinberg desarrollaron una teoría para las interacciones entre los leptones debida a la fuerza electromagnética y la fuerza débil. Posteriormente se incorporaron los quarks y la fuerza fuerte al modelo, este modelo en la actualidad se conoce como el Modelo Estándar de las partículas elementales [8] y ha recibido aportes de muchos físicos (muchos más de los que se mencionan aquí).

El Modelo Estándar está basado en el principio de invariancia de norma bajo el grupo de norma $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, donde la fuerza electromagnética está asociada al grupo $U(1)_Y$, la fuerza débil a $SU(2)_L$ y la fuerza fuerte a $SU(3)_C$ [9]. Los bosones intermediarios de estas fuerzas se conocen como bosones de norma y están asociados a los generadores de cada grupo.

De forma simple, el Modelo Estándar de las partículas elementales, es una teoría física que describe la interacción de las partículas elementales a través de 3 de las 4 fuerzas fundamentales: la fuerza fuerte, la débil y la electromagnética, de esta forma, estas 3 fuerzas resultan del intercambio de partículas portadoras de fuerza: los bosones intermediarios. Las partículas que conforman la materia transfieren pequeñas cantidades de energía a través del intercambio de bosones, la fuerza fuerte es llevada a través de los gluones g , la fuerza electromagnética es llevada a través de los fotones γ y la fuerza débil es llevada a través de los bosones cargados W^- , W^+ y el bosón neutro Z^0 . El bosón de Higgs interactúa directamente solo con las partículas con masa, es decir, no interactúa directamente con el fotón, los gluones o los neutrinos que en el Modelo Estándar no tienen masa aunque experimentalmente esta ya ha sido medida (ver fig.1.2).

El descubrimiento del bosón de Higgs predicho por el Modelo Estándar marcó la culminación de una etapa de la física de partículas que empezó con Thomson en el laboratorio Cavendish con el descubrimiento del electrón, sin embargo, el Modelo Estándar no es considerado una teoría final de las partículas e interacciones, sino que es una aproximación de una teoría más fundamental aún por establecer. Una teoría o modelo de extensión tiene como objeto resolver las interrogantes que aún permanecen abiertas en el Modelo Estándar por lo cual se han postulado numerosas teorías de extensión más completas que predicen efectos ausentes (nueva física) en el Modelo Estándar. Los

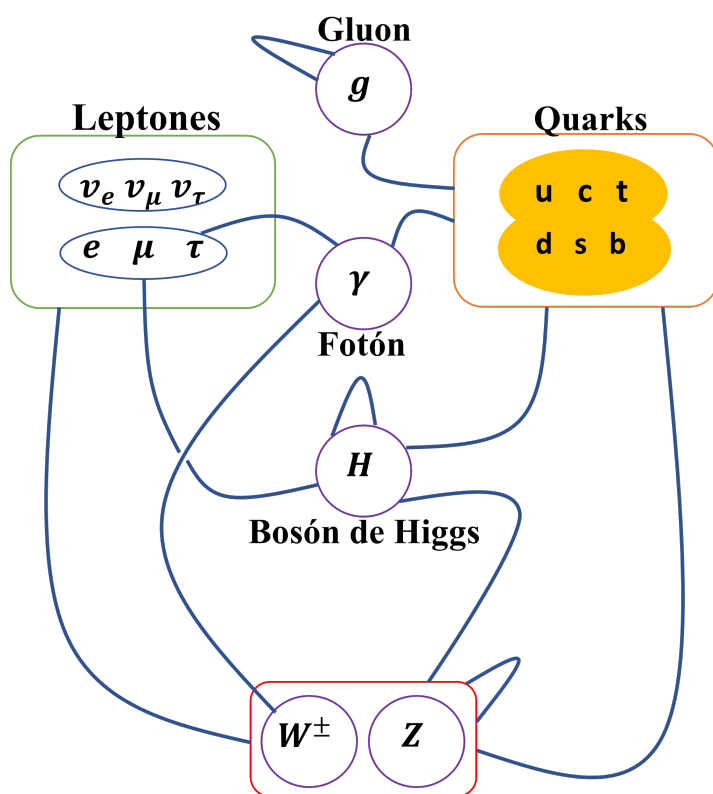


Figura 1.2: Interacciones de las partículas elementales en el Modelo Estándar [10].

efectos de nueva física se manifestarían experimentalmente por la aparición de nuevas partículas, nuevos acoplamientos y desviaciones de las predicciones del Modelo Estándar [3]. De esta forma, la detección de cualquier efecto de nueva física arrojaría evidencias que ayudarían a encontrar una teoría de partículas más completa.

Capítulo 2

El LHC

El Large Hadron Collider (LHC) es el más grande y poderoso acelerador de partículas que existe en el mundo. Consiste en un anillo con circunferencia de 27 Km de electroimanes superconductores con una serie de estructuras de aceleración para aumentar la energía de las partículas. Dentro del acelerador dos haces de partículas viajan en direcciones opuestas a velocidades cercanas a la velocidad de la luz guiadas por los electroimanes superconductores hasta que alcanzan altas energías, después se hacen colisionar en 4 sitios alrededor del anillo acelerador que corresponden a los detectores de partículas ATLAS, CMS, ALICE y LHCb [11], en este estudio nos enfocaremos en el detector CMS.

2.0.1. El detector CMS

El Compact Muon Solenoid (CMS por sus siglas en inglés) es un detector de propósito general en el LHC, es decir, es un detector diseñado para observar cualquier fenómeno de nueva física que el LHC pudiera revelar, ya que tiene un programa de física que va desde el estudio del Modelo Estándar hasta la investigación de dimensiones extra y partículas que podrían conformar la materia oscura. Aunque sus metas son las mismas que las del detector ATLAS, sus soluciones técnicas y diseño magnético son diferentes.

CMS actúa como una cámara gigante de alta velocidad que toma fotografías de colisiones de partículas en 3D de todas las direcciones hasta 40 millones de veces por segundo. Aunque la mayoría de las partículas que se crean en la colisión son inestables, CMS puede analizar la energía y momento de las partículas producto de sus decaimientos y reconstruir una imagen de la colisión para después analizarla. CMS se asimila a un cebolla debido a que consta de varias capas de subdetectores (ver fig.2.1).

En el corazón de CMS se encuentra un solenoide superconductor capaz de generar un campo magnético de 4 T. con una longitud de 13 m y un diámetro interno de 5.9 m. El campo magnético creado es lo suficientemente fuerte para saturar 1.5 m de acero lo cual permitió integrar 4 estaciones de muones para asegurar una cobertura completa. Cada estación de muones consiste en varias capas de Drift Tube chambers (DT chambers) en la región del barrel y de Cathode Strip Chambers (CSCs) en la región del endcap, complementados por Resistive Plate Chambers (RPCs). Por otro lado, la bobina del imán es suficientemente grande como para acomodar el Tracker interno y dos calorímetros dentro de ella, más adelante detallaremos la función de cada uno de estos [12].

2.0.2. Identificando partículas en CMS

Doblado de la trayectoria de las partículas

Como ya mencionamos anteriormente, un aspecto importante del diseño de CMS es su campo magnético, ya es lo suficientemente fuerte para doblar la trayectoria de las partículas que se generan

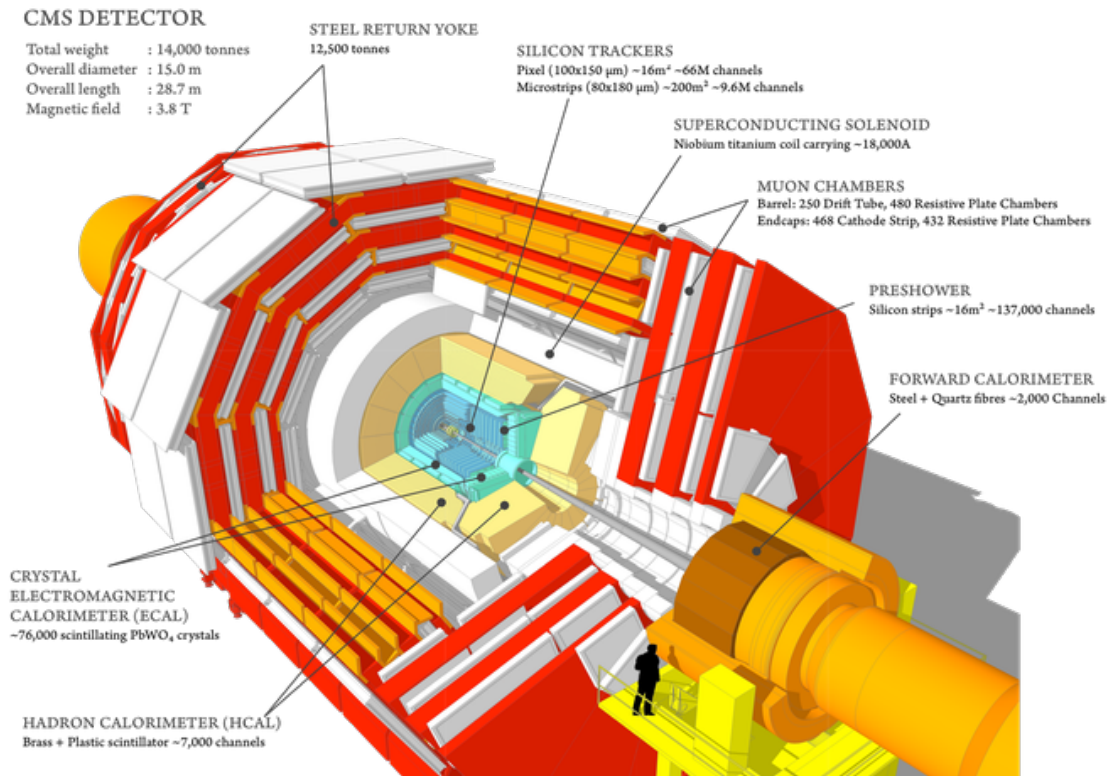


Figura 2.1: Esquema de la estructura del detector CMS.

después de la colisión permitiéndonos medir con precisión su momento [13]. Este campo magnético dobla las trayectorias de las partículas que fueron creadas en la colisión con dos propósitos:

- Identificar el tipo de carga de las partículas, ya que las trayectorias se doblan en direcciones opuestas dependiendo de su carga.
- Medir el momento de las partículas, esto ya que la trayectoria de las partículas con momento alto se dobla menos que las partículas con momento bajo.

Identificación de la trayectoria

Para que CMS pueda definir el momento de una partícula cuya trayectoria ha sido doblada por el campo magnético, necesita identificar con precisión dicha trayectoria. Esto lo hace a través del Silicon Tracker que está formado por 75 millones de sensores electrónicos dispuestos en capas concéntricas, de esta forma, cuando la partícula pasa a través de las capas del Tracker, interaccionan electromagnéticamente con el mismo y producen un hit, estos hits formarán un grupo de datos que permitirá identificar el camino de la partícula que atravesó por el mismo [14].

Medición de la energía

Para construir imágenes claras de los eventos que ocurren en el LHC, CMS debe medir la energía de las partículas que se crean en la colisión. Esta información es brindada por 2 calorímetros: el Calorímetro Electromagnético (ECAL por las siglas en inglés de Electromagnetic Calorimeter) y el Calorímetro Hadrónico (HCAL por las siglas en inglés de Hadronic Calorimeter).

Los electrones y fotones son de particular interés, ya que su aparición en la escena puede indicar bosones de Higgs o eventos relacionados a la física más allá del Modelo Estándar. Su energía se mide usando el ECAL que fue construido con un material que le permite centellar (cristales de tungstato de plomo $PbWO_4$, de los cuales 61200 están en la parte central del barrel y 7324 en cada uno de los endcaps [12]) cuando los electrones y fotones pasan a través de él, estas partículas se detienen aquí ya que a su paso depositan su energía en el detector, permitiéndole medir su energía [15].

El ECAL en la región del barrel tiene un radio interno de 129 cm y está estructurado por 36 supermódulos idénticos, cada uno cubre la mitad de la longitud del barrel y corresponden a la región con pseudorapidity en el intervalo $0 < |\eta| < 1.479$, mientras que el ECAL en la región de los endcaps cubren la región con pseudorapidity en el intervalo $1.479 < |\eta| < 3.0$ [12].

Por otro lado, la energía de los hadrones (partículas compuestas por quarks y gluones) es medida por el HCAL, el cual está situado alrededor del ECAL. Los hadrones vuelan a través del ECAL y son detenidos por completo en el HCAL, el cual registra su posición, energía y tiempo de llegada usando capas alternas de materiales absorbentes y centelladores fluorescentes que producen un pulso de luz rápido cuando la partícula pasa. Fibras ópticas especiales recogen esta luz y la almacenan en cajas de lectura donde los foto-detectores amplifican la señal. Cuando la cantidad de luz en una región dada se resume en muchas capas de baldosas de profundidad, llamada Torre, esta cantidad total de luz es una medida de la energía de la partícula [16].

El HCAL en la región del barrel consiste en 32 Torres que cubren la región con pseudorapidity en el intervalo $-1.4 < |\eta| < 1.4$, en los endcaps cubre la región con pseudorapidity en el intervalo $1.3 < |\eta| < 3.0$ y por último la región exterior del HCAL que físicamente esta localizada dentro del sistema de muones del barrel, es una capa de centelladores de 10 mm de grosor que recubren el exterior de la bobina y cubre la región con pseudorapidity $-1.26 < |\eta| < 1.26$ [12].

2.0.3. Sistema de muones

Como el nombre CMS sugiere, detectar muones es una de las principales metas de este enorme detector. Los Muones son partículas cargadas como los electrones y positrones pero 207 veces más pesados que ellos. Se espera que estas partículas sean producidas en el decaimiento de potenciales partículas nuevas, de hecho, una de las más claras firmas del Bosón de Higgs es su decaimiento a 4 muones [13]. Como los muones son tan masivos pueden penetrar muchos metros de hierro sin interactuar con él, estas partículas no son detenidas por ninguno de los calorímetros de CMS, por lo que las cámaras para detectar muones están situadas en el borde del experimento.

Las partículas se miden ajustando una curva a los hits entre las 4 estaciones de muones, que están situadas después de la bobina del imán y están intercaladas con placas de hierro. Mediante el seguimiento de su posición a través de las múltiples capas de cada estación combinado con las mediciones del Tracker, los detectores trazan con precisión la trayectoria de la partícula.

Se usan 3 tipos de detectores gaseosos para identificar y medir el momento de los muones, en la región del barrel ($|\eta| < 1.2$) se usan DTs, ya que el ruido inducido por los electrones es pequeño, la tasa de muones es baja y el campo magnético residual es bajo. En los dos endcaps donde la tasa de muones, el ruido inducido por los neutrones y el campo magnético son altos, se usan CSCs para cubrir la región con pseudorapidity $|\eta| < 2.4$. Por último, se usan RPCs tanto en la región del barrel como en la región de los endcaps [12]. Un cuarto del diseño del sistema de muones de CMS para corridas iniciales de baja luminosidad se muestra en la siguiente figura (ver fig.2.2).

En total hay 1846 cámaras de muones: 250 DTs, 540 CSCs y 1056 cámaras RPCs (480 en el barrel y 576 en los endcaps) [17], juntas forman un Trigger robusto, preciso y capaz de decidir qué datos de muones adquiridos se deben conservar. Los DTs y RPCs están dispuestos en cilindros concéntricos alrededor de la línea del haz (región del cañón), mientras que los CSCs y una parte de los RPCs forman discos localizados en los endcaps [12]. Esta tesis desarrolla simulaciones basadas en una versión mejorada de los RPCs (improved RPCs o iRPCs por sus siglas inglés) por lo que dedicaremos un estudio más detallado de los mismos en los siguientes capítulos.

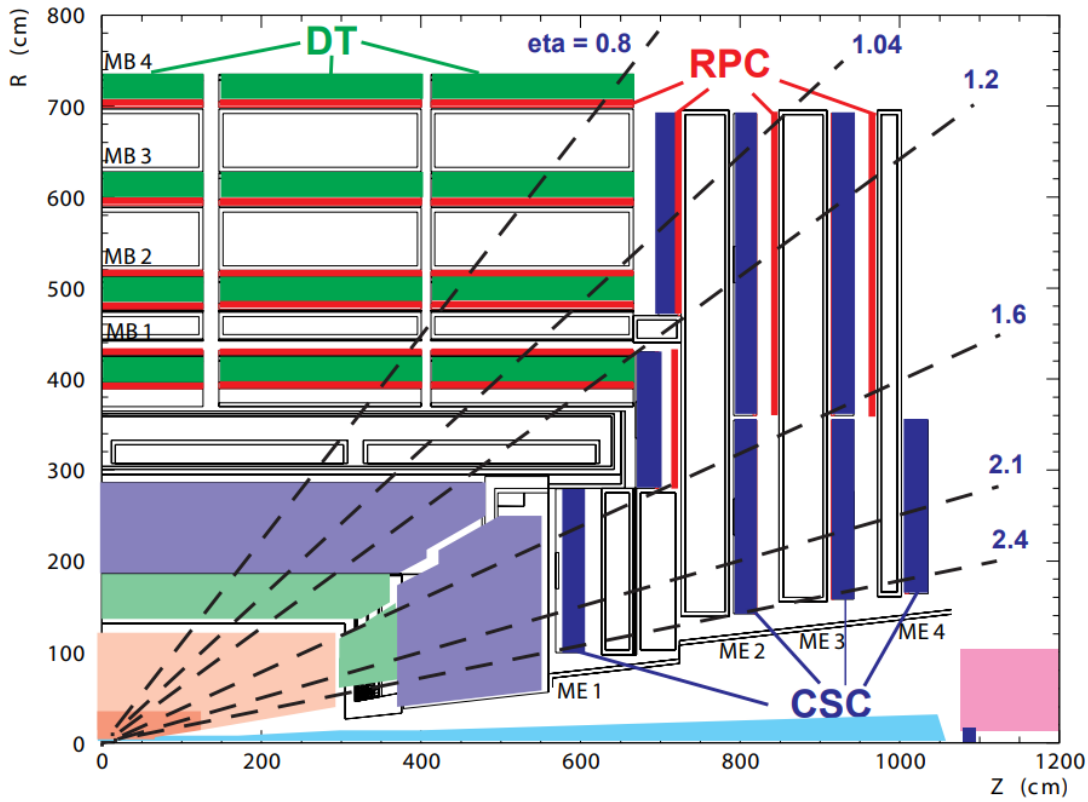


Figura 2.2: Un cuarto del diseño del sistema de muones de CMS para corridas iniciales de baja luminosidad [12].

2.0.4. Sistema de coordenadas del detector CMS

El sistema de coordenadas adoptado por CMS tiene su origen centrado en el punto de colisión dentro de este experimento, el eje y apunta verticalmente hacia arriba, el eje x apunta radialmente al centro del LHC y el eje z apuntando a lo largo de la dirección del haz hacia las montañas del Jura desde el punto 5 del LHC (el hogar del detector CMS), el ángulo azimutal ϕ se mide desde el eje x en el plano xy y el ángulo polar θ se mide desde el ángulo z y la pseudorapidity está definida como $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$, de tal forma que el momento y la energía medida transversalmente a la dirección del haz, denotados por p_T y E_T , respectivamente, son calculados a partir de las componentes x y y [12].

Capítulo 3

Detectores gaseosos

Como mencionamos en el capítulo 1, las partículas son tan pequeñas que no es posible observarlas a simple vista, sin embargo, pueden interactuar con la materia que las rodea. De esta forma, los detectores y las técnicas de detección basan su funcionamiento en la interacción de las partículas con el detector [18], es decir, deben ser capaces de generar una señal amplificada ante su presencia. De forma simple, los detectores gaseosos son una familia de detectores de partículas cargadas, fotones energéticos y neutrones cuyo medio activo es un gas [19] y dado que los RPCs son detectores gaseosos, nos enfocaremos únicamente en este tipo de detectores.

3.0.1. Interacción de la radiación con la materia del detector

Cuando una partícula entra al detector, interactúa con la materia de este y produce una señal eléctrica que a su vez genera una señal de lectura a través de un circuito eléctrico que la registra en un disco de almacenamiento. Sin embargo, existen diferentes procesos mediante los cuales las partículas pueden interactuar con la materia del detector, así también como existen limitaciones en la electrónica disponible para registrar la interacción de algunas partículas. Por ejemplo, no se pueden detectar partículas con vida media muy corta como el bosón de Higgs o los bosones mediadores de la fuerza débil, pero es posible reconstruirlos a partir de la medición de las propiedades de los productos en los que decaen, tampoco podemos detectar partículas que no interactúan con la materia, tales como los neutrinos, sin embargo, podemos medir su momento. De esta forma, todo se reduce a como las partículas interactúan con los átomos de materia del detector.

3.0.2. Interacción de partículas cargadas eléctricamente con la materia

Cuando una partícula cargada penetra en un medio material, esta interactúa con el mismo, recordemos que los átomos están constituidos por neutrones y protones en su núcleo y una nube de electrones que los orbita, sin embargo, dado este espacio vacío entre el núcleo y los electrones, las colisiones mecánicas por choque directo entre partículas incidentes y los electrones son poco probables, por lo que el proceso de interacción que predomina es la interacción eléctrica.

Cuando una partícula cargada eléctricamente entra al detector gaseoso, esta se moverá en el gas bajo la influencia de un campo eléctrico y experimentará diferentes tipos de colisiones con los átomos o moléculas que lo rodean, haciendo que pierda parte de su energía durante su recorrido. Las partículas incidentes pueden experimentar colisiones inelásticas donde se conserva el momento, pero no la energía cinética, en estos casos las colisiones pueden producir modificaciones en la estructura electrónica lo cual da lugar a la excitación, ionización o disociación.

También se pueden sufrir colisiones elásticas donde tanto el momento como la energía cinética se conservan, en este caso la partícula se desvía de su trayectoria inicial cediendo parte de

su energía cinética y no se producen interacciones atómicas con el medio. Por otro lado, la partícula cargada se frena o desvía en su interacción con los átomos del medio y como resultado se emiten ondas electromagnéticas, más aún, las partículas también pueden sufrir colisiones con los núcleos atómicos produciendo reacciones nucleares pero estos procesos son muy poco probables, así pues, la interacción eléctrica es el principal proceso de pérdida de energía, sin embargo, todas estas interacciones pueden dar paso a diferentes fenómenos como: la ionización, excitación, emisión Bremsstrahlung o aniquilación electrón-positrón [20], a continuación describiremos estas interacciones con más detalle.

Ionización y Excitación

Una partícula cargada altamente energética pierde energía al atravesar un medio material debido a que interactúa con los átomos del mismo, si la energía transferida es mayor que la energía de enlace del electrón colisionado, este abandonará al átomo y se creará un ion positivo. De esta forma, a lo largo de la trayectoria de la partícula incidente, se crearán pares ion-electrón y cierto número de pares ion-electrón tenderán a la recombinación. A este tipo de ionización originada por la transferencia de energía de la partícula incidente a los electrones de los átomos que componen el medio material se le conoce como ionización primaria, mientras que a la ionización generada por los electrones producidos en la ionización primaria, se le conoce como ionización secundaria. Por otro lado, cuando la energía transferida es menor a la energía de enlace, el electrón colisionado no será arrancado de su átomo sino únicamente promovido a una órbita de mayor energía, lo que producirá radiación electromagnética y excitará al átomo, a este fenómeno se le conoce como excitación [20].

Emisión de Bremsstrahlung

Del alemán bremsen (frenar) y Strahlung (radiación) la radiación de Bremsstrahlung o radiación de frenado, es radiación electromagnética producida por la desviación de la trayectoria original de una partícula incidente de baja masa debido a la acción de una fuerza eléctrica provocada por otra partícula cargada (por ejemplo, el núcleo atómico) y por lo tanto una aceleración, ocasionando que la partícula incidente ceda parte de su energía cinética en forma de radiación electromagnética.

3.0.3. Interacción de los fotones con la materia

Los fotones son partículas neutras que pierden energía mediante el efecto Compton, el efecto fotoeléctrico y la producción de pares [20].

Efecto Compton

El efecto Compton o dispersión de Compton es una dispersión inelástica de un rayo gamma sobre un átomo con la expulsión de un electrón [21], es decir, cuando un fotón energético colisiona con un electrón de un átomo con energía de enlace muy pequeña (por lo cual puede considerarse como electrón libre), el electrón absorberá parte de la energía y momento del fotón incidente siendo dispersado a cierto ángulo mientras que el fotón es dispersado en otra dirección:

$$\gamma + e \rightarrow \gamma' + e' \tag{3.1}$$

Donde γ es la longitud de onda de la radiación incidente y γ' es la longitud de onda de la radiación dispersada [20].

Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico es la expulsión de un electrón desde un material después de que un fotón colisiona con un átomo del mismo material [21], si la energía del fotón incidente es mayor o igual

a la energía de enlace del electrón, entonces este absorberá al fotón y escapará del átomo:



Es importante mencionar que cada tipo de sustancia tiene una frecuencia mínima de la radiación electromagnética incidente (energía de enlace del electrón al átomo) debajo de la cual no se producen fotoelectrones. Ahora, suponiendo que cada electrón absorbe un cuanto de radiación con energía:

$$E_\gamma = h\nu \quad (3.3)$$

donde h es la constante de Planck, ν es la frecuencia de la radiación electromagnética incidente y E_Φ es la energía mínima necesaria para producir fotoelectrones, se tienen los siguientes casos [20]:

- Si $E_\gamma < E_\Phi$ entonces no se llevará a cabo el efecto fotoeléctrico.
- Si $E_\gamma \geq E_\Phi$ entonces se llevará a cabo el efecto fotoeléctrico, es decir, se producirán fotoelectrones [20].

Producción de pares

La creación de pares tiene lugar con fotones de alta energía, en la cual un fotón interactúa con el campo electromagnético de un núcleo atómico y es creado un par electrón-positrón. Sin embargo, siguiendo las leyes de conservación es necesario una energía mínima de 1.02 MeV que corresponde a la masa en reposo de dos electrones, con lo cual es posible crear un par de cargas: un electrón y un positrón) [20].

Capítulo 4

Física de los RPCs

Los Resistive Plate Chambers (RPCs) son el tipo de detectores de principal interés en este estudio, por lo que en este capítulo nos enfocaremos en la física de estos detectores. Los RPCs fueron inicialmente aceptados por ser contadores capaces de proveer una buena resolución temporal, por lo que, gracias a su eficiencia, simplicidad y bajo costo han sido utilizados en experimentos de aceleradores de partículas y física de rayos cósmicos [22]. Cuando una partícula entra en un detector gaseoso, esta ioniza a los átomos de la mezcla de gas dentro del detector, de tal forma que los electrones que son emitidos debido a la ionización son acelerados por la diferencia de potencial existente entre las placas del detector, los cuales a su vez generan mayor ionización produciendo una multiplicación de electrones que amplifica la señal inicial para que pueda ser detectada en el electrodo de salida [20]. Los RPCs tiene dos modos de funcionamiento: el Modo Avalancha y Modo Streamer, los cuales describiremos a continuación.

4.0.1. Avalancha de Townsend y el modo avalancha

La descarga de Townsend o avalancha de Townsend es un proceso de ionización de gas donde electrones libres son acelerados por un campo eléctrico, colisionando con las moléculas del gas y consecuentemente liberando electrones adicionales [23]. En los RPCs esto significa que una vez que la primera molécula del gas es ionizada por la radiación ionizante, se produce un par ion-electrón, el ion positivo es acelerado hacia el cátodo y el electrón libre continuará su camino hasta el ánodo, sin embargo, debido a la diferencia de masa entre el electrón y el ion, su velocidad también será diferente. Así, el tiempo que le toma a los electrones viajar hasta alcanzar el ánodo es del orden de unos cuantos nanosegundos, mientras que a los iones le toma algunos microsegundos llegar al cátodo. Si el campo eléctrico en los gaps es lo suficientemente fuerte, el electrón ganará energía suficiente para repetir el proceso, es decir, la avalancha comenzará con el primer electrón producido que producirá otro electrón libre, estos a su vez producirán otros dos y así sucesivamente, lo cual sostiene la reacción en cadena hasta que el campo eléctrico deje de ser aplicado. Como mencionamos anteriormente, cuando se ioniza el gas se forma un par ion-electrón, por lo que la avalancha de electrones tiene dos partes distintivas (ver fig.4.1):

- Una cabeza rápida moviéndose hacia el ánodo, creada por los electrones energéticos.
- Un cuerpo de forma cónica que está compuesta por los iones positivos desplazándose lentamente hacia el lado contrario [19].

4.0.2. Formación de la señal

La lectura de la señal de salida está basada en la inducción de una señal en los electrodos provocada por las cargas eléctricas moviéndose en los gaps, esta inducción se produce gracias a que

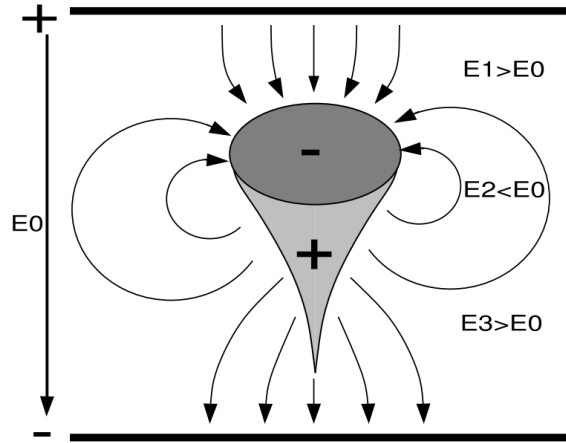


Figura 4.1: Vista esquemática de una avalancha en la geometría de placas paralelas, así como el efecto de una avalancha de electrones sobre el campo eléctrico en el detector [24].

los electrodos resistivos y la pintura de grafito son transparentes a las señales rápidas inducidas [19]. La cantidad de corriente inducida viene dada por el teorema de Ramo, este teorema dice que la corriente inducida sobre el electrodo debido a las cargas en movimiento en el espacio entre los conductores viene dada por la siguiente ecuación:

$$i_{ind}(t) = qN(t)\nu_d \cdot \mathbf{E}_w(\mathbf{x}(t)) \quad (4.1)$$

donde q es la carga de la partícula, N es el número de partículas en el cluster, ν_d la velocidad de deriva y \mathbf{E}_w es el campo de ponderación en x en el tiempo t . El campo de ponderación es una consecuencia del potencial de ponderación y no es una cantidad medible, a diferencia del campo eléctrico [23]. Debido a la partícula ionizante inicial, en el detector existen iones y electrones moviéndose a diferente velocidad (mayor velocidad para los electrones) formando una avalancha, esta diferencia de velocidad causa que la corriente inducida por los iones en el electrodo sea mucho mayor que la corriente inducida por los electrones. La presencia de estas cargas eléctricas afecta al campo eléctrico aplicado en el detector (ver 4.1), sin embargo, una vez que las cargas alcanzan los electrodos, el campo eléctrico regresa a su valor original [24], a este periodo de tiempo se le llama periodo de relajación, mientras que a la gran presencia de cargas que provoca esta fenómeno se le llama carga espacial. La carga espacial tiene dos consecuencias principales: el cambio en la ganancia de gas local alrededor de ella y el incremento de la aparición de grandes pulsos llamados streamers [25].

Por último, para que un RPC sea eficiente, tiene que ser capaz de producir una señal detectable, las señales más grandes se forman cuando se crea un par ion-electrón cerca del cátodo, ya que permite que la avalancha de electrones llene por completo el ancho del gap [25].

4.0.3. Modo Streamer

Como mencionamos anteriormente, cuando la partícula ionizante entra al detector interacciona con los átomos y moléculas del gas, la excitación o desexcitación de estos puede ocurrir a través de diferentes procesos. Entre los más importantes está la emisión de fotones ultravioleta, estos fotones son tan energéticos que pueden causar la fotoionización de los átomos y moléculas que los rodea, generando algunos electrones libres adicionales llamados fotoelectrones que pueden ser creados dentro o fuera del volumen de la avalancha, es decir, los fotoelectrones también pueden dar lugar a avalanchas secundarias [19].

Cuando un proceso de avalancha alcanza un valor crítico de carga total conocido como Límite de Raether (ganancia de gas o multiplicación de gas alrededor de 10^8 electrones), se convierte en un

Streamer [25]. Como consecuencia, las líneas de campo eléctrico en las vecindades de la avalancha se doblan hacia la parte positiva del cuerpo de la avalancha, es decir, la parte compuesta por iones del cuerpo de la avalancha. Debido al incremento del campo eléctrico en esta región, se inician avalanchas secundarias cerca del volumen de la avalancha primaria y comienzan a derivar hacia el cuerpo mientras se multiplican debido al campo eléctrico mejorado en esta región. Una columna iónica crece rápidamente hacia el cátodo, llevando a la formación de un canal delgado de plasma llamado Streamer (ver fig.4.2). Cuando el streamer toca el cátodo, una poderosa descarga ocurre [19].

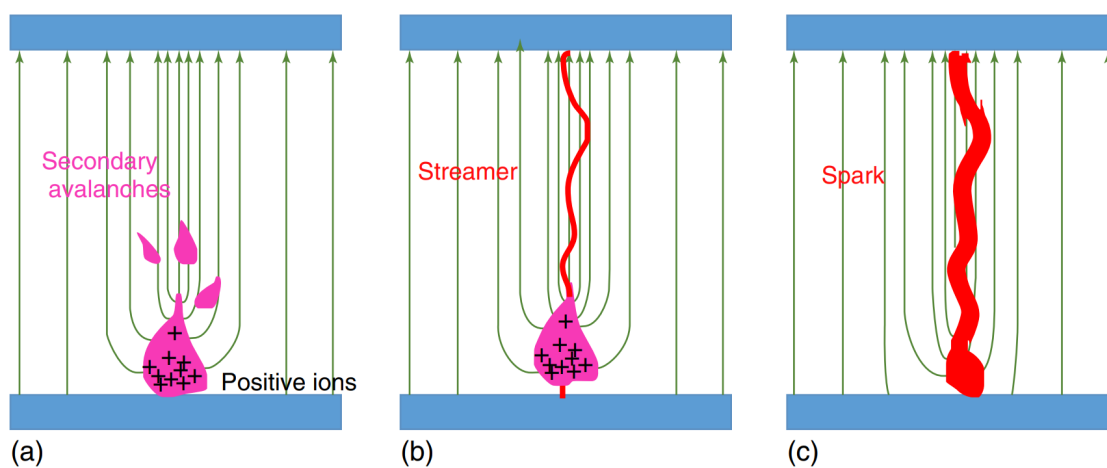


Figura 4.2: Tres etapas del desarrollo de una descarga cuando la carga total de la avalancha alcanza el límite de Raether. (a) Líneas de campo cerca de la avalancha se doblan y se forman avalanchas secundarias comienzan a moverse hacia el cuerpo de iones positivos; (b) Se forma un filamento delgado de plasma (un streamer); (c) Cuando el streamer alcanza los electrodos, ocurre una descarga [19].

Cuando esto ocurre, se forma una columna de carga entre el ánodo y el cátodo, detenida por las placas resistivas, previniendo así la descarga. De esta forma, cuando un detector opera en modo streamer, permite que un proceso de avalancha se convierta en un streamer, sin embargo, esto requiere de un campo eléctrico más fuerte, lo cual se puede lograr incrementando el voltaje aplicado en el detector o reduciendo el tamaño de los gaps. Por otro lado, ya que la señal producida por un streamer es mucho mayor a la producida por una avalancha, no se necesitan amplificadores de señal pero debido a la gran cantidad de cargas producidas, una corriente mayor fluye a través de las placas resistivas y esto causa una caída de voltaje, por lo tanto, la cámara requerirá un tiempo de relajación más largo, el cual es necesario para que la región de la avalancha sea sensible nuevamente y esto resulta en una incapacidad de trabajar a tasas más altas y en una mayor eficiencia para los detectores que trabajan en modo avalancha [25].

4.0.4. RPCs

Rinaldo Santonico y Roberto Cardarelli construyeron los primeros prototipos de los actuales RPCs en los años 80s, poniendo los siguientes requisitos:

- Una geometría plana, ya que tiene ventajas en la resolución temporal.
- El uso de materiales resistivos como electrodos, ya que estos permiten el auto enfriamiento del detector y no necesitan de un modo de operación pulsada ni de la eliminación de un voltaje alto después del paso de una partícula ionizante y la posterior descarga. Principalmente se usan electrodos de baquelita y cristal.

- Aplicación de voltajes altos en los electrodos a través de una capa resistiva transparente (pintura de grafito).
- La producción de detectores fáciles de construir con el fin de cubrir grandes superficies.

De esta forma, un RPC es un detector gaseoso que consta de dos placas resistivas paralelas delgadas caracterizadas por una alta resistividad donde se aplica una diferencia de potencial (que depende de la mezcla de gas entre ellas) a través de los electrodos mediante una capa de pintura de grafito en la superficie interior, esto genera un campo eléctrico uniforme entre la región de los electrodos. En la parte exterior de los electrodos se encuentran las Readout Strips, las cuales recogen la señal producida por los fenómenos físicos generados por la interacción de la mezcla de gas y las partículas incidentes en el detector [19]. El material resistivo de los electrodos puede cambiar de acuerdo a las necesidades del detector, siendo más habituales la baquelita y el cristal [23].

Los RPCs usados en CMS son cámaras de placas de baquelita de doble gap, operando en modo avalancha, cuyos gaps tienen un ancho de 2mm (al menos para la fase 1) y contienen una mezcla de gases que es ionizada ante el paso de una partícula cargada (ver fig. 4.3).

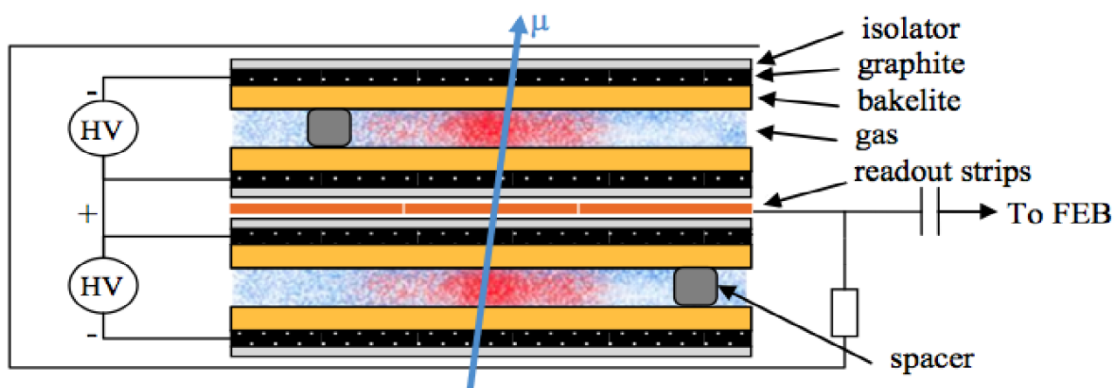


Figura 4.3: Vista esquemática de la estructura de un RPC de doble gap [12].

Capítulo 5

HL-LHC y los iRPCs

CMS es un experimento multipropósito que mide colisiones entre iones pesados y colisiones protón-protón en el LHC del CERN. Este experimento ha producido excelentes resultados científicos, tanto que hasta 2017 CMS había publicado 600 artículos en revistas. El descubrimiento más destacado fue el bosón de Higgs (ver fig.5.1), descubierto por el experimento ATLAS y CMS en el 2012, probando así la existencia de una pieza clave del Modelo Estándar. Sin embargo, CMS aún está buscando respuestas a preguntas que van más allá de la física del Modelo Estándar, las cuales no han sido encontradas, al menos desde las características de su primera fase.

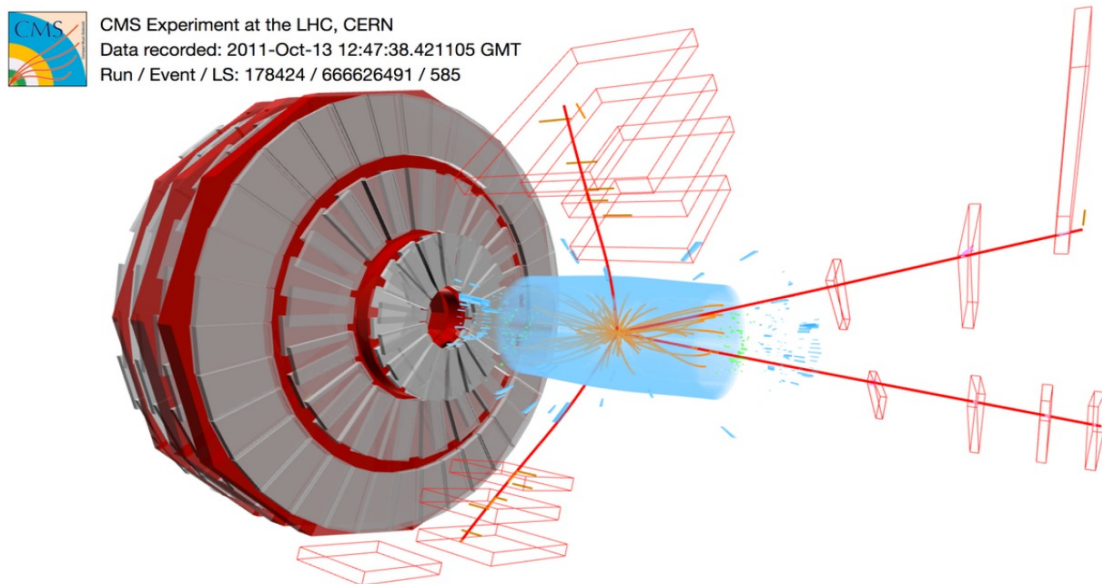


Figura 5.1: Visualización de un evento con 4 muones (líneas rojas) en el experimento CMS, este es uno de los canales de decaimiento del bosón de Higgs[26].

Para extender la sensibilidad a nuevos descubrimientos, se llevará a cabo la actualización llamada High Luminosity LHC (HL-LHC), donde se incrementará la luminosidad integrada en un factor de 10 respecto al valor de diseño original. Se aumentará la energía del centro de masa para colisiones protón-protón de 13.6 TeV actuales hasta 14 TeV, la toma de datos de la fase 1 terminará en el año 2025 seguido de un cierre para llevar a cabo las actualizaciones, de esta forma, se espera que el periodo de toma de datos con la actualización del LHC, que es llamada la fase 2 sea del año 2029 al año 2040, ver figura 5.2.



Figura 5.2: Plan de trabajo de las diferentes etapas del LHC/HL-LHC. Fuente: CERN.

El HL-LHC incrementará la luminosidad integrada de $300 fb^{-1}$ de la fase 1, por un orden de magnitud a $3000 fb^{-1}$ para las siguientes dos décadas (ver tabla 5.1).

| Comparación de los parámetros del LHC y la actualización al HL-LHC | | | |
|--|-----|--------|-----------------|
| | LHC | HL-LCH | HL-LHC ultimate |
| Pico de luminosidad ($10^{34} cm^{-2} s^{-1}$) | 1.0 | 5.0 | 7.5 |
| Luminosidad integrada (fb^{-1}) | 300 | 3000 | 4000 |

Tabla 5.1: Comparación para la toma de datos de los valores de los parámetros del diseño original del LHC y su actualización al HL-LHC.

Con el aumento de un TeV en la energía del centro de masa, las propiedades del bosón de Higgs podrán ser medidas con mayor precisión lo cual permitirá descubrimientos de nueva física asociada al sector de Higgs, se mejorará drásticamente la precisión en muchas pruebas del Modelo Estándar, posibles descubrimientos de nueva física (incluyendo la Supersimetría y nuevos bosones pesados) y la posible extensión a modelos exóticos con configuraciones (de decaimientos) desafiantes desde el punto de vista experimental: partículas de larga vida que decaen leptónicamente, estados finales de muones con bajo momento transversal, partículas pesadas cargadas moviéndose lentamente o diferentes estados de dimuones, por lo que es necesario mejorar la detección de muones y capacidades del Trigger.

Para hacer frente a una tasa mucho mayor de partículas, CMS y otros detectores del LHC necesitan ser actualizados, algunas partes de CMS han alcanzado su límite de edad funcional y necesitan ser reemplazados por nuevos componentes más resistentes a la radiación. Circuitos electrónicos de lectura y el Trigger deberán ser sustituidos por versiones más rápidas que puedan manejar la gran cantidad de datos, así también como la instalación de subdetectores adicionales que proveerán una activación confiable y mediciones precisas ante las condiciones demandantes del HL-LHC.

Como se mencionó anteriormente, el sistema de muones juega un papel importante en el experimento CMS, ya que muchos de los productos que provienen de partículas nuevas están formados por uno o varios muones. Los muones pueden ser identificados y medidos individualmente y con precisión ya que destacan del gran fondo hadrónico de los colisionadores de hadrones, de esta forma, para mantener el rendimiento del sistema de muones de CMS deben considerarse algunas medidas importantes:

- **Electrónica:** La actualización del HL-LHC deberá ser capaz de manejar una alta tasa de partículas.
- **Longevidad:** El flujo tan alto de partículas causará radiación que provocará daños en los detectores, acortando aún más su tiempo de vida.
- **Resolución y redundancia:** El fondo de neutrones que será inducido, los gammas de baja energía y el gran número de partículas cruzando el detector CMS durante la fase 2 será muy alto, por lo que la reconstrucción de cada evento será complicada. Por otro lado, más muones serán producidos en la región de alta pseudorapidity misma que no está completamente cubierta por el diseño de la fase 1, por lo que esta región (forward) debe ser completada con cámaras de muones.
- **Aceptación:** La cobertura extendida del Tracker interno durante la fase 2 en la región (forward) alcanza $|\eta| = 4$, en comparación, la aceptación del sistema de muones actual es de $|\eta| < 2.4$, por lo que este aumento en el rango de η debe ser emparejado con un detector de muones.

5.0.1. Sistema actual de muones

Aunque las mejoras a los aceleradores y detectores del LHC para la actualización HL-LHC serán principalmente implementadas en el periodo de cierre, la instalación de algunas mejoras al sistema de muones ya han tenido lugar durante los cierres de invierno en el año 2016 y 2017, en los cuales se comenzó con la instalación de nuevos detectores gaseosos en el sistema de muones llamados Gas Electron Multiplier (GEM), por lo que hasta el 2016 el sistema de muones consistía solo de tres tipos de detectores gaseosos: DTs, CSCs y RPCs. Hay cuatro estaciones de muones tanto en la región del barrel como en ambos endcaps, de esta forma, los muones son medidos en diferentes puntos separados a lo largo de su trayectoria. El ángulo en el que la trayectoria es doblada es máximo en las estaciones internas, donde la determinación del momento es más efectiva, mientras que la trayectoria se dobla menos en las estaciones de muones subsecuentes.

Todos los subsistemas de muones funcionan con alta eficacia y resolución dentro de las especificaciones, incluso a $1.7 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ que es la mayor luminosidad instantánea alcanzada en el verano de 2017. Hasta ese año solo se habían detectado efectos de envejecimiento menores que no afectaban al rendimiento general del detector. Los detectores DTs y CSCs están localizadas en $|\eta| < 1.2$ y $0.9 < |\eta| < 2.4$, respectivamente, complementado por los detectores RPCs tanto en el barrel como en los endcaps, cubriendo la región $|\eta| = 1.9$, por lo que están arregladas para sobreponerse evitando así brechas en la cobertura η .

Todos los detectores RPCs, DTs y CSCs existentes en CMS son esenciales para la medición e identificación de muones con la exactitud y precisión que el programa de física de CMS requiere, por lo que para mantener su rendimiento en el HL-LHC se deben realizar varias mejoras, en esta tesis nos enfocaremos únicamente a las mejoras previstas para los RPCs.

Como se mencionó anteriormente, los RPCs son cámaras de doble gap operadas en modo avalancha en un campo magnético alto, usan electrodos Laminados de Alta Presión (HPL por

las siglas en inglés de High Pressure Laminate) comúnmente conocidos como baquelita con alta resistividad. Son principalmente usados para obtener una sincronización precisa y una activación rápida con un excelente tiempo de resolución de alrededor de 1.5 ns para las cámaras de doble gap.

Se especifica a los DTs de acuerdo a la posición de la cámara usando la etiqueta $MBn \mp w$ donde n es la sección en el barrel (incrementando con el radio R) y w es la rueda (incrementando con $|z|$, con $w = 0$ centrado en $z = 0$), similarmente los RPCs del barrel están etiquetados como $RBn \mp w$. Los CSCs están etiquetados como $ME \mp n/m$, donde n es la estación (incrementando con $|z|$) y m es el anillo (incrementando con el radio R). Finalmente, los RPCs del endcap están etiquetados con $RE \mp n/m$.

5.0.2. Actualización del sistema de muones

Las condiciones del HL-LHC son particularmente desafiantes para el Trigger Level-1 (L1) ya que tiene que tomar una decisión en una escala de tiempo de algunos microsegundos, la implementación de las nuevas cámaras le dará una importante ventaja, ya que se producirá un mayor número de hits a lo largo de la trayectoria de un muon. La integración de los diferentes subsistemas de detección (DTs, CSCs, RPCs y GEMs) mejorará la identificación local de muones y como resultado se obtendrá un Trigger eficiente y robusto, incluso en presencia de alto fondo de radiación. El impacto de los actuales RPCs y los nuevos iRPCs sobre la eficiencia del Trigger L1 como función de la pseudorapidity se muestra en la figura 5.3.

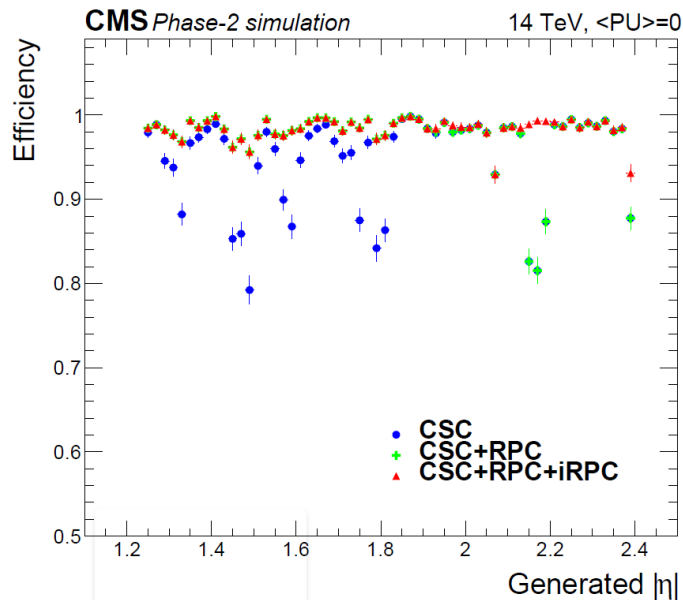


Figura 5.3: Comparación de la eficiencia del Trigger de muones L1 con y sin la implementación de los iRPC como función de $|\eta|$ [26].

El proyecto iRPC agrega 18 cámaras nuevas por cada disco de muones, un total de 72 cámaras para la estación RE3/1 y RE4/1 en los endcaps. Cada estación proveerá un solo hit por reconstrucción de muon con información temporal precisa (alrededor de 1.5 ns), resolución espacial al nivel de 0.3 cm perpendicular a las tiras y 2 cm a lo largo de las tiras. Los nuevos iRPCs que serán colocados en las estaciones RE3/1 y RE4/1, cubrirán la región $1.8 < |\eta| < 2.4$ complementando

las estaciones ya existentes de detectores CSC en rango de η (ver fig. 5.4).

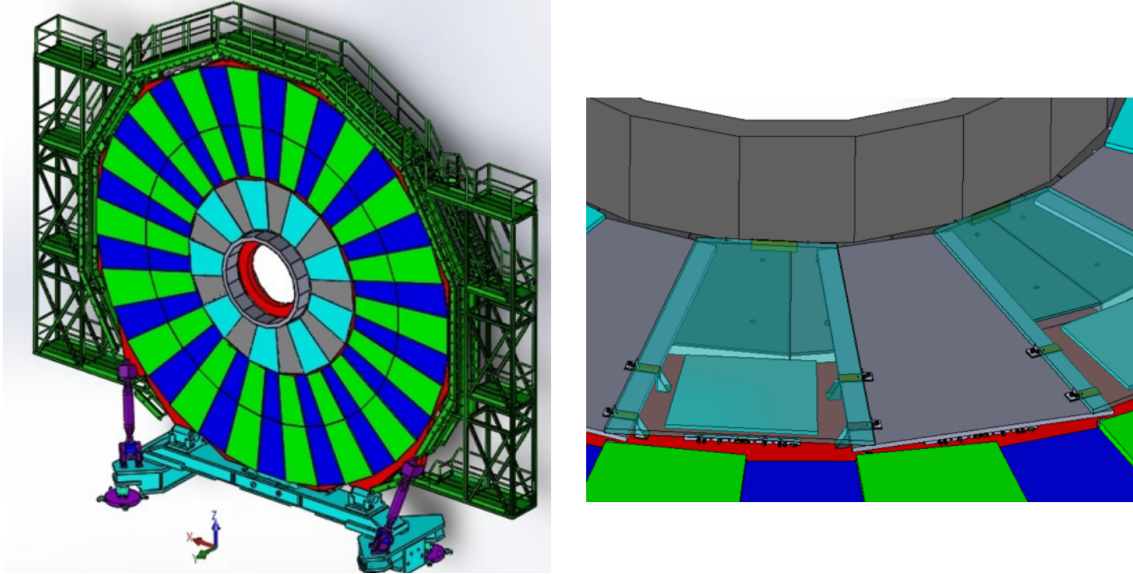


Figura 5.4: Vista esquemática de las cámaras RE3/1 montadas en el disco del endcap (izquierda). Detalles de una cámara RE3/1 montada sobre el yoke (derecha) [26].

Tal como en el sistema actual de muones, los iRPCs serán detectores de doble gap con tiras que recogerán la señal en medio de los gaps, pero para reducir el riesgo de envejecimiento en el detector y mejorar la capacidad de velocidad (the rate capability), los electrodos y los gaps de gas reducirán su grosor, ya que la reducción del grosor de estos ha demostrado reducir efectivamente la carga de avalancha, mejorar la capacidad de velocidad (the rate capability) y la longevidad del detector (ver fig.5.5). Un gap más delgado retarda el rápido crecimiento de las cargas recogidas por las avalanchas de ionización, así como la reducción del voltaje operacional como resultado de la reducción del grosor de los gaps.

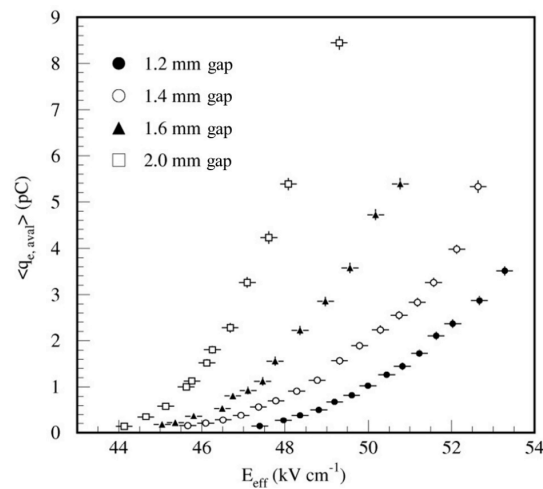


Figura 5.5: Carga promedio medida por avalancha en el gap de 1.20 mm, 1.40 mm, 1.60 mm, y 2.0 mm de grosor de un RPC de doble gap, como función de la fuerza efectiva del campo eléctrico [26].

En el diseño base para los iRPCs, se eligió un grosor de 1.40 mm para cada uno de los dos gaps y para los electrodos, en lugar del grosor de 2.00 mm de los RPC de doble gap presentes en el diseño actual. La resistividad de los electrodos se ha especificado en el rango 0.9 a $3.0 \times 10^{10} \Omega \text{ cm}$ [26] y están recubiertos con una pintura de grafito conductor para formar electrodos que estén aislados por material plástico. La cámara estará contenida dentro de una caja de aluminio (AI honeycomb) con los servicios: electrónica de lectura, distribución de gas y circuito de refrigeración por agua que estarán montados en el exterior, mientras que el panel de lectura consiste en dos placas grandes trapezoidales de circuito impreso, en la figura 5.6 se muestra una vista 3D de las nuevas iRPCs.

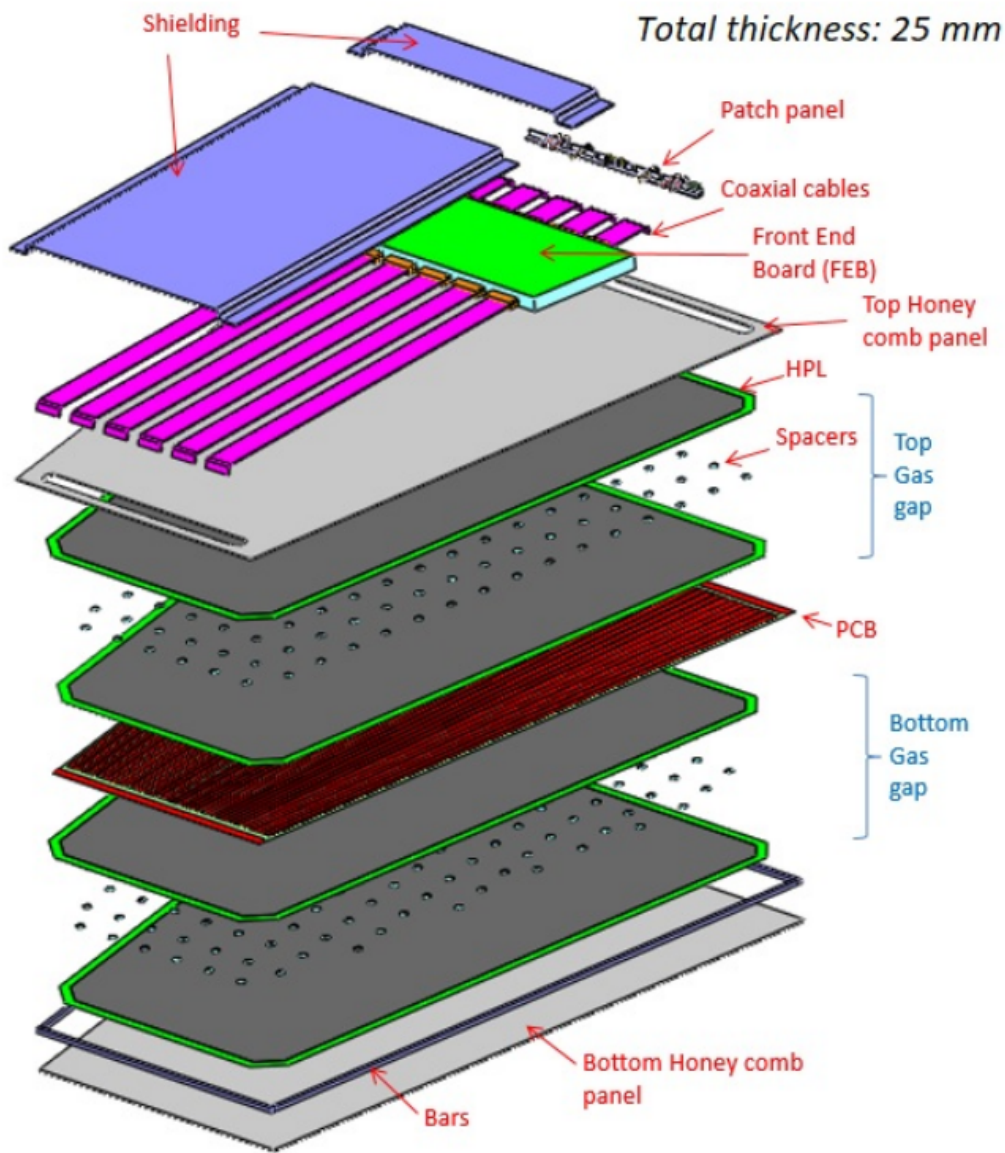


Figura 5.6: Esquema del diseño de un iRPC [17].

La tabla 5.2 muestra las diferencias entre un RPC y un iRPC.

| Diferencias entre un RPC y aun iRPC | | |
|---|------------------------------|--------------------------------|
| | RPC | iRPC |
| Cobertura de $ \eta $ | 0–1.8 | 1.9–2.4 |
| Máximo rate esperado (factor de seguridad de 3 incluido) | 600 Hz/cm ² | 2 kHz/cm ² |
| Carga integrada máxima (factor de seguridad de 3 incluido) | ~ 0.8 C/cm ² | ~ 1 C/cm ² |
| Espesor de HPL (baquelita) | 2 mm | 1.4 mm |
| Cantidad de gaps de gas y su espesor | 2 y 2 mm | 2 y 1.4 mm |
| Resistividad ($\Omega \cdot \text{cm}$) | $1\text{--}6 \times 10^{10}$ | $0.9\text{--}3 \times 10^{10}$ |
| Umbral de carga | 150 fC | 50 fC |

Tabla 5.2: Comparación de las principales diferencias entre los RPCs y los iRPCs [17].

ayudan durante la investigación del alcance físico de los detectores y su diseño, así también como durante el análisis de los datos que se producen como resultado del experimento [27]. De esta forma, a través de herramientas de software se pueden realizar simulaciones de procesos físicos que ocurren en los detectores de partículas con la finalidad de comprender su comportamiento en los experimentos para los cuales fueron diseñados.

En este trabajo hemos utilizado el software llamado GEANT4 (del inglés GEometry ANd Tracking) para simular el paso de partículas a través de un detector gaseoso RPC, con el fin de calcular su sensibilidad ante las partículas que conforman el fondo de radiación del LHC (electrones, positrones, neutrones y fotones). GEANT4 es un kit de herramientas que a través de métodos de Monte Carlo simula el paso de partículas a través de la materia, fue desarrollado originalmente en el CERN para experimentos de altas energías [28] .

GEANT4 trata a cada partícula simulada de forma individual y las transporta a través de un modelo de masa del universo definido por límites geométricos entre materiales en lugar de por una cuadrícula. Cuando una partícula es inyectada en el material, Geant4 calcula la trayectoria libre media de todos los procesos físicos discretos implementados, calcula una distancia aleatoria asociada a cada uno de los procesos y elige la distancia más corta a ser implementada. Luego determina todas las propiedades físicas de la partícula después del proceso elegido teniendo en cuenta los procesos físicos continuos que ocurren dentro de este paso, como la pérdida de energía por electrones. A medida que el proceso continúa, proporciona una pista hasta que se detiene, abandona el volumen o alcanza un umbral de baja energía. Las partículas secundarias, es decir, las partículas producto de la ionización secundaria son rastreadas inmediatamente después de ser creadas hasta la partícula madre dejada a un lado para ser seguida después de que la partícula hija esté terminada [29].

6.0.1. Geometría

La geometría del detector simulado corresponde al RPC identificado como RE1/1 (ver figura 6.2) con la modificación considerada para los nuevos iRPCs, es decir, la reducción del espesor de cada uno de los gaps y de las placas de baquelita de 2 mm (grosor original del RPC RE1/1) a 1.40 mm. La geometría esta descrita en el código RE11DetectorConstruction en el cual se describe a cada una de las capas que conforman el RPC simulado (panel de aluminio, gaps, baquelitas, sistema de enfriamiento, etc.), su composición, densidad, dimensiones del trapecio, etc. (ver figura 6.3).

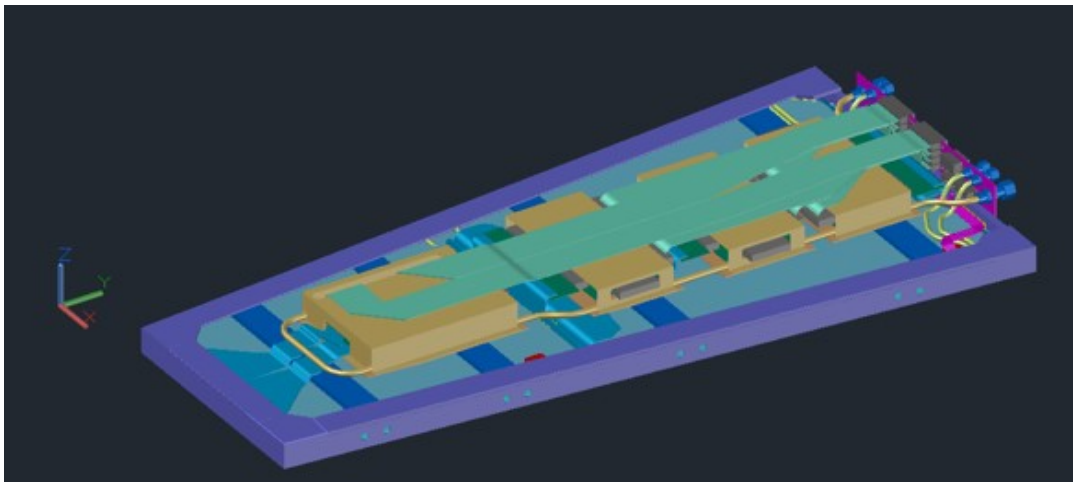


Figura 6.2: Visualización en 3 dimensiones de la geometría de un RPC RE1/1. Imagen proporcionada por Kyongsei Se Lee, colaborador de CMS e investigador en la Universidad de Corea de Sur.

```

//CONTINUOUS MATERIALS
std::string NomeStrati[17]=
{
  "MylarElecIns1","totMylarHV1","CopperGND1",
  "HPL1", //HPL
  "GasGap1", //GasGap1
  "HPL2", //HPL
  "totMylarGND1","CuStrips","FR4Strips","totMylarGND2", //Strips
  "HPL3", //HPL
  "GasGap2", //GasGap2
  "HPL4", //HPL
  "CopperGND2","totMylarHV2","MylarElecIns2", //Readout Board
  "AlPanel" //Aluminum Panel
};

std::string NomeStratiLog[17];

for(size_t A=0; A<17; A++) {
  NomeStratiLog[A]=NomeStrati[A]+"Log";
}

G4Material* MatStrati[17] =
{
  fMylarMat,fMylarMat,fCuMat,
  fHPLMat,
  fGasMat,
  fHPLMat,
  fMylarMat,fCuMat,fFR4Mat,fMylarMat,
  fHPLMat,
  fGasMat,
  fHPLMat,
  fCuMat,fMylarMat,fMylarMat,
  fAlMat
};

G4double spessoreStrati[17]=
{
  0.2*mm,0.4*mm,0.038*mm,
  1.40*mm,
  1.40*mm,
  1.40*mm,
  0.2*mm,0.017*mm,0.4*mm,0.2*mm,
  1.40*mm,
  1.40*mm,
  1.40*mm,
  0.038*mm,0.4*mm,0.2*mm,
  5*mm
};

```

Figura 6.3: Sección del código RE11DetectorConstruction donde se describe el espesor de las diferentes capas del RPC simulado.

Varias de las diferentes capas que forman el detector simulado, junto con las densidades de los materiales utilizados se especifican en la tabla 6.1.

Configurando así un detector de doble gap para formar un sándwich con el plano de las tiras de lectura entre los dos gaps. La forma trapezoidal del detector mostrando sus dimensiones frontales, así como la mezcla de gases utilizada se muestra en la figura 6.4, dichas dimensiones y la densidad

| Detalle de la composición del RPC | | | |
|-----------------------------------|-----------------------------|-----------------------|--------------|
| No. de capa | Material | Densidad [g/cm^3] | Espesor [mm] |
| 1 | Mylar Electrical insulation | 1.39 | 0.2 |
| 2 | Total Mylar on HV side | 1.39 | 0.4 |
| 3 | Copper GND | 8.96 | 0.038 |
| 4 | Top HPL out | 1.4 | 1.4 |
| 5 | Gas gap | 0.003569 | 1.4 |
| 6 | Top HPL in | 1.4 | 1.4 |
| 7 | Total mylar GND side | 1.39 | 0.2 |
| 8 | CU strips | 8.96 | 0.017 |
| 9 | FR4 | 1.86 | 0.400 |
| 10 | Total mylar GND side | 1.39 | 0.2 |
| 11 | Botton HPL out | 1.4 | 1.4 |
| 12 | Gas gap | 0.003569 | 1.4 |
| 13 | Bottom HPL out | 1.4 | 1.4 |
| 14 | Copper GND | 8.96 | 0.038 |
| 15 | Total mylar on HV side | 1.39 | 0.4 |
| 16 | Mylar Electrical isulation | 1.39 | 0.2 |
| 17 | Aluminium bottom panel | 2.69 | 5 |

Tabla 6.1: Detalle de la composición, densidad y espesor de las capas que conforman el detector simulado.

de los gases que se encuentran dentro del detector también se implementan dentro del código RE11DetectorConstruction (ver fig.6.5 y fig.6.6).

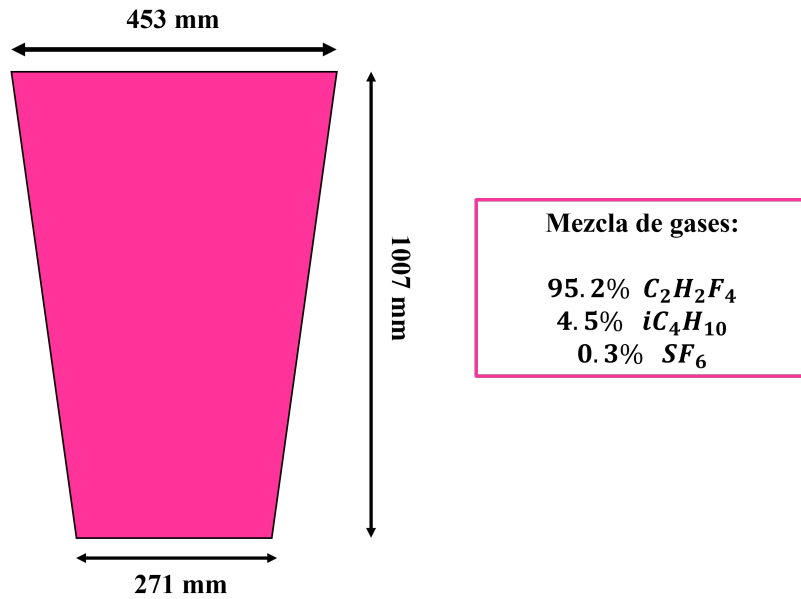


Figura 6.4: Dimensiones del detector simulado, mostrando la mezcla de gases utilizada en el detector.

La mezcla de gases se compone de 95.2% de $C_2H_2F_4$ (Tetrafluoroetano), que proporciona una

```

#include "RE11DetectorConstruction.hh"
#include "GasGapSensitiveDetector.hh"

#include "G4NistManager.hh"
#include "G4SDManager.hh"
#include "G4Element.hh"
#include "G4Material.hh"
#include "G4Box.hh"
#include "G4Tubs.hh"
#include "G4Torus.hh"
#include "G4LogicalVolume.hh"
#include "G4VPhysicalVolume.hh"
#include "G4GeometryManager.hh"
// #include "G4PhysicalVolumeStore.hh"
// #include "G4LogicalVolumeStore.hh"
// #include "G4SolidStore.hh"
#include "G4VisAttributes.hh"
#include "G4PVPlacement.hh"
#include "G4UnitsTable.hh"

RE11DetectorConstruction::RE11DetectorConstruction() :
    fFR4Mat(0), fGasMat(0), fEmptyMat(0), fAirMat(0),
    fCuMat(0), fKAPTONMat(0), fWaterMat(0), fAlMat(0), fMylarMat(0), fHPLMat(0),
    tripleGemThinBase(0), tripleGemLargeBase(0), tripleGemHeight(0)
{
    RPCThinBase = 271.0*mm ;
    RPCLargeBase = 453.0*mm ;
    RPCHeight = 1007.0*mm ;
}

```

Figura 6.5: Sección del código que describe las dimensiones del detector simulado.

```

// RPC mixture gas components
// C4H10
density = 2.67*mg/cm3;
G4Material* isobutane = new G4Material(name = "isoC4H10", density, numel=2) ;
isobutane->AddElement(e1C,4);
isobutane->AddElement(e1H,10);

// C2H2F4
density = 4.55*mg/cm3;
G4Material* C2H2F4 = new G4Material(name = "Freon", density, numel=3) ;
C2H2F4->AddElement(e1C, natoms=2);
C2H2F4->AddElement(e1H, natoms=2);
C2H2F4->AddElement(e1F, natoms=4);

// SF6
density = 6.14*mg/cm3;
G4Material* SF6 = new G4Material(name = "SF6", density, numel=2) ;
SF6->AddElement(e1S, natoms=1);
SF6->AddElement(e1F, natoms=6);

```

Figura 6.6: Sección del código que describe la densidad de los gases dentro del detector.

gran cantidad de pares de iones y electrones; 4.5% iC_4H_{10} (Isobutano), que garantiza la supresión de los efectos de retroalimentación de fotones; y 0.3% SF_6 (Hexafloruro de azufre), utilizado como

“extintor” de electrones para operar el detector en modo libre de “streamers” (chispas).

Es importante mencionar que la geometría final (de los detectores iRPC) que se va a utilizar en CMS, tiene variaciones con respecto a la geometría utilizada en esta simulación, sin embargo el trabajo presentado en esta tesis da una buena idea de los valores esperados. La geometría final del detector, se va mejorando al ir probando diferentes prototipos que incluyen diferentes tipos de electrónica, PCBs, sistemas de enfriamiento, etc. hasta llegar a la versión final lo suficientemente robusta (para soportar la radiación) y lo suficientemente rápida para poder lidiar con el alto flujo de partículas en las regiones de instalación de los detectores. Para llegar a la versión final del detector se hacen diferentes estudios: sometiendo los prototipos reales a diferentes tipos de radiación y realizando trabajos de simulación (como el presente) para hacer los respectivos análisis de datos garantizando así el buen funcionamiento del detector cuando se encuentre operacional.

6.0.2. Lista física

Para este estudio se ha usado la versión GEANT 4.9.6 de Geant4. Además de la lista física FTTP-BERT-HP (recomendada para física de altas energías), ya que incluye todos los procesos electromagnéticos estándar, usa la cascada BerGni-style para hadrones menores que 5 GeV (particles shower), usa el modelo FTF (FriGof) para altas energías (mayores que 4 GeV) y un modelo de neutrones preciso para bajas energías (abajo de 20 MeV) [30].

6.0.3. Generación de partículas

Geant4 contiene varios archivos de inclusión de C++ que incluyen códigos de interfase con las librerías de Geant4 o con librerías propias creadas por el usuario. Para la simulación de Geant4 se han aplicado algunas condiciones, tales como por ejemplo: la fuente (o pistola) de partículas es isotrópica y las partículas golpean de forma azarosa al detector (ver fig.6.7).

```
#include "GE1ElePrimaryGeneratorAction.hh"

#include "G4Event.hh"
#include "G4ParticleTable.hh"
#include "G4ParticleDefinition.hh"
#include "G4Geantino.hh"
#include "G4SystemOfUnits.hh"
#include "Randomize.hh"
#include "TrGEMAnalysis.hh"

#include "G4ParticleGun.hh"
#include "G4Event.hh"
#include <fstream>
```

Figura 6.7: Sección del programa de análisis que muestra varios de los archivos de inclusión de C++ y otros creados por el usuario para el análisis específico.

6.0.4. Respuesta del detector

La respuesta del detector a las partículas de radiación (es decir, la sensibilidad) se estima cuando la partícula simulada con energía mínima para generar un par ion - electrón alcanza al menos uno de los gaps del detector simulado. De esta forma, cuando las partículas golpean el detector se asume que solo la primera partícula que alcanza alguno de los gaps genera un hit (en caso de que más de una partícula alcance el área sensible del detector).

6.0.5. Generación de datos

El código identificado como Neutron1 genera y almacena los valores de sensibilidad del detector a los diferentes tipos de partículas, juntos con 2 programas ligados a este, es posible escoger el tipo de partículas que se desee sean disparadas por la pistola de partículas, así también como la energía a la cual serán disparadas. Cabe mencionar que se usa el rango de energías de umbral siguiente: electrones 1 um, positrones 1 um, gammas 1 um, proton 10 nm y neutrones 0 um. Además, el cálculo de la sensibilidad se realiza a partir de la simulación de 100000 eventos por valor de energía, esto para disminuir la incertidumbre estadística (ver fig. 6.8).

```

/gun/particle {pname}

/gun/energy {Ekin}.

/run/verbose 0
/run/dumpRegion 2
/event/verbose 0
/tracking/verbose 0

/run/setCutForAGivenParticle gamma 1 um
/run/setCutForAGivenParticle e- 1 nm
/run/setCutForAGivenParticle e+ 1 um

#/run/setCutForAGivenParticle proton 10 um
/run/setCutForAGivenParticle neutron 0 um

#/run/beamOn 10
/run/beamOn 100000
/control/shell echo {Ekin} >> "energy ${echo {pname}}.txt"
/control/shell root -l -q ./runSensitivity.C >> "s ${echo {pname}}.txt"

```

Figura 6.8: Sección del código para definir el tipo de partícula, los umbrales de energía (cortes) y los comandos para calcular la sensibilidad del detector a una energía específica.

La sensibilidad para los diferentes valores de energía se almacenan en un archivo de texto con un formato que Root (software para el análisis de datos en C++ [31]) sea capaz de interpretar, donde la primera columna corresponde al valor de energía, la segunda corresponde a la sensibilidad, la tercera al error correspondiente a la energía (en este caso 0) y la cuarta columna corresponde a la incertidumbre estadística (ver fig.6.9).

```

1e-6 0.00518114 0 0.000229279
5e-6 0.00532423 0 0.00023197
1e-5 0.00516045 0 0.000228366
5e-5 0.00525364 0 0.000230447
1e-4 0.00566866 0 0.000239292
5e-4 0.00543589 0 0.000234374
1e-3 0.00527552 0 0.000230958
5e-3 0.00415667 0 0.000205107
1e-2 0.00366874 0 0.000192737
5e-2 0.00384139 0 0.0001972
1e-1 0.00404225 0 0.00020221
2e-1 0.00377098 0 0.00019541
4e-1 0.00359785 0 0.000190879
6e-1 0.00389224 0 0.000198497
8e-1 0.00381136 0 0.000196443

```

Figura 6.9: Sección del archivo que registra la sensibilidad correspondiente a los diferentes valores de energía seleccionados para positrones.

Así, escribimos un código que nos permite visualizar el comportamiento de la sensibilidad del detector ante el fondo de radiación (ver fig.6.10).

```

TGraphErrors * gr1 = new TGraphErrors( "gamma.txt");
gr1->SetName("gr1");
gr1->SetTitle("Gammas");
gr1->SetDrawOption("lp");
gr1->SetLineColor(2);
gr1->SetFillStyle(0);

TGraphErrors * gr2 = new TGraphErrors( "electronmod.txt" );
gr2->SetName("gr2");
gr2->SetTitle("Electrones");
gr2->SetMarkerColor(1);
gr2->SetDrawOption("lp");
gr2->SetLineColor(6);
gr2->SetFillStyle(0);

TGraphErrors * gr3 = new TGraphErrors( "positron.txt" );
gr3->SetName("gr3");
gr3->SetTitle("Positrones");
gr3->SetMarkerColor(1);
gr3->SetDrawOption("lp");
gr3->SetLineColor(4);
gr3->SetFillStyle(0);

TGraphErrors * gr4= new TGraphErrors("neutron.txt");
gr4->SetName("gr4");
gr4->SetTitle("Neutrones");
gr4->SetMarkerColor(1);
gr4->SetDrawOption("lp");
gr4->SetLineColor(3);
gr4->SetFillStyle(0);

All.SetLogy(); ; gr1->SetMinimum(1); gr2->SetMinimum(1);gr3->SetMinimum(1);gr4->SetMinimum(1);
All.SetLogx(); ; gr1->SetMinimum(1); gr2->SetMinimum(1);gr3->SetMinimum(1);gr4->SetMinimum(1);

    mg->SetTitle("Sensibilidad Vs Energia;Energia (MeV); Sensibilidad(%)");

mg->Add(gr2,"lp");;gr2->SetMarkerStyle(7);
mg->Add(gr1,"lp");;gr1->SetMarkerStyle(7);
mg->Add(gr3,"lp");;gr3->SetMarkerStyle(7);
mg->Add(gr4,"lp");;gr4->SetMarkerStyle(7);

```

Figura 6.10: Sección del archivo para generar gráficos de la sensibilidad vs energía para los diferentes tipos de partículas del fondo de radiación.

6.0.6. Visualizaciones del detector

Geant4 permite visualizar la geometría simulada capa por capa. Para tener una simulación más fiel al detector; encima de las capas de la tabla 6.1 se han simulado otras capas exteriores que se muestran en la fig.6.11, en ellas se pueden ver las barras de aluminio que le dan soporte al “honeycomb” de aluminio, el sistema de enfriamiento que consiste en un tubo de cobre en forma de “U” (esto tomando el diseño de la RE1/1), en donde también se simula el agua que contiene, de la electrónica se simulan los tableros frontales (Fronnd End Boards, FEBs), así como las capas aislantes. Finalmente se muestra de forma frontal el detector con las diferentes capas simuladas.

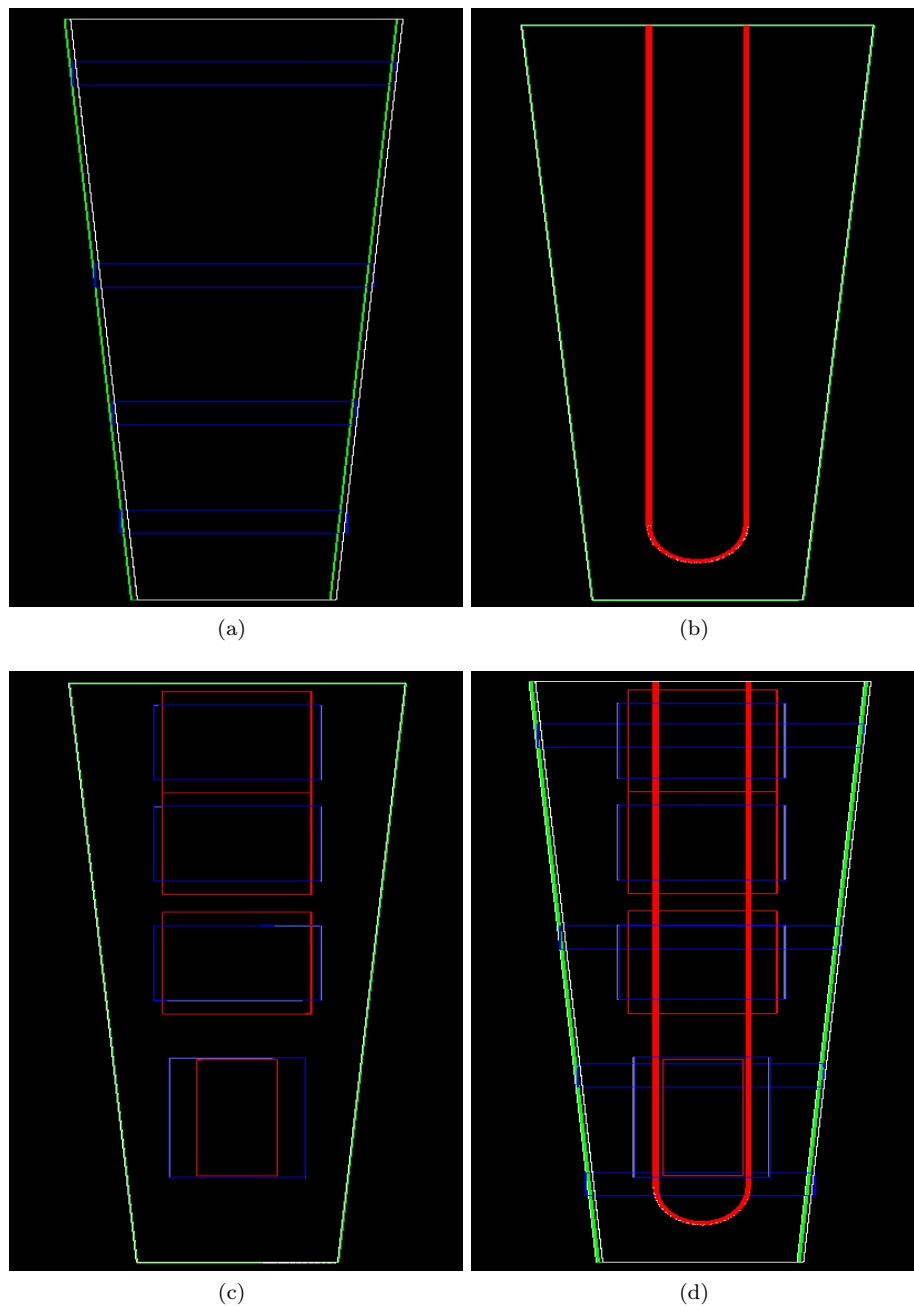


Figura 6.11: Visualizaciones de las capas externas superiores de la geometría simulada en Geant4. La figura (a) muestra el panel y las barras de aluminio, la figura (b) muestra el sistema de enfriamiento de cobre por el cual circula agua, la figura (c) muestra los Front End Boards (FEBs) simulados y la figura (d) muestra una vista frontal de la geometría completa del detector simulado, basado en la geometría de un RPC RE1/1 y el grosor elegido para el diseño de los gas gap y la baquelita para los iRPCs.

Capítulo 7

Resultados

7.0.1. Sensibilidad

La respuesta del detector a las partículas de fondo de radiación se conoce como sensibilidad (S) y está definida como la probabilidad de que una partícula -a determinada energía N_{bkg} - alcance la superficie del detector y produzca una señal N_{HIT} :

$$S(E) = \frac{N_{HIT}}{N_{bkg}} \quad (7.1)$$

donde, como mencionamos anteriormente, se considera que la partícula entre al menos en uno de los gaps para poder producir la señal.

La sensibilidad es una función de la energía de las partículas entrantes, debido a que las partículas secundarias se generan por medio de procesos que dependen de la energía. La sensibilidad de los iRPCs debe ser estimada con respecto a flujos de neutrones, gammas, electrones y positrones, que son partículas del fondo de radiación que se tienen en el LHC y se espera un incremento en la fase de alta luminosidad, HL-LHC [30]. De esta forma, la sensibilidad del detector depende de la sección eficaz donde se producen las ionizaciones en el detector, la masa, el material protector que rodea el volumen sensible del detector, grosor del volumen sensible del detector, energía de la partícula y geometría del detector [20].

Las gráficas de las figuras 7.1 y 7.2 muestran los resultados obtenidos de la simulación de sensibilidad de un iRPC en función de la energía para neutrones, fotones, electrones y positrones utilizando el paquete de Geant4, mientras que la figura 7.3 muestra la superposición de los valores de Sensibilidad vs Energía para todas las partículas estudiadas, con el fin de poder comparar de una manera directa los diferentes valores presentados.

El comportamiento en general de las distribuciones presentadas, es que la sensibilidad del detector aumenta conforme aumenta la energía de las partículas del fondo de radiación, con incrementos considerables sobre todo en el rango de $1 - 10^3$ MeV, con una mayor sensibilidad para electrones y positrones, seguido de los fotones y los neutrones. El hecho de que la sensibilidad del detector parece aumentar conforme aumenta la energía, resulta natural dado que una partícula más energética tiene mayor posibilidad de ionizar el gas del detector y producir una señal.

La sensibilidad promedio obtenida con los datos de la simulación para el RPC se muestran en la tabla 7.1. Las sensibilidades promedio mostradas en las graficas de Hit Rate corresponden a una convolución entre la sensibilidad del detector y la energía de las partículas, por lo cual los promedios aritméticos que se muestran en esta tabla no se pueden comparar directamente con las sensibilidades promedio consideradas en las gráficas de Hit Rate.

El comportamiento distinto de las curvas en términos de las energías está relacionado con el tipo de partícula y los diferentes procesos físicos que ocurren debido a la naturaleza de las parti-

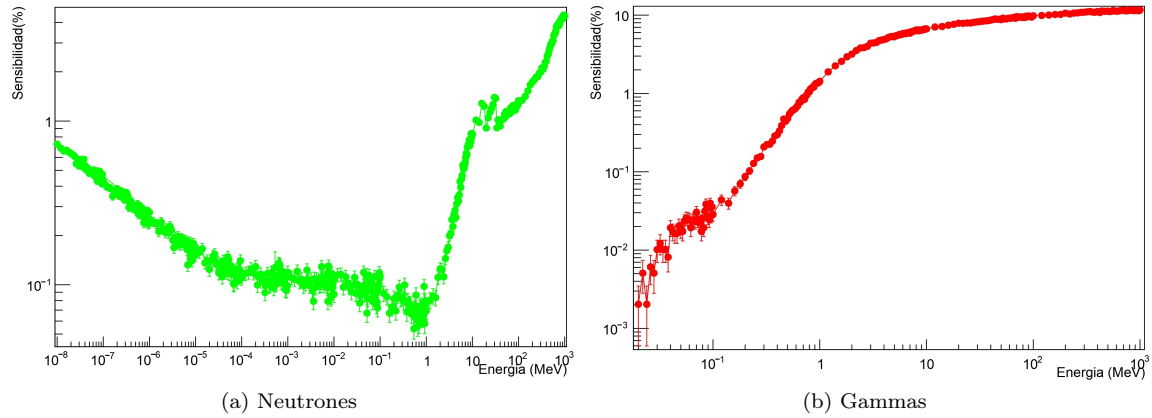


Figura 7.1: Gráficas de Sensibilidad vs Energía para (a)neutrones y (b)gammas.

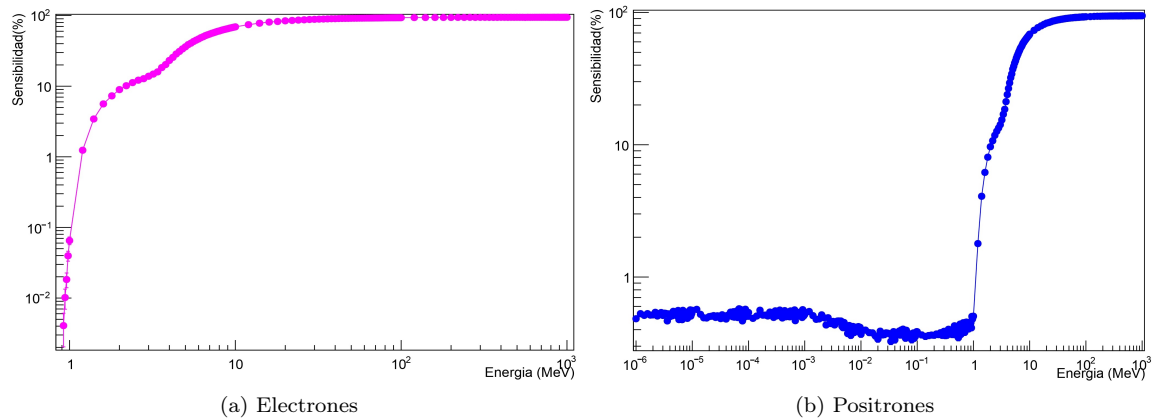


Figura 7.2: Gráficas de Sensibilidad vs Energía para (a) electrones y (b)positrones.

| Sensibilidad promedio | |
|-----------------------|-------------------|
| Partículas | Sensibilidad |
| Gammas | 5.22 % ± 0.058 % |
| Neutrones | 0.56 % ± 0.019 % |
| Positrones | 25.00 % ± 0.048 % |
| Electrones | 24.78 % ± 0.033 % |

Tabla 7.1: Sensibilidad promedio obtenida para el RPC simulado.

culas. Para neutrones a alta energía (> 10 MeV) el proceso dominante es la dispersión inelástica, a energías intermedias ($10^{-5} - 10$ MeV) el proceso dominante es la dispersión elástica y a energías bajas ($< 10^{-5}$ MeV) el proceso dominante es la reacción de captura (n, γ). Para gammas de alta energía (> 10 MeV) domina la producción de pares, para energías intermedias ($10^{-1} - 10$ MeV) el efecto Compton y para bajas energías (10^{-1} MeV) domina el efecto fotoeléctrico. Finalmente, para electrones y positrones de alta energía (> 1 MeV) la radiación de Bremsstrahlung tiene una gran contribución, mientras que a bajas energías (< 1 MeV) domina el proceso de ionización [32].

Los resultados en la figura 7.4, corresponden a la geometría del primer prototipo de gran tamaño

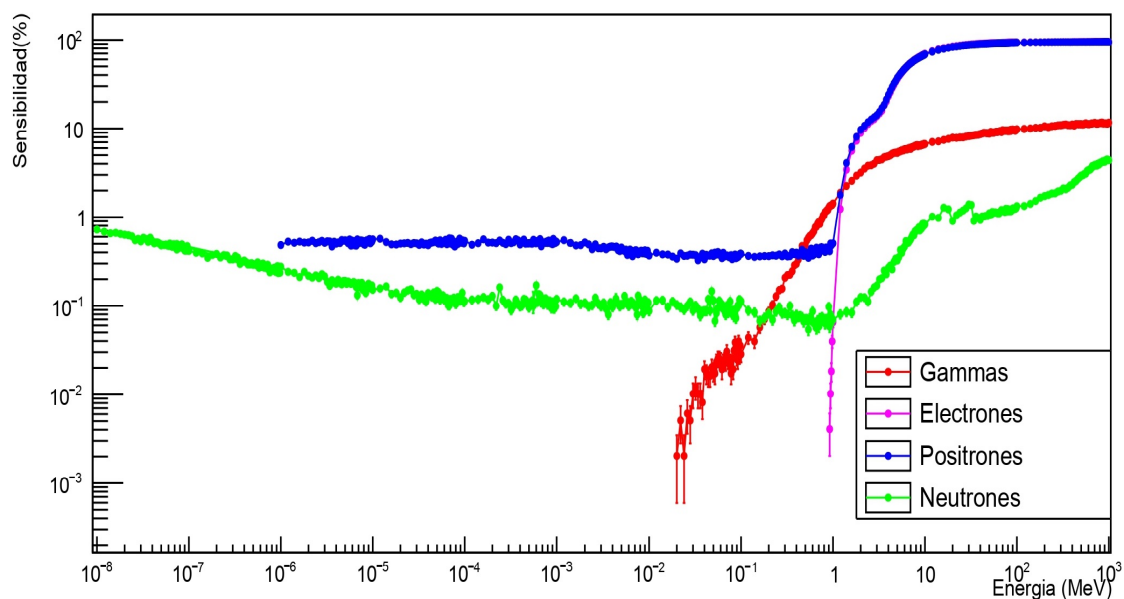


Figura 7.3: Superposición de las curvas de Sensibilidad vs Energía para neutrones, gammas, electrones y positrones.

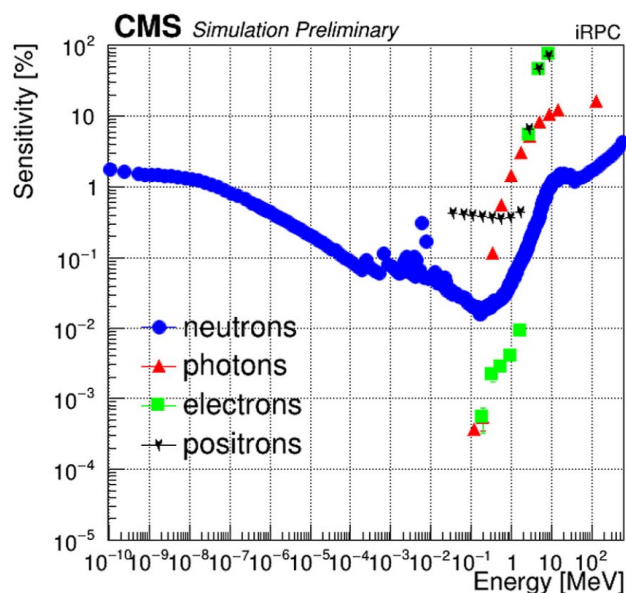


Figura 7.4: Sensibilidad de un iRPC a diferentes flujos de partículas (neutrones, positrones, electrones y fotones) como función de la energía [30]

de un iRPC probada en GIF++ [30], dicha geometría en forma de trapecio tiene medidas mayores, pero el mismo espesor (tanto del gap como de la baquelita) del detector simulado en este trabajo. Además en ese trabajo se ha aplicado un corte de 100keV a las partículas primarias y secundarias cargadas que producen señales en el gap. Este valor se obtuvo al validar la geometría del iRPC, comparando las razones del flujo de gammas medido en GIF++ y el simulado. A pesar de las variaciones, en ese trabajo y el de la presente tesis, se puede observar de las figuras 7.3 y 7.4 que

la respuesta de ambos detectores es similar a los diferentes tipos de radiación.

7.0.2. Hit Rate

El hit rate del fondo de radiación esperado durante la fase de alta luminosidad (HL-LHC) para las estaciones RE3/1 y RE4/1 se estima al hacer una convolución del flujo incidente de partículas en las áreas de interés en la caverna del experimento CMS con la sensibilidad del iRPC.

Los flujos de energía incidente para las diferentes partículas del fondo de radiación pueden obtenerse al implementar la geometría actualizada del detector de CMS y las condiciones de las colisiones protón-protón para la fase 2 a través del paquete de simulación llamado FLUKA [30] (CMS FLUKA versión v.3.7.7.0), donde se supone una energía del centro de masa de 14 TeV y una luminosidad instantánea de $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

El Hit Rate es una cantidad que puede compararse directamente con las mediciones experimentales [33], ya que -como se dijo anteriormente- está definido como el número de partículas que alcanzan la estación del RPC (flujo de partículas) y su convolución con la respuesta del detector (sensibilidad) [17]. El hit rate para un tipo específico de partícula a una energía dada se estima normalizando el flujo incidente $Flux$ por la sensibilidad del detector:

$$N_{HIT} = Flux \times S \quad (7.2)$$

mientras que el Hit Rate total para cada tipo de partícula del fondo de radiación, está dado como la suma de cada N_{HIT} para cada valor de energía:

$$N_{TOT} = \sum Flux \times S \quad (7.3)$$

De acuerdo con las simulaciones del detector y la caverna, obtenidas con FLUKA, el hit rate máximo esperado en los puntos más calientes de las nuevas estaciones de RPCs se encuentra alrededor de $600 \text{Hz}/\text{cm}^2$, al incluir un factor de seguridad de 3, el requisito para las nuevas RPC es soportar $2 \text{kHz}/\text{cm}^2$ [26]. El hit rate para el fondo de radiación esperado, como función de la distancia a partir del centro del tubo del haz de CMS (R), para una de las estaciones donde serán implementados los iRPC (RE3/1) se muestran en la figura 7.5.

En la figura 7.6 y la figura 7.5 se muestran sensibilidades diferentes, esto debido principalmente a las diferentes geometrías que fueron simuladas. La sensibilidad y el hit rate tienen el mismo comportamiento en ambos casos, sin embargo, aunque ambos detectores simulados tienen forma de trapecio, la variación en el área genera una diferencia en la sensibilidad obtenida. El área del trapecio simulado en la figura 7.5 es mayor, con 1.39m^2 , mientras que el trapecio de la figura 7.6 tiene un área de 1.16m^2 . Además las capas simuladas -de los materiales que compone al detector- también tuvieron variaciones.

La figura 7.6 muestra el Hit Rate correspondiente a la geometría del primer prototipo de gran tamaño de un iRPC probada en GIF++ debido a las partículas del fondo de radiación en la estación RE3/1 durante la fase de alta luminosidad del LHC como función de R. Como mencionamos anteriormente esta geometría considera un detector en forma de trapecio con diferentes medidas pero el mismo espesor al detector simulado en este trabajo. De la figura 7.5 y 7.6 podemos observar que ambos detectores responden de forma similar. La figura 7.7 muestra el Hit Rate en función de la energía para la estación RE3/1 correspondiente a la geometría del primer prototipo de un iRPC de gran tamaño probado GIF++.

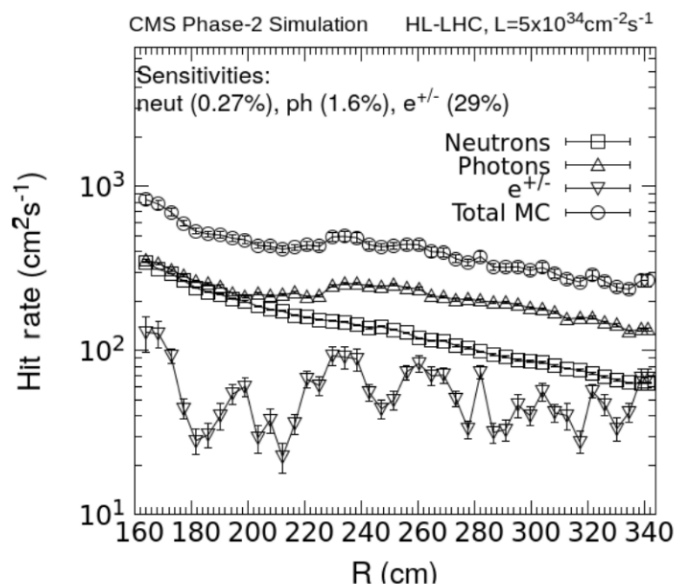


Figura 7.5: Hit rate esperado debido a neutrones, fotones, electrones y positrones en el HL-LHC a la luminosidad de $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (en función de R) para las cámaras de la estación RE3/1. En la parte superior de la figura se reportan las sensibilidades usadas para cada una de las partículas. El hit rate para la estación RE4/1 es similar [26].

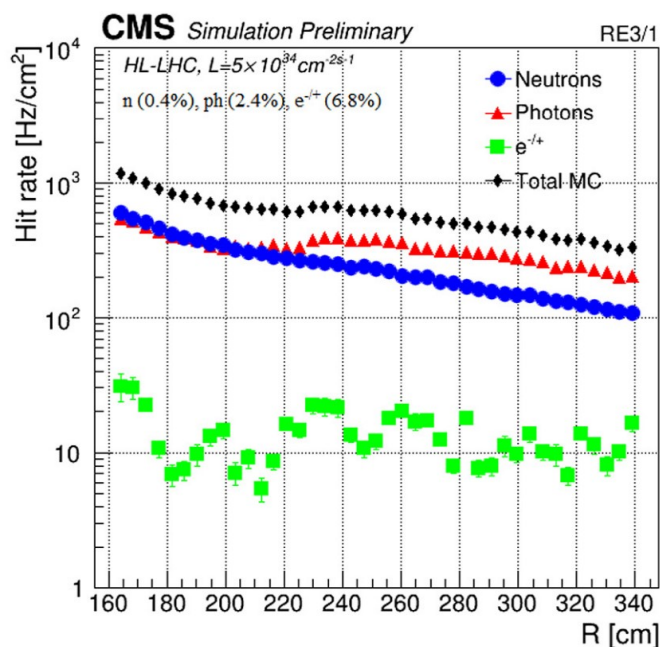


Figura 7.6: Hit Rate esperado debido a las partículas del fondo de radiación en la estación RE3/1 durante la fase de alta luminosidad del LHC como función de R. En la parte superior de la figura se reportan las sensibilidades usadas para cada una de las partículas [30].

Como puede verse de los resultados presentados, los valores de la sensibilidad del detector, obtenidos de la simulación, son muy poderosos ya que se pueden utilizar bajo cualquier fondo de

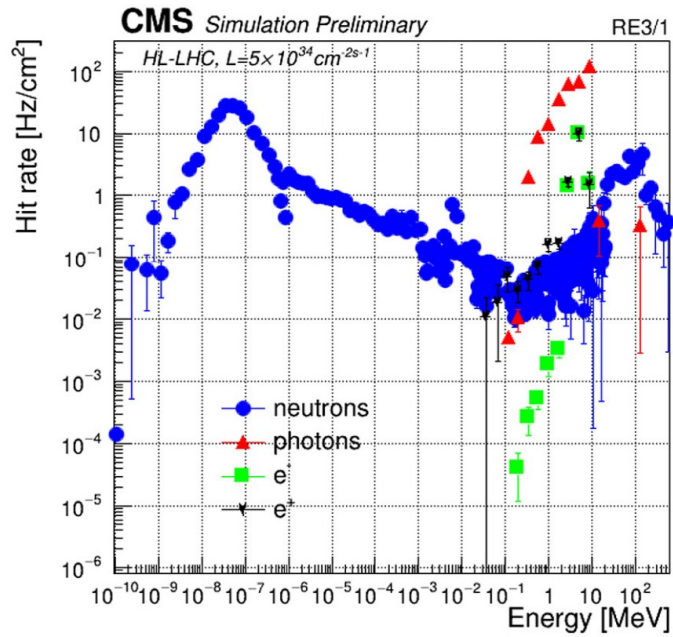


Figura 7.7: Hit Rate esperado debido a las partículas del fondo de radiación en la estación RE3/1 durante la fase de alta luminosidad del LHC como función de la energía de las partículas que inciden en el detector [30].

radiación para obtener los hit rates que se podrían comparar también con valores experimentales [34].

Capítulo 8

Conclusiones

El LHC es el acelerador más energético de partículas que existe en la actualidad, la actualización conocida como la fase de alta luminosidad o HL-LHC por sus siglas en inglés (High Luminosity Large Hadron Collider), traerá consigo no solo nuevos descubrimientos y mayor precisión en las mediciones actuales, sino también, impondrá grandes retos a los detectores ya existentes, ya que estos deberán lidiar con un mayor número de partículas en periodos de tiempo bastante cortos, identificando los eventos de interés y reconstruyendo cada una de sus trayectorias.

CMS es uno de los principales detectores del LHC y tal como su nombre lo indica, detectar muones es una de sus principales metas ya que estos podrían indicar eventos de nueva física. Así, el Sistema de Muones juega un papel central en el detector CMS y dado que la luminosidad es proporcional al número de colisiones, los subdetectores de CMS deberán actualizarse para poder medir de manera eficaz cada una de las colisiones que ocurran en su interior.

El Sistema de Muones se está actualizando para proveer la redundancia necesaria en las mediciones, agregando 18 cámaras nuevas (improved Resistive Plate Chambers, iRPCs) por cada disco de muones, un total de 72 cámaras para las estaciones RE3/1 y RE4/1 en los endcaps, cubriendo el rango de pseudorapidity hasta $\eta = 2.4$.

Durante la fase de alta luminosidad, la luminosidad se incrementará hasta $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, la gran cantidad de partículas provocará una mayor cantidad de partículas del fondo de radiación, esto debido a que diferentes procesos ocurren a diferentes energías generando así estas partículas secundarias. Los estudios de sensibilidad nos ayudan a preparar detectores capaces de trabajar adecuadamente ante ambientes tan hostiles de radiación como el del HL-LHC.

Esta tesis estudió la sensibilidad de un detector iRPC a electrones, positrones, fotones y neutrones que son partículas que constituyen los mayores ruidos de fondo en los experimentos del LHC y se espera un incremento de los mismos durante la fase de alta luminosidad.

Los valores de sensibilidad del presente trabajo se obtuvieron a través de simulaciones de Monte Carlo usando el paquete de Geant4. La geometría simulada se basa en el detector RE1/1 con la actualización de las anchuras de los gaps y las baquelitas (de 1.4 mm de espesor), que son los que se utilizarán en los iRPCs.

Los resultados obtenidos para la sensibilidad concuerdan con otros reportados en la literatura.

Los valores de sensibilidad son muy poderosos ya que se puede hacer la convolución de los mismos con los flujos de energía de cualquier ambiente de radiación y obtener los hits rates que se pueden comparar con los datos experimentales (que en el caso de CMS, con un promedio de background de $\approx 600 \text{Hz/cm}^2$, implica una tolerancia en la razón de capacidad de los detectores iRPC, en la región de RE3/1, de $\approx 2000 \text{kHz/cm}^2$, considerando un factor de 3 por seguridad).

Bibliografía

- [1] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, Second edition, 2007.
- [2] Wolfgang Bietenholz. What are elementary particles? from dark energy to quantum field excitations. *Revista Cubana de Física*, 37(2):146 – 151, 2020.
- [3] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, First edition, 2013.
- [4] David J Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, Ltd, First edition, 1987.
- [5] Huang Kerson. *Fundamental Forces Of Nature: The Story Of Gauge Fields*. World Scientific, First edition, 2007.
- [6] Donald Lincoln. *Understanding The Universe: From Quarks To Cosmos*. World Scientific, Revised edition, 2012.
- [7] G t Hooft. The big questions in elementary particle physics. *Acta Physica Polonica B*, 52(6-7):841–854, 2021.
- [8] F. Halzen and Alan D. Martin. *Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics*. John Wiley & Sons, First edition, 1984.
- [9] J. G. Layter. The CMS muon project: Technical Design Report. Technical report, Geneva, 1997.
- [10] Julia Woithe, Gerfried J. Wiener, and Frederik F. Van der Veken. Let’s have a coffee with the standard model of particle physics!. *Physics Education*, 52(3):034001, 2017.
- [11] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08001, aug 2008.
- [12] CMS Collaboration. CMS Physics: Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software. Technical report, Geneva, 2006.
- [13] The CMS Collaboration et al 2008 JINST 3 S08004. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(8):S08004, Aug 2008.
- [14] The Phase-2 Upgrade of the CMS Tracker. Technical report, CERN, Geneva, 2017.
- [15] The Phase-2 Upgrade of the CMS Level-1 Trigger. Technical report, CERN, Geneva, 2020.
- [16] J Mans, J Anderson, B Dahmes, P de Barbaro, J Freeman, T Grassi, E Hazen, J Mans, R Ruchti, I Schimdt, T Shaw, C Tully, J Whitmore, and T Yetkin. CMS Technical Design Report for the Phase 1 Upgrade of the Hadron Calorimeter. Technical report, CMS, Geneva, 2012.

- [17] Cecilia Uribe Estrada. CMS Improved Resistive Plate Chamber Studies in Preparation for the High Luminosity Phase of the LHC. Technical report, CERN, Geneva, 2021.
- [18] Kane Gordon and Pierce Aaron. *Perspectives On Lhc Physics*. World Scientific, First edition, 2008.
- [19] Marcello Abbrescia, Vladimir Pesto, and Fonte Paulo. *Resistive Gaseous Detectors: Designs, Performance, and Perspectives*. Wiley-VCH, 2018.
- [20] Dalia Lucero Ramírez Guadarrama. Simulación de un detector de cámara de placas resistivas. *Universidad Nacional Autónoma de México. Tesis*, pages 1–73, 2018.
- [21] Geant4 Collaboration. *Physics Reference Manual*. 2016.
- [22] B. Bartoli and P. Bernardini and X.J. Bi and P. Branchini and others. Intrinsic linearity of bakelite Resistive Plate Chambers operated in streamer mode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 947:162746, 2019.
- [23] Diana Gallardo Santacruz. Simulación de RPCs en el experimento CMS-CERN. *Benemérita Universidad Autónoma de Puebla. Tesis*, pages 1–43, 2022.
- [24] Werner Riegler, Christian Lippmann, and Rob Veenhof. Detector physics and simulation of resistive plate chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 500(1):144–162, 2003.
- [25] Manuel Alejandro Del Rio Viera. Charge studies on multigap resistive plate chambers. Master’s thesis, 2020, Tesis de maestría.
- [26] The Phase-2 Upgrade of the CMS Muon Detectors. Technical report, CERN, Geneva, 2017.
- [27] Maria Grazia Pia and Georg Weidenspointner. Monte Carlo Simulation for Particle Detectors. 2012.
- [28] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrant, F. Behner, L. Bellagamba et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2003.
- [29] ShiChao Tang and David M. Smith. GEANT4 Simulations of Gamma-Ray Emission from Accelerated Particles in Solar Flares. *The Astrophysical Journal*, 721(2):1174, 2010.
- [30] Andrea Gelmi and Elena Voevodina. Background rate study for the CMS improved-RPC at HL-LHC using GEANT4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 936:430–432, 2019.
- [31] Rene Brun and Fons Rademakers. ROOT — An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1997.
- [32] M. Abbas, M. Abbrescia, H. Abdalla, A. Abdelalim, S. AbuZeid, A. Agapitos, A. Ahmad, et al. Benchmarking LHC background particle simulation with the CMS triple-GEM detector. Modeling the triple-GEM detector response to background particles for the CMS Experiment. *Journal of Instrumentation*, 16(12):P12026, 2021.
- [33] C. Uribe Estrada et al 2019 JINST 14 C09045. RPC radiation background simulations for the high luminosity phase in the CMS experiment. *Journal of Instrumentation*, 14(9):C09045, 2019.

- [34] C. Uribe Estrada, A. Castaneda Hernandez, M. A. Del Rio Viera, S. Carpinteyro Bernardino. Simulation studies of the impact of the CMS radiation environment on RPC detectors. *Proceedings of Science*, 2019.
- [35] CMS collaboration et al 2021 JINST 16 C04005. CMS RPC background — studies and measurements. *Journal of Instrumentation*, 16(4):C04005, 2021.