



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

Operación y simulación de detectores MRPC

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Marco Antonio Díaz Maldonado

TUTOR

Dr. Antonio Ortiz Velásquez





Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## Hoja de datos del jurado

1. Datos del alumno Apellido paterno Apellido materno Nombre(s) Teléfono Universidad Nacional Autónoma de México Facultad de Ciencias Carrera Número de cuenta	1. Datos del alumno Díaz Maldonado Marco Antonio 7223632357 Universidad Nacional Autónoma de México Facultad de Ciencias Física 416011629
2. Datos del tutor Grado Nombre(s) Apellido paterno Apellido materno	2. Datos del tutor Dr. en C. Antonio Ortiz Velásquez
3. Datos del sinodal 1 Grado Nombre(s) Apellido paterno Apellido materno	3. Datos del sinodal 1 Dra. en C. Gabriela Murguía Romero
4. Datos del sinodal 2 Grado Nombre(s) Apellido paterno Apellido materno	4. Datos del sinodal 2 Dr. Lukas Nellen Filla
5. Datos del sinodal 3 Grado Nombre(s) Apellido paterno Apellido materno	5. Datos del sinodal 3 Dr. Sarira Sahu
6. Datos del sinodal 4 Grado Nombre(s) Apellido paterno Apellido materno	6. Datos del sinodal 4 Dr. Hermés León Vargas
7. Datos del trabajo escrito. Título Subtítulo Número de páginas Año	7. Datos del trabajo escrito. Operación y simulación de detectores MRPC  95 2021

**Dedicatoria**

*A mis padres y hermanas, por su apoyo incondicional en mi trayectoria académica.*

*A la Sra. Aurora Cordero Serrano por hacerme parte de su familia y permitirme cumplir este objetivo.*

*Finalmente, a mi novia, mis amigos y seres queridos, quienes creyeron en mí y me motivaron a seguir adelante.*



# Resumen

Un detector *Multigap Resistive Plate Chamber* (MRPC) es un dispositivo que consta de un arreglo de placas resistivas de caras plano paralelas e igualmente espaciadas (gaps). El arreglo se inserta dentro de una cavidad la cual es rellena con un gas (mezcla al 95 % de 1,1,1,2-tetrafluoroetano o freón 134-a y 5 % de hexafluoruro de azufre SF<sub>6</sub>) que se ioniza con el paso de partículas cargadas. Al poner un campo eléctrico los electrones de la ionización se multiplican y se arrastran en una avalancha de carga que induce una señal, la cual se interpreta como el paso de una partícula. Este dispositivo se caracteriza por su alta eficiencia (mayor al 90 %) y excelente resolución temporal (aproximadamente 50 ps).

En el presente trabajo se reporta la operación de un MRPC para obtener su voltaje óptimo de desempeño. Para tal voltaje se encuentra una eficiencia superior al 95 % en el área activa del detector junto con una prueba de homogeneidad que muestra una eficiencia uniforme, con una leve preferencia en el centro dando cuenta de efectos de borde.

Dado que en pocos años los gases con los que opera el detector serán sacados del mercado debido a su negativo impacto en el ambiente, se requiere estudiar nuevos gases para seguir utilizando el MRPC, para ello este trabajo también reporta una simulación usando el software Geant4 considerando mezclas de gases más amigables con el ambiente.

El software es validado con una simulación del pico de Bragg en agua para protones, iones y fotones obteniendo resultados consistentes con la teoría y literatura. Se programó la simulación del detector usando CO<sub>2</sub>, CF<sub>4</sub>, SF<sub>6</sub>, freón 134-a y refrigerante 1234yf como componentes de mezclas para operar el

## IV

MRPC. En los gases utilizados se observa una pérdida de energía de muones de aproximadamente 150 eV en promedio por gap, con excepción del dióxido de carbono donde se observó de 65 eV.

Como las mezclas de gases con freón 134-a y refrigerante 1234-yf requieren entre 20 y 30 eV para producir un par electrón-ión, en estos gases se producen entre 6 y 7 clústeres por gap, en comparación al tetrafluoruro de carbono, que requiere 54 eV para producir un par haciendo que el número de clústeres producidos se reduzca a 4. Para el dióxido de carbono se requieren 33 eV para producir un par así que sólo se observaron entre 1 y 2 clústeres por gap, debido a la baja pérdida de energía en este gas.

Por último, se obtuvieron entre uno 1 y 2 electrones en el clúster primario para el  $\text{CO}_2$  y el  $\text{CF}_4$  mientras que de 5 a 6 electrones para las mezclas de gases con freón 134-a y refrigerante 1234-yf. Estos resultados serán utilizados más adelante para implementar una simulación más completa del detector MRPC, que incluya el efecto del campo eléctrico y la señal inducida por evento.

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Modelo estándar de partículas . . . . .	1
1.2. Radiación cósmica . . . . .	7
1.3. Interacción de partículas con la materia . . . . .	13
1.4. Detección de partículas . . . . .	21
1.5. Motivación . . . . .	26
<b>2. Detector de partículas MRPC</b>	<b>30</b>
2.1. Funcionamiento . . . . .	30
2.2. Descripción del detector . . . . .	38
2.3. Caracterización del detector . . . . .	40
2.3.1. Paletas centelladoras . . . . .	40
2.3.2. Eficiencia del MRPC . . . . .	45
2.3.3. Homogeneidad del MRPC . . . . .	51
2.4. Operación del detector . . . . .	54

<b>3. Simulaciones</b>	<b>57</b>
3.1. Características del software Geant4 . . . . .	57
3.2. Simulación para el pico de Bragg . . . . .	60
3.3. Elementos del programa de simulación del MRPC . . . . .	65
3.3.1. Materiales . . . . .	65
3.3.2. Geometría . . . . .	69
3.3.3. Procesos físicos . . . . .	71
3.3.4. Archivos de salida . . . . .	72
3.4. Análisis de resultados y discusión . . . . .	74
<b>4. Conclusiones</b>	<b>80</b>
<b>5. Agradecimientos</b>	<b>83</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>84</b>
<b>A. G4RunManager</b>	<b>88</b>
<b>Índice de figuras</b>	<b>89</b>
<b>Índice de cuadros</b>	<b>95</b>

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Modelo estándar de partículas

No hay una fecha exacta en la cual pueda señalarse que comenzó la física de partículas. Sin embargo, un buen punto de partida puede ser con el descubrimiento del electrón por J.J. Thomson en 1897 mediante el estudio de la interacción de rayos catódicos con campos electromagnéticos. Dicho descubrimiento fue acompañado por un modelo del átomo, que Thomson describió como un "budín de pasas". Este modelo sería descartado por los experimentos de Ernest Rutherford, con los cuales se aceptó la existencia del protón en 1917 junto con el modelo atómico de Niels Bohr propuesto tres años antes. Estos resultados lograron obtener una descripción del átomo de hidrógeno acorde a datos experimentales, pero fallaron para átomos más pesados a falta de una partícula con aproximadamente la masa del protón pero con carga neutra: el neutrón, el cual fue descubierto hasta 1932 por James Chadwick.

Se puede afirmar que este fue el fin de la física de partículas clásica, la cual respondía de forma concreta a la pregunta *¿De qué está hecha la materia?* No obstante, sólo sentó las bases para el descubrimiento de más partículas, esta revolución comienza con el fotón, el cual se consideraba como una onda (radiación electromagnética) hasta que la teoría de Max Planck

del espectro de radiación de cuerpo negro en 1900 y la descripción del efecto fotoeléctrico de Albert Einstein en 1905 hicieron sospechar que debía tratarse de una partícula. La confirmación tendría que esperar hasta 1923 con el hallazgo de la dispersión de Compton, fenómeno que demostró A.H. Compton que solo podría explicarse con una teoría de radiación electromagnética corpuscular.

La presencia de más partículas se hizo sentir entrando la década de 1930, mediante la ecuación de Dirac y el decaimiento beta. Sería la existencia de antipartículas la propuesta de Paul Dirac para explicar por qué la solución de la ecuación de energía relativista  $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$  para una energía positiva cualquiera (como la de cualquier partícula observada hasta ese entonces) no tiende hacia soluciones con energía más negativa irradiando energía infinita en este proceso asumiendo que todo sistema físico tiende siempre a estados de menor energía. Aludiendo al principio de exclusión de Wolfgang Pauli, Dirac propuso que todos los niveles de energía negativa se encontraban ocupados por electrones distribuidos uniformemente y de forma homogénea, por lo cual no se perciben, a lo que llamó “mar de electrones”.

Un evento suficientemente energético podría arrancar uno de los electrones en el mar propuesto por Dirac y dejar una especie de “hoyo”. Dirac especuló que dicho hoyo se observaría como una partícula de la misma masa y carga opuesta, la cual fue descubierta en 1931 por Carl David Anderson y que se bautizó como el positrón  $e^+$ .

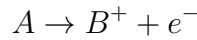
A pesar del descubrimiento del positrón, esta teoría no deja de ser dogmática al afirmar la existencia de una infinidad de electrones que no interactúan con la materia. La formulación de Feynman y Stueckelberg pondría fin a esta concepción tratando a electrones y positrones como partículas distintas, permitiendo postular que los positrones son soluciones también de energía positiva, la presencia de los positrones traería consigo un principio de dualidad con profundas implicaciones:

*Para toda partícula existe una antipartícula de igual masa y carga opuesta.*

Con base en este principio, se intensificó la búsqueda por las antipartículas de las partículas conocidas en ese entonces. A partir de la década de 1950, se

haría el descubrimiento de más antipartículas, entre ellas el anti-protón en 1955 en el Bevatron de Berkeley y un año más tarde el antineutrón.

El decaimiento beta abriría paso a la identificación de neutrinos, partículas con masa extremadamente pequeña que interaccionan de forma muy débil con cualquier medio, esto debido a que la reacción que se sospechaba en 1932 para el decaimiento beta:

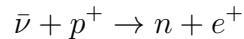


no conserva energía. La notación anterior quiere decir que un reactivo  $A$  decae en un producto  $B^+$  cargado positivamente más un electrón  $e^-$  como productos, a pesar de que la diferencia de masas es muy pequeña entre reactivos y productos, se espera que la masa restante se observe en energía cinética del electrón producto, dicha energía debería satisfacer la ecuación:

$$E = \left( \frac{m_A^2 - m_B^2 + m_e^2}{2m_A} \right) c^2 \quad (1.1)$$

No obstante, la energía del electrón varía como puede verse en la Figura [1.1] y la Ecuación (1.1) establece solo un máximo de la energía del electrón resultante. Wolfgang Pauli propondría la existencia de otra partícula que haría la labor de retener la energía restante en la reacción, dicha partícula sería nombrada *neutrino* por Enrico Fermi.

Debido a que es una partícula neutra con una masa extremadamente pequeña, los neutrinos interaccionan muy débilmente con la materia, siendo necesaria una placa de plomo de 1000 años luz para detener neutrinos, la evidencia experimental de la existencia de los neutrinos tendría que esperar hasta mediados de los cincuentas cuando Cowan y Reines usaron el decaimiento beta inverso identificando positivamente el positrón resultante:



Lo que confirmaba la existencia del antineutrino, por consecuencia, también la del neutrino.

A pesar del descubrimiento de estas partículas, aún imperaba la pregunta

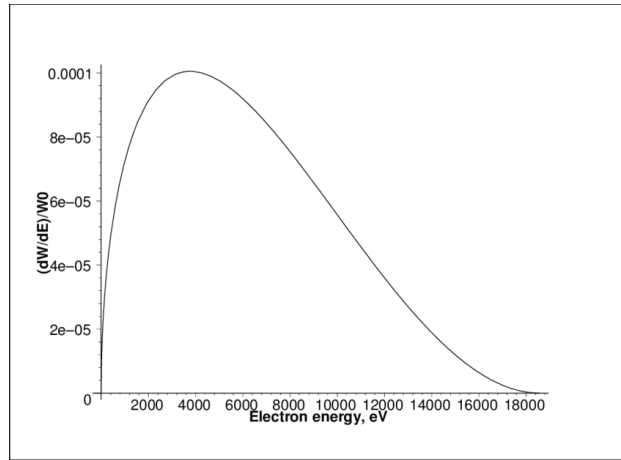


Figura 1.1: Espectro de energía del electrón producto del decaimiento beta del tritio  ${}^3_1\text{H}$ , la energía máxima del electrón es aproximadamente 18.6 keV. Extraído de la Referencia [1].

de qué era lo que mantenía al núcleo unido, pues de acuerdo a la ley de Coulomb los protones debían repelerse bruscamente entre sí. Yukawa propuso en 1934 la acción de una fuerza con un rango de aproximadamente un fermi, producto de un campo cuantizado, la cuantización de este campo daría lugar a la existencia de una partícula de un sexto de la masa del protón. Dicha partícula se observó durante 1946 y 1947 en cascadas de rayos cósmicos, no obstante, la primera observación de partículas mostraría que la vida media y la masa de la partícula encontrada serían distintas a las predichas por Yukawa.

Más observaciones de rayos cósmicos mostrarían que eran dos partículas las presentes en las cascadas, los piones  $\pi$  serían las partículas esperadas por Yukawa y los muones  $\mu$ , productos del decaimiento de los piones, estos muones serían los inicialmente observados.

El descubrimiento de los electrones, muones, neutrinos y por último las partículas  $\tau$  en 1975 permitirían su clasificación como la familia de leptones y la asignación a cada uno del número leptónico, el cual tiene su papel como cantidad conservada en interacciones entre partículas. En este tiempo, serían descubiertas cada vez más *bariones* (partículas pesadas como el protón) y



*mesones* (partículas con masa entre la del electrón y la del protón<sup>1</sup>) como los mesones  $K$  a finales de los cuarentas, los cuales decaen en piones, los mesones  $\eta$ ,  $\phi$  y  $\omega$ , así como los bariones  $\Lambda$  o  $\Sigma$ .

En 1961 Murray Gell-Mann propondría la “regla del octeto” para clasificar a las familias de bariones y mesones que se conocían a la fecha con base en sus propiedades: carga y extrañeza. La Figura [1.2] muestra algunos ejemplos de los octetos formados, en sus vértices y en el centro se muestran las partículas. A pesar de que no solo hexágonos eran figuras permitidas para ordenar las partículas y que era posible armar conjuntos con nueve partículas de manera aparentemente arbitraria, la clasificación de Gell-Mann permitió hacer el descubrimiento de la partícula  $\Omega^-$  en 1964, siendo él mismo quien indicaría el procedimiento para producirla, detectarla y las propiedades esperadas, como su masa, carga y extrañeza. Esta clasificación haría comenzar una búsqueda de la razón por la cual todas las partículas podían ser acomodadas de esta manera.

Nuevamente, Murray Gell-Mann propondría que tanto mesones como bariones podrían estar constituidos por partículas más elementales a las que llamó *quarks*. Dichas partículas son fermiones (poseen espín semi-entero) a las cuales se les asignarían propiedades como sabor y color, el sabor permitiría estudiar las interacciones de fuerza débil entre partículas, mediante la conservación de los sabores asignados a los quarks. Los sabores de quarks se nombraron *up*, *down*, *strange*, *charm*, *truth (top)* y *beauty (bottom)*, este modelo asignaría un estado ligado entre un quark y un antiquark a los mesones y tres quarks a los bariones (la antipartícula correspondiente tendría tres antiquarks).

Ya que los quarks son fermiones, el principio de exclusión de Pauli prohibía que existieran como estados ligados tres quarks iguales y, debido a que combinaciones de quarks aparentemente idénticos daban resultado a partículas ya observadas experimentalmente como la  $\Delta^{++}$  o la  $\Omega^-$ , sería necesario agregar la propiedad de color a los quarks, clasificándose en verde, rojo y azul. De esta manera, el principio de exclusión de Pauli permitiría la existencia de dichas combinaciones en la naturaleza, con la condición de que todas las partículas no deben de tener color, lográndose esto combinando un quark

---

<sup>1</sup>Esta clasificación dejaría de ser válida, como se verá más adelante, existe una forma más precisa de definir bariones y mesones

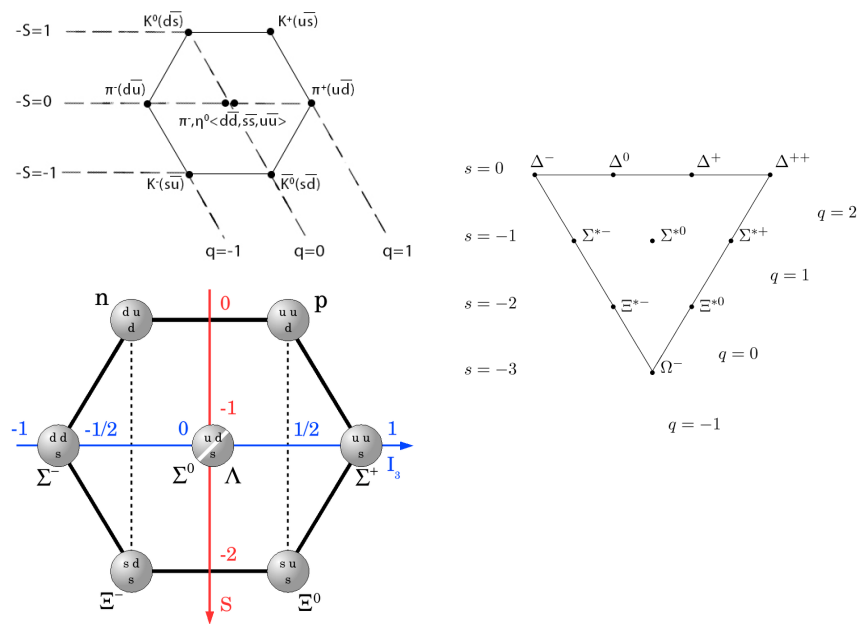


Figura 1.2: A la izquierda, octetos de mesones (arriba) y bariones (abajo), a la derecha se muestra el decuplete de bariones. Imágenes extraídas de las Referencias [2], [3] y [4] respectivamente.

con un antiquark de su mismo color, o teniendo en una partícula todos los colores de quarks.

A pesar del éxito del modelo de quarks para explicar los patrones de la regla del octeto, sería necesario probar su existencia. Los experimentos en el Centro del Acelerador Lineal de Stanford (SLAC, por sus siglas en inglés) a finales de los sesentas mostraría que el protón posee estructura interna usando colisiones inelásticas de electrones. Richard Feynman nombraría *partones* a las partículas que daban estructura al protón, con el descubrimiento de más partículas a partir de la “Revolución de noviembre” con el hallazgo del mesón  $\psi$  en 1974 y todas siendo explicadas como combinaciones de quarks, el modelo de quarks tendría cada vez más aceptación entre la comunidad científica, el partón de Feynman sería identificado como el quark en este periodo.

A la fecha, el Modelo Estándar de Partículas reúne la clasificación de las partículas que se consideran elementales. La familia de leptones y la de quarks componen toda la materia que se conoce junto con sus antipartículas, aunque ahora serían los quarks los afectados por la fuerza fuerte que mantiene protones y neutrones dentro del núcleo o por la fuerza débil convirtiendo un neutrón en un protón, por ejemplo. La fuerza fuerte entre quarks es mediada por *gluones*, los cuales portan carga de color así que el mesón  $\pi$  sería descartado como mediador de la fuerza fuerte como sugería la teoría de Yukawa, mientras que la fuerza débil es mediada por los bosones  $W^\pm$  y  $Z$  [5].

## 1.2. Radiación cósmica

El espacio exterior permite el paso de todo tipo de partículas provenientes de distintos procesos. Es creído actualmente que los restos de supernovas son responsables por la aceleración de partículas de  $10^{14}$  eV hasta posiblemente  $10^{18}$  eV. Fermi propuso que las interacciones de partículas cargadas con nubes de polvo interestelar magnético aceleran las partículas proporcionalmente a su energía inicial [7]. A la atmósfera terrestre llegan partículas o núcleos de elementos con tiempo de vida de más de  $10^6$  años, estos son los que se conocen como *rayos cósmicos*.

Familia	Partícula	Masa [MeV/ $c^2$ ]	Carga eléctrica [e]	
Quarks	up ( $u$ )	2.16	2/3	
	down ( $d$ )	4.67	-1/3	
	strange ( $s$ )	93	-1/3	
	charm ( $c$ )	1270	2/3	
	truth ( $t$ )	172760	-1/3	
	beauty ( $b$ )	4180	2/3	
	Leptones	electrón ( $e^-$ )	0.511	-1
muón ( $\mu^-$ )		105.658	-1	
tauón ( $\tau^-$ )		1776.86	-1	
neutrino electrónico ( $\nu_e$ )		$<1.1 \times 10^{-6}$	0	
neutrino muónico ( $\nu_\mu$ )		$<0.19$	0	
neutrino tauónico ( $\nu_\tau$ )		$<0.82$	0	
Fuerza		Rango [m]	Partícula mediadora	Masa [MeV/ $c^2$ ]
Electromagnética		$\infty$	Fotón ( $\gamma$ )	0
Débil	$10^{-18}$	$W^+$	80379	
		$W^-$	80379	
		$Z$	91187.6	
Fuerte	$10^{-15}$	Gluón (8 colores diferentes)	0	
Gravitacional	$\infty$	Gravitón	Aún no descubierto	

Cuadro 1.1: Fuerzas y partículas que comprenden el Modelo Estándar de Partículas, los quarks y leptones tienen su correspondiente antipartícula, cada quark también tiene carga de color (verde, roja o azul) [6].

Z	Elemento	Abundancia relativa	Z	Elemento	Abundancia relativa
1	H	550	13-14	Al-Si	0.19
2	He	34	15-16	P-S	0.03
3-5	Li-B	0.4	17-18	Cl-Ar	0.01
6-8	C-O	2.2	19-20	K-Ca	0.02
9-10	F-Ne	0.3	21-25	Sc-Mn	0.05
11-12	Na-Mg	0.22	26-28	Fe-Ni	0.12

Cuadro 1.2: Abundancia relativa de elementos en rayos cósmicos a 10.6 GeV por nucleón con respecto a la presencia de oxígeno (la cual se toma como 1).

La mayor parte de partículas que llegan a la atmósfera son núcleos de elementos producidos en el interior de estrellas los que se consideran partículas primarias, estas suelen ser electrones, protones, helio, carbono, oxígeno y hierro. Partículas como antiprotones, positrones, litio, berilio y boro se consideran secundarias debido a que se crean por interacciones de las partículas primarias con el gas interestelar que se encuentran. El Cuadro [1.2] muestra la abundancia de productos nucleicos en rayos cósmicos, es importante notar la abundancia de los átomos de hidrógeno lo cual recalca la presencia de este elemento en el Universo.

Cuando rayos cósmicos ingresan al Sistema Solar, son ampliamente modulados por los vientos solares, el plasma magnetizado del viento desacelera y parcialmente filtra las partículas cargadas de baja energía, por lo que existe una anti correlación entre la actividad solar y la intensidad de rayos cósmicos detectados. Dado que los campos magnéticos pueden afectar la trayectoria de los rayos, estos tienen también que penetrar el campo geomagnético terrestre, así que la intensidad de cualquier componente de la radiación cósmica en el rango de energías de GeV depende tanto de la posición como del tiempo.

La composición y espectro de energía de rayos cósmicos detectados se entiende en el contexto de modelos de propagación, poniendo fuentes de rayos cósmicos a través de la galaxia y estudiando la intensidad de partículas que llegan al Sistema Solar. Como a mayor energía, menor es el tiempo de vida de la radiación en la galaxia, se observa que la presencia de partículas secundarias decrece considerablemente con mayores energías de los rayos cósmicos.

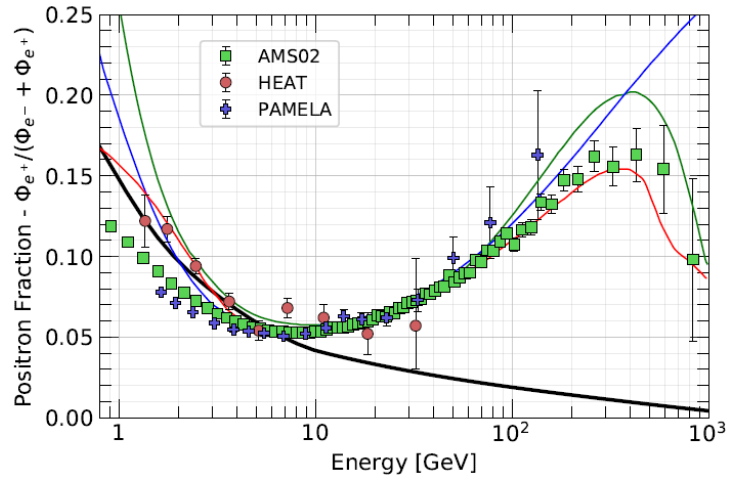


Figura 1.3: Observaciones de los módulos satelitales AMS02, HEAT y PAMELA de la relación entre positrones y electrones. Extraído de la Referencia [8].

Actualmente se ha observado una distribución isotrópica de los rayos cósmicos en el espectro de energía debido a la difusión de los campos magnéticos en la galaxia, algunos experimentos como la colaboración del Cherenkov en Agua a Gran Altitud (HAWC, por sus siglas en inglés) y el Observatorio de Neutrinos IceCube han mostrado anisotropías en la distribución de rayos cósmicos. Las posibles causas para que esto ocurra son por la dirección de los campos magnéticos por los que atraviesa la radiación, el movimiento del Sistema Solar a lo largo de la galaxia o por la distribución de las fuentes.

El estudio de productos de rayos cósmicos también ha producido incógnitas al respecto de los procesos por los cuales se involucran estas partículas. En la Figura [1.3] se ilustra la proporción entre positrones y electrones. La línea gruesa muestra el valor esperado de la proporción si los positrones fueran producidos solo como partículas secundarias mientras que los puntos son observaciones experimentales. Para altas energías se espera que el valor de positrones decrezca, no obstante, las observaciones de módulos satelitales mostraron una discrepancia significativa con los valores esperados. Diversos modelos que incluyen la producción de positrones en púlsares (línea en rojo), la propagación de fuentes de rayos cósmicos (línea azul) o el decaimiento de materia oscura (línea verde) han sido desarrollados para explicar la discrepancia. [8]

Cuando los rayos cósmicos ingresan a la atmósfera, comienzan a interactuar con las moléculas generalmente a 10 hasta 15 kilómetros sobre el nivel del mar, perdiendo energía mediante procesos hadrónicos o electromagnéticos. La interacción de los rayos cósmicos produce partículas secundarias dependiendo del tipo de proceso involucrado, en general, se pueden distinguir tres etapas en la producción de partículas:

- Nucleónica: La partícula incide sobre los núcleos atómicos en la atmósfera, produciendo nucleones y mesones en la descomposición, los neutrones son los productos más abundantes en esta etapa a nivel del suelo debido a que no ionizan otras moléculas.
- Mesónica: Los mesones producidos en la etapa nucleónica son ahora los que interactúan con la atmósfera, generalmente, suelen ser los mesones  $\pi^\pm$  y  $\pi^0$  los cuales producen muones  $\mu^\pm$  o fotones.
- Electromagnética: Al decaer los mesones y muones de la etapa anterior se producen electrones, positrones y fotones, los cuales interactúan con la atmósfera.

La energía de las partículas en los rayos cósmicos desciende a medida que se aproximan al suelo, el conjunto de estas tres etapas produce una cascada de partículas secundarias [9]. La Figura [1.4] hace una representación del proceso, debido a que los mesones decaen generalmente de la siguiente forma:



Los muones son los productos más abundantes a nivel del suelo, ya que se producen en zonas altas de la atmósfera, pierden aproximadamente 2 GeV de su energía desde que son creados hasta llegar a la superficie [9]. Como piones y kaones pueden crearse en la atmósfera con cualquier dirección, ciertamente las partículas que no incidan perpendicularmente a la superficie recorrerán una mayor distancia en la atmósfera, perdiendo más energía y creando más partículas en el proceso, por ende, una medición de la distribución de partículas debe tomar en cuenta la energía, la altitud y el ángulo zenit. La Figura

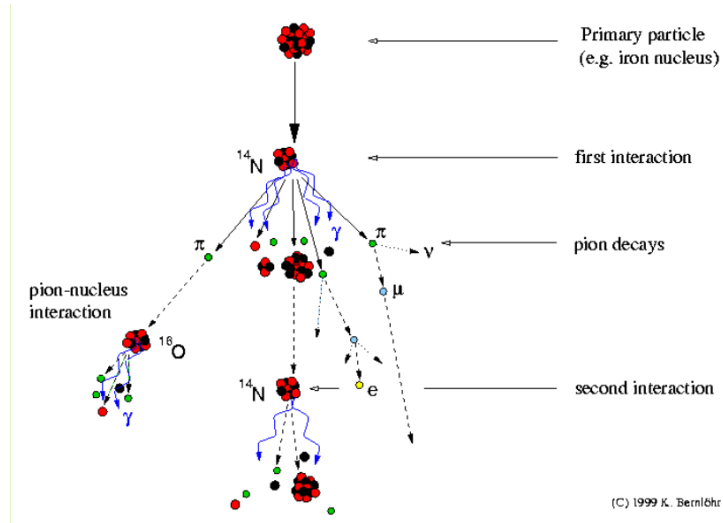


Figura 1.4: Representación del proceso de cascada de partículas debido a la incidencia de un rayo cósmico. Extraído de la Referencia [10].

[1.5] muestra la distribución de partículas en la atmósfera productos de rayos cósmicos, Gaisser proporcionaría una fórmula para la distribución de muones a nivel del mar asumiendo que la Tierra es plana y para energías superiores a 1 GeV. Los parámetros  $\epsilon_\pi$  y  $\epsilon_K$  están relacionados a la producción de muones por decaimientos de piones y kaones, los cuales tienen un valor aproximado de 115 y 850 GeV respectivamente.

$$\frac{dN_\mu}{dEd\Omega} \approx (1400\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}\text{sr}^{-1})E_\mu^{-2.7} \left( \frac{1}{1 + \frac{1,1E \cos \theta}{\epsilon_\pi}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1,1E \cos \theta}{\epsilon_K}} \right) \quad (1.2)$$

Si se fija la energía y solo se observa la distribución de muones respecto al ángulo zenit, estos se distribuyen con una intensidad  $I(\theta)$  dada por:

$$I(\theta) = I_0 \cos^2 \theta \quad (1.3)$$

El parámetro  $I_0$  puede ser encontrado simplemente como el máximo de intensidad de flujo, esto indica entonces que el máximo de muones se encontrará a zenit 0. La Figura[1.6] muestra con una línea roja continua el ajuste de la



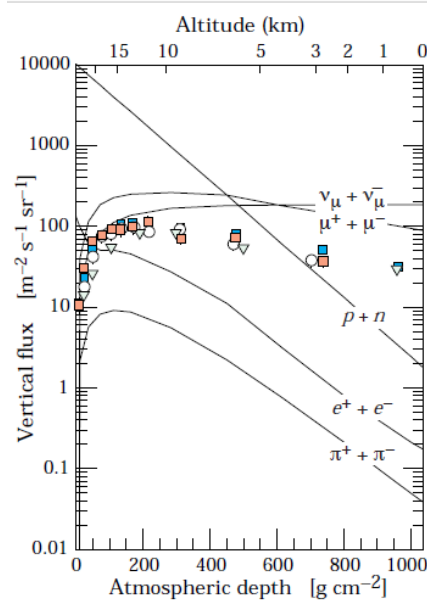


Figura 1.5: Flujo de partículas producidas en la cascada atmosférica a diferentes altitudes, los puntos representan mediciones experimentales de muones [8].

Ecuación (1.3) a los datos experimentales del flujo de muones como función del ángulo zenit. Puede notarse una ligera protuberancia para  $\theta \approx 90^\circ$  debido a la curvatura terrestre. La distribución de muones respecto a la energía a ángulo 0 se muestran en la Figura [1.7], los datos muestran que a nivel de mar es más probable observar muones con momento entre 0.5 y 4 GeV/c, de esta manera, el flujo más intenso de muones se encuentra con una energía de 4 GeV aproximadamente y perpendiculares a la superficie terrestre. [11]

### 1.3. Interacción de partículas con la materia

Los muones son un caso de partículas cargadas pesadas<sup>2</sup> que se encuentran numerosamente en la atmósfera a nivel de mar como se discutió en la sección 1.2. Son las que se detectan con mayor frecuencia por lo que esta

<sup>2</sup>Tienen carga  $q = -e$  y masa de aproximadamente 100 MeV/c<sup>2</sup> o 200 veces más grande que la del electrón.

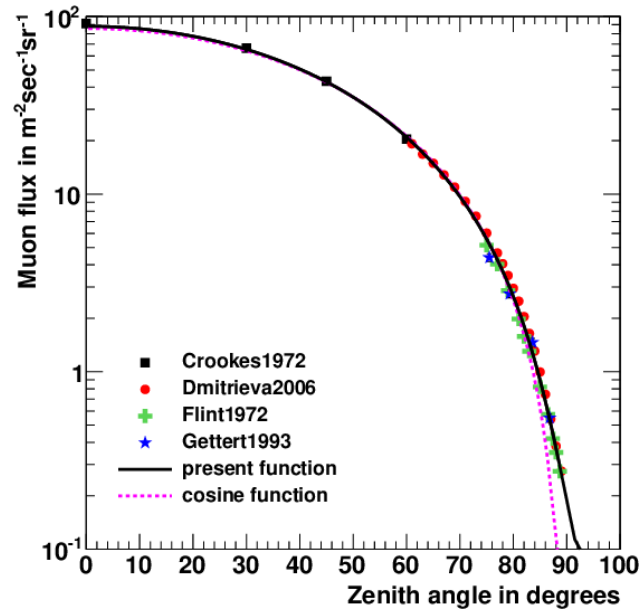


Figura 1.6: Flujo de muones como función del ángulo zenit. Extraído de la Referencia [11].

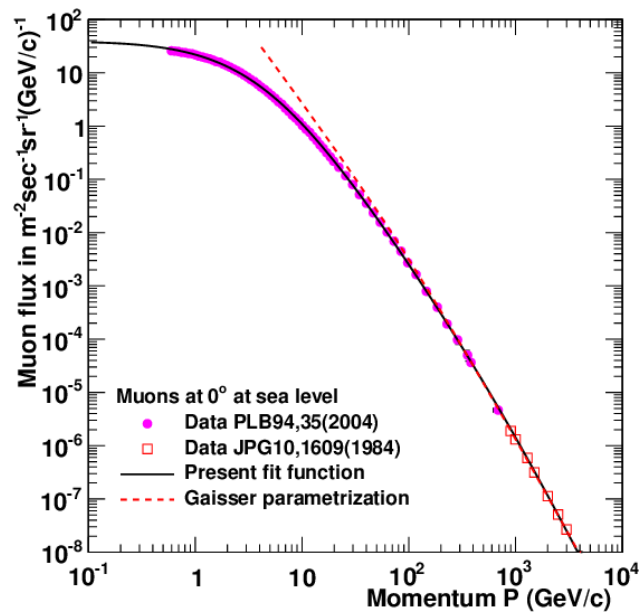


Figura 1.7: Flujo de muones a nivel de mar a ángulo zenit 0 como función del momento. Extraído de la Referencia [11].

sección se enfoca en sus interacciones con la materia, aunque los muones no son las únicas partículas que satisfacen las hipótesis que se utilizan.

Cuando una partícula se encuentra con un medio material, da lugar a distintos procesos al encontrarse con las moléculas del medio a nivel microscópico, estos procesos tienen distinta probabilidad de ocurrir dependiendo de la energía de la partícula incidente, así como sus propiedades (carga eléctrica, polarización en el caso de fotones, etcétera). El tipo de interacciones quizá más comprendidas son las electromagnéticas, que pueden describirse mediante atracción y repulsión de cargas eléctricas usando la ley de Coulomb.

Se puede pensar que las partículas cargadas interactúan con las moléculas del medio perturbando sus electrones donde se identifican dos procesos principales:

- **Excitación:** Un electrón es desplazado a orbitales superiores, pero sigue bajo la influencia del o los núcleos atómicos presentes.
- **Ionización:** El electrón es sacado de los orbitales y se aleja de la molécula.

Ambos procesos producen partículas secundarias, fotones en el caso de la excitación cuando los electrones de la molécula vuelven a su estado base y electrones en el caso de la ionización, generando también cationes de moléculas.

La producción de dichas partículas secundarias se traduce en una pérdida de energía cinética de la partícula incidente para mover los electrones moleculares, la cual es pequeña si se considera la pérdida individual en cada evento. No obstante, el medio en cuestión puede llegar a frenar la partícula incidente debido a la alta frecuencia de estos eventos, resulta importante averiguar la energía cinética perdida por la partícula incidente por unidad de distancia atravesada en el medio, la cual fue descrita por primera vez de forma clásica por Niels Bohr en 1915.

Si se asume que los electrones se encuentran en reposo y uniformemente distribuidos aleatoriamente en un material con densidad volumétrica de electrones  $n$ , cada electrón en el material experimenta un impulso  $\Delta p$  debido

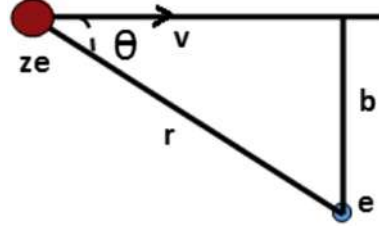


Figura 1.8: Influencia del electrón en el material sobre la partícula incidente. Extraído de la Referencia [12]

a la presencia del campo eléctrico de una partícula incidente con carga  $ze$  ( $z \in \mathbb{Z}$ ) y rapidez  $\beta c$  con  $c$  la velocidad de la luz en el vacío como se muestra en la Figura [1.8], el cual se calcula como:

$$\begin{aligned} \Delta p &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-ze^2b}{(b^2 + (x(t))^2)^{3/2}} dt = \frac{-ze^2b}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{dt}{dx}}{(b^2 + x^2)^{3/2}} dx \\ &\approx \frac{-ze^2b}{4\pi\epsilon_0\beta c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(b^2 + x^2)^{3/2}} dx \end{aligned}$$

La última aproximación toma en cuenta que la rapidez de la partícula  $\frac{dx}{dt} = \beta c$  cambia muy poco al recorrer el eje  $x$ . Dado que la componente paralela a la dirección de propagación se anula por simetría al integrar y solo hay una contribución de la componente perpendicular del campo, el impulso  $\Delta p$  estimado toma en cuenta el campo eléctrico total de la partícula primaria sobre los electrones. El resultado es  $\Delta p = \frac{-2ze^2}{4\pi\epsilon_0 b\beta c}$  con lo que se deduce que el electrón de masa  $m_e$  sufre un cambio en su energía  $\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \left(\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{2}{m_e c^2 b^2 \beta^2}$ , por conservación de energía, la partícula incidente pierde una cantidad de energía  $-\Delta E$  en cada una de estas interacciones.

Para tomar en cuenta las interacciones de todos los electrones se toma el número de electrones presentes en el tubo de radio interno  $b$ , externo  $b + db$  y de ancho  $dy$ , el cual es  $2\pi n b d b dy$ . La pérdida total de energía por unidad de distancia se obtiene al integrar sobre  $b$  la pérdida de energía causada por cada electrón multiplicada por el número de electrones, lo cual resulta en:

$$-\frac{dE}{dy} = \int_{b_{min}}^{b_{max}} \Delta E(b) 2\pi n b db = \left( \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi n}{m_e c^2 \beta^2} \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right)$$

No es posible permitir que  $b_{max}$  sea infinito ni  $b_{min}$  cero debido a la dependencia del cambio en la energía con este parámetro, ya que la perturbación siempre ocurre (lo que contradice  $b_{max} \rightarrow \infty$ ) e incluso en colisiones inelásticas clásicas, la pérdida de energía es finita (contrario a  $b_{min} \rightarrow 0$ ), a la cantidad  $-dE/dy$  se le conoce como *poder de frenado*. [13].

Este cálculo tiene muchas limitaciones pues es útil solo para un reducido rango de energías de la partícula incidente como se verá más adelante. Dichas limitaciones son a causa de correcciones relativistas y mecano-cuánticas como, por ejemplo, el cambio en la energía relativista si es que la partícula incidente es suficientemente rápida, o pérdidas de energía discretas (como excitación) que no se toman en cuenta en este modelo pues se espera solo la ionización de las moléculas en el material.

Es importante destacar la dependencia de la pérdida de energía como  $\beta^{-2}$  la cual estará presente también en versiones más precisas de la fórmula para pérdida de energía. La ecuación de Bethe-Bloch brinda un promedio de la pérdida de energía por distancia recorrida de la partícula en el material tomando en cuenta relatividad especial y correcciones cuánticas:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \rho z^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left( \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right) \quad (1.4)$$

Con  $Z$  el número atómico del material,  $A$  su masa atómica,  $\rho$  su densidad,  $I$  su potencial promedio de ionización,  $T_{max}$  la máxima transferencia de energía de la partícula primaria a un solo electrón,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  el factor de Lorentz y  $\delta$  la función de corrección de densidad, se utiliza la constante  $K = 4\pi N_a m_e c^2 \frac{e^4}{(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)^2} \approx 0,307075 \frac{\text{MeVcm}^2}{\text{g}}$  con  $N_a$  el número de Avogadro.

La Ecuación (1.4) representa sólo una aproximación de la energía depositada por una partícula a orden  $z^2$  de su carga, como puede verse en la Figura [1.9], la ecuación de Bethe-Bloch es válida en un determinado rango de momentos (energías). Se observa más claramente con el comportamiento

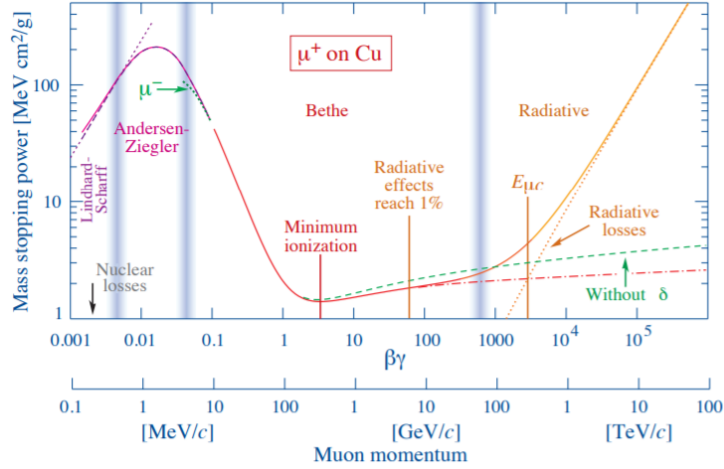


Figura 1.9: Curva del poder de frenado de un muón en cobre como función de su energía. Extraído de la Referencia [14].

$\beta^{-2}$  de la Ecuación (1.4) para bajas energías, la fórmula predice que la pérdida de energía tiende a infinito mientras que en realidad alcanza un máximo y luego decrece.

Aunque la fórmula sea una aproximación, representa un modelo más preciso de la pérdida de energía provocada por las interacciones en el medio. Puede identificarse la dependencia del poder de frenado con el material con las constantes  $\rho$ ,  $I$ ,  $Z/A$  y con la función  $\delta$  que representan la densidad, el potencial promedio de ionización, el radio protón-nucleón y la función de corrección de densidad respectivamente.

Algunos de estos elementos como la densidad y el radio protón-nucleón se encontraban en realidad presentes en la deducción de Niels Bohr como un resultado intuitivo, puesto que se espera mayor pérdida de energía si hay más electrones en el medio, lo cual especifican estas cantidades.

Es posible identificar el potencial promedio de ionización  $I$  en relación con el parámetro de impacto  $b_{max}$  incluso desde un punto de vista muy general puesto que  $I$  representa la cantidad mínima promedio de energía para ionizar una molécula del material. Por otro lado, la corrección de densidad  $\delta$  surge dado que, para partículas incidentes muy energéticas, su campo eléctrico se extiende ya que las distancias se contraen para velocidades cercanas a la de

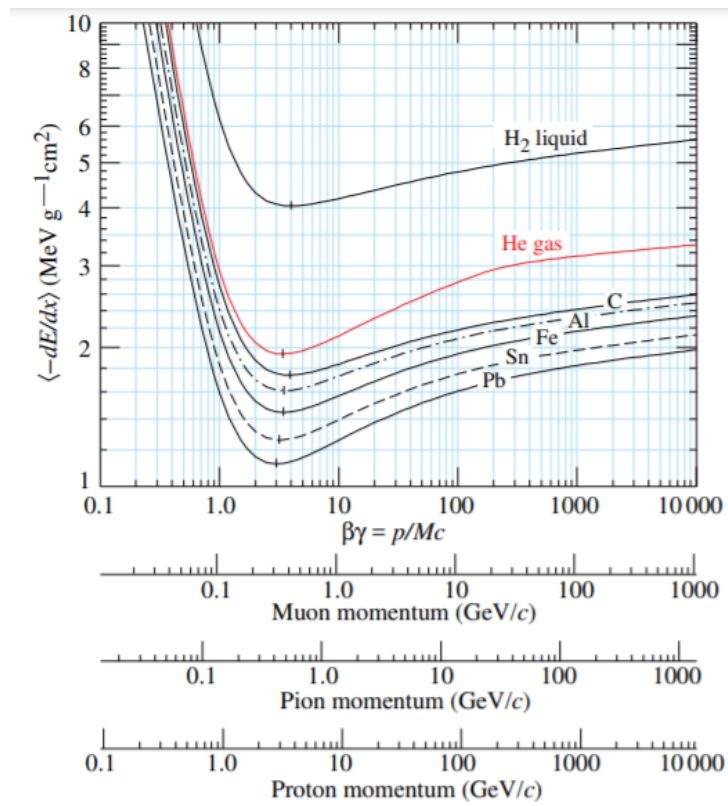


Figura 1.10: Poder de frenado para distintos materiales. Extraído de la Referencia [14].

la luz, no obstante, el medio se polariza, lo que apantalla el campo eléctrico limitando así la fuerza en electrones moleculares.

Para  $\gamma \gg 1$  la función  $\delta$  tiende a  $\ln(\hbar\omega_p/I) + \ln(\beta\gamma) - 1/2$  con  $\omega_p$  la frecuencia de plasma del material, esto describe el comportamiento observado en la Figura [1.10] para distintos estados de la materia. Como la frecuencia de plasma es proporcional a la raíz cuadrada de la densidad de electrones, se espera una menor pérdida de energía en sólidos que en líquidos o gases (puesto que la corrección es mayor).

Es importante recalcar que la Ecuación (1.4) permite calcular sólo el valor esperado del poder de frenado, pues, como tal, la pérdida de energía de la partícula incidente es una sucesión de procesos estadísticos dentro del material. Dado que nada restringe a la partícula incidente a excitar moléculas solamente o producir electrones altamente energéticos (electrones  $\delta$ ). Las fluctuaciones estadísticas de todo el proceso se pueden describir mediante una distribución de probabilidad en la pérdida de energía, la cual es aproximada a una distribución de Landau, que se ilustra en la Figura [1.11].

Las pérdidas de energía más probables corresponden a la excitación de las moléculas del material mientras que los valores más altos corresponden a ionización. La distribución de Landau permite tomar en cuenta a los electrones  $\delta$  que corresponden a los valores más altos de pérdida de energía. A pesar de que los electrones  $\delta$  son muy poco producidos, tienen un peso considerable en la pérdida de energía que hace calcular un promedio mayor al valor más probable [14].

A manera de comentario, la energía depositada por partículas resulta importante también en áreas como radioterapia, actualmente, terapias de protones son utilizadas para destruir tumores cancerígenos sin afectar en la medida de lo posible tejidos aledaños. Como puede observarse de la Figura [1.9], el poder de frenado de partículas cargadas con energías menores a su energía de Partícula Mínimamente Ionizante (MIP, por sus siglas en inglés)<sup>3</sup> aumenta conforme la partícula pierde energía, se alcanza un máximo y el poder de frenado disminuye drásticamente, al punto máximo se le conoce como *pico de Bragg*. Por el contrario, partículas como fotones depositan casi toda su energía apenas al hacer contacto con el material como ilustra la

---

<sup>3</sup>Energía donde el poder de frenado es mínimo



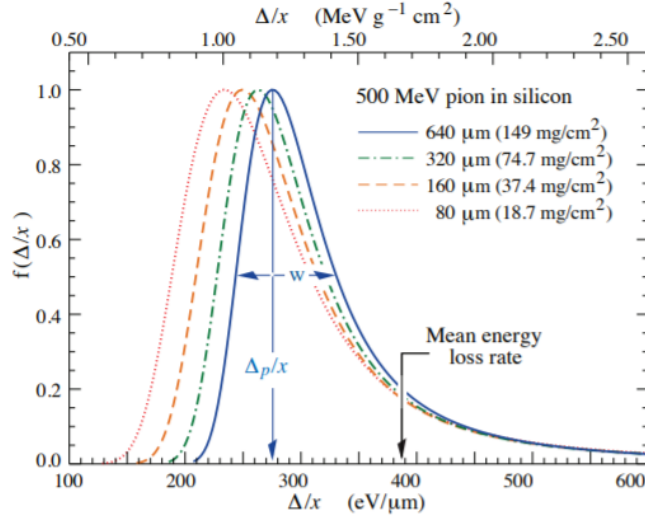


Figura 1.11: Distribución de probabilidad de Landau, se ilustran sus valores característicos de pérdida de energía más probable  $\Delta_p/x$  y el ancho de la distribución  $w$ . Extraído de la Referencia [14].

Figura [1.12], el pico de Bragg permite diseñar haces de protones que actúen a una cierta profundidad para remover las células afectadas [15].

## 1.4. Detección de partículas

Un detector de partículas es un dispositivo que registra el paso de una partícula luego de que esta interacciona con el detector, esta interacción se conoce como *evento*.

El evento puede ser una colisión deliberadamente ingeniería para ocurrir dentro del detector, lo que llevaría a la producción de otras partículas que decaen en otras más, o puede ser también una colisión natural (como las que ocurren en la parte alta de la atmósfera), cuyos productos se detectan en la Tierra. La posición exacta en el espacio donde el evento toma lugar se conoce como *punto de interacción*.

Con el fin de identificar cada partícula producida en la colisión, y cono-

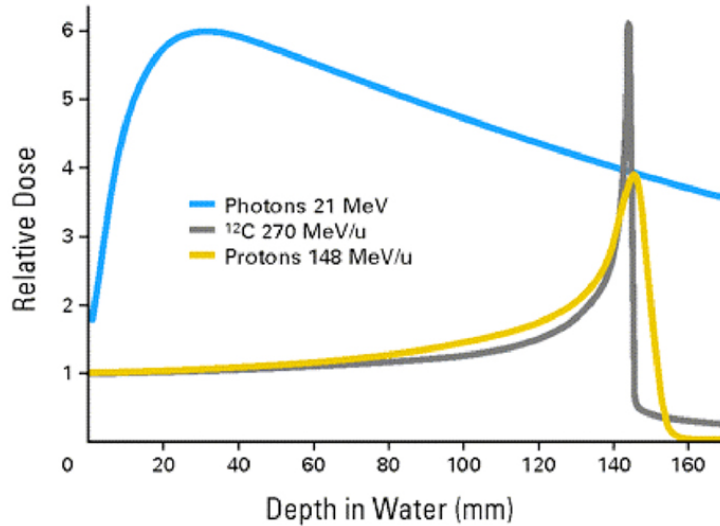


Figura 1.12: Dosis relativa depositada (energía) de fotones, protones y iones de carbono en agua como función de la profundidad. Extraído de la Referencia [15].

cer las trayectorias que toman para reconstruir completamente el evento, es necesario saber la masa y el momento lineal de las partículas. La masa puede ser conocida midiendo el momento y la velocidad o la energía. [24]

Un aspecto importante sobre los detectores de partículas es que sólo pueden observar partículas incidentes que interaccionan con sus partes. Algo que se había discutido en la sección previa es si, por ejemplo, tenemos una partícula neutra como un pión  $\pi^0$  que incide en un material, no produce ionización (desde el punto de vista electromagnético) dado que no posee carga eléctrica y, por consecuencia, es incapaz de interaccionar con los electrones de un átomo o de una molécula. Si el detector no está provisto de algún mecanismo por el cual dicho pión pueda producir partículas visibles al detector, no será posible detectarlo.

Es entonces importante mantener presentes las capacidades del detector que se esté operando, en particular, será necesario responder cuáles serán las partículas que se esperan detectar, cómo saber que el detector en cuestión haya observado el paso de una partícula y cuáles serán los observables que se puedan medir de la o las partículas que se encuentren.

Como se sabe, el resultado de una medición  $x$  generalmente es distinta al valor real  $x_0$  que se esperaría al obtener en un experimento con condiciones ideales, no obstante, las variables  $x$  y  $x_0$  se encuentran relacionadas por una distribución de probabilidad sobre la variable aleatoria  $X = x - x_0$ . En el laboratorio, es usual tratar con cantidades continuas de manera que la distribución de probabilidad es una función de densidad de probabilidad  $\rho(X)$  multiplicada por el ancho de valores posibles  $dX$ , siendo así que al realizar una medición lo que se reporta es el valor esperado  $\langle X \rangle$ :

$$\langle X \rangle = \int_{\Omega} X \rho(X) dX \quad (1.5)$$

El conjunto  $\Omega$  en la integral de la Ecuación (1.5) representa el conjunto de posibles valores que puede tomar la variable  $X$ , será útil también su desviación estándar  $\sigma_X$ :

$$\sigma_X = \sqrt{\langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2} \quad (1.6)$$

Con esta información sobre las mediciones que se realicen es posible establecer el intervalo de confianza a nivel  $\alpha$  en el cual se puede decir que, con una probabilidad  $1 - \alpha$  de que ocurra, el valor que se obtenga de cualquier medición estará contenido en el intervalo, si por ejemplo el conjunto de posibles valores de  $X$  son todos los números reales, el intervalo de confianza  $(x_0 - \Delta x, x_0 + \Delta x)$  tendría que satisfacer:

$$\int_{x_0 - \Delta x}^{x_0 + \Delta x} \rho(X) dX = 1 - \alpha \quad (1.7)$$

La complicación del cálculo de las mediciones puede entonces residir en encontrar la densidad de probabilidad  $\rho$  como sugiere la Ecuación (1.7), no obstante, gracias al Teorema del Límite Central, esta función podrá aproximarse por una función gaussiana, la precisión de la aproximación mejora al superponer los resultados de cada vez más experimentos. Por ejemplo, en la sección previa se discutía el caso de la distribución de Landau en la pérdida de energía de partículas cargadas, la razón para dividir la pérdida de energía por la distancia recorrida es que, si la partícula viaja mayor distancia dentro del material, habrá un mayor número de interacciones y, por consecuencia, se observarán cada vez eventos más probables mientras que los eventos raros

como electrones delta no tendrán tanto peso. De esta forma, la distribución se aproximaría a una función gaussiana.

No todas las distribuciones son continuas, por ejemplo, contar el número de eventos en un detector sigue una distribución de Poisson, la cual se expresa por la Ecuación (1.8), esta distribución tiene un valor esperado  $\mu$  y desviación estándar  $\sqrt{\mu}$ , esto resulta importante para los casos en los cuales el número de mediciones  $n$  realizadas no es suficientemente grande.

$$P(\mu, n) = \frac{\mu^n}{n!} \exp(-\mu) \quad (1.8)$$

También es importante señalar que es necesario hacer una calibración del detector usado para conocer la función de respuesta del mismo, ya que la relación entre el valor real de la medición y el valor esperado del experimento puede no ser lineal.

Una limitación intrínseca de cualquier detector que se utilice son sus tiempos característicos, los cuales incluyen el *tiempo muerto*, *tiempo de recuperación*, *tiempo de repetición* y *resolución temporal*. El tiempo muerto es el lapso necesario para que el detector sea capaz de registrar un nuevo evento dado que registró uno anteriormente. Sin embargo, es posible poner en duda si se detecta un nuevo evento justo después del tiempo muerto debido a que el dispositivo que se esté utilizando debe llegar de nuevo a su estado original de operación óptima. El tiempo que pasa entre la culminación del tiempo muerto y el momento en que el detector está de nuevo en condiciones óptimas es el tiempo de recuperación.

Aunque el detector esté en tiempo de recuperación no significa que no se observen eventos en ese periodo, la Figura [1.13] ilustra esta situación. Un evento se registra en un instante y durante el tiempo muerto el detector es incapaz de generar nuevas señales, una vez culminado, pero aún en el periodo de recuperación el detector registra señales, aunque estas se pueden llamar anómalas, observando por ejemplo amplitudes distintas en cada evento.

El tiempo de repetición es el mínimo periodo que es necesario esperar para poder distinguir dos eventos distintos, éste está caracterizado por el componente más lento de la cadena de detección, incluyendo el sistema de lectura utilizado y el registro. Finalmente, la resolución temporal tiene la

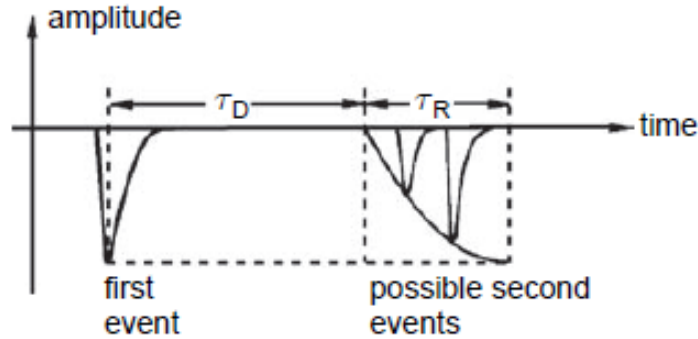


Figura 1.13: Comportamiento entre el tiempo muerto y tiempo de recuperación de un contador Geiger-Müller. Extraído de la Referencia [16].

misma definición, solo que esta es intrínseca del funcionamiento del detector referente a alguna de sus partes. El tiempo de repetición toma en cuenta todos los procesos involucrados, por ejemplo, un detector muy rápido como un centellador tiene una resolución temporal muy corta (del orden de picosegundos), no obstante, se obtiene un tiempo de repetición muy alto si se usa cableado inadecuado.

Una muy importante característica de un detector es su eficiencia, es la probabilidad de que una partícula que atraviesa el detector sea registrada por este. La eficiencia depende del tipo de dispositivo y de radiación que se espere observar, por ejemplo, detectores gaseosos o contadores de centelleos pueden alcanzar eficiencias cercanas al 100% con partículas cargadas mientras que partículas neutras observadas con estos detectores son muy raras. En la práctica, la medición de la eficiencia desconocida  $\epsilon$  de un detector puede obtenerse con un arreglo experimental muy simple.

Supóngase que dos detectores de referencia con eficiencias  $\epsilon_1$  y  $\epsilon_2$  (también pueden ser desconocidas) son puestos de tal forma que el detector de eficiencia  $\epsilon$  es confinado entre los dos como se ejemplifica en la Figura [1.14], de esta manera, un evento que sea detectado por los detectores de referencia necesariamente debió haber pasado por el detector del cual se desea conocer su eficiencia, así que solo habría que hacer una proporción entre los eventos que observaron los detectores de referencia y los eventos que se observaron en los tres dispositivos. Dado que el número de conteos en los detectores de

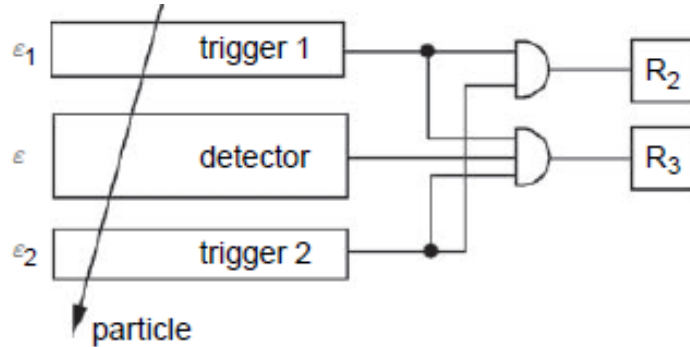


Figura 1.14: Arreglo experimental usado comúnmente para medir eficiencias de detectores. Extraído de la Referencia [16].

referencia es  $N_{\text{ref}} = \epsilon_1 \epsilon_2 N$  y el número de conteos entre los tres dispositivos es  $N_t = \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon N$  con  $N$  el número total de eventos, la eficiencia desconocida puede ser calculada como:

$$\epsilon = \frac{N_t}{N_{\text{ref}}} \quad (1.9)$$

Para eficiencias altas, puede usarse propagación de incertidumbre en los números de conteos  $N_t$  y  $N_{\text{ref}}$  para obtener el error estadístico de la eficiencia, asumiendo que los conteos siguen una distribución de Poisson [16].

## 1.5. Motivación

Este trabajo se enfoca en el estudio de las Cámaras de Placas Resistivas Multi-espaciadas (MRPC, por sus siglas en inglés) puesto que constituyen actualmente una fuerte línea de investigación en el campo de física experimental de altas energías. Debido a su resolución temporal de algunas decenas de picosegundos, las MRPC permiten su uso para la identificación de partículas, mediante experimentos de *tiempo de vuelo*, el cual consiste en hacer mediciones de energía y velocidad simultáneamente para conocer la identidad de las partículas que son detectadas.

Por ejemplo, el detector MRPC es usado actualmente en el Experimento

Colisionador de Iones Pesados (ALICE, por sus siglas en inglés) como la unidad base del sistema de Tiempo de Vuelo (TOF), el cual consiste de un arreglo cilíndrico de 8 metros de largo y radio interno de 3.7 metros que provee información para la detección de partículas, principalmente kaones, piones o protones con momento  $p > 0,5 \text{ GeV}/c$  hasta algunos  $\text{GeV}/c$  [17].

Actualmente los detectores MRPC funcionan con mezclas que contienen flúor o azufre, por ejemplo, el detector que se estudia en este trabajo describiendo su funcionamiento utiliza una mezcla al 95 % en masa de gas 1,1,1,2-Tetrafluoroetano y 5 % de hexafluoruro de azufre, no obstante, ha sido demostrado que estos gases son dañinos para el medio ambiente con mediciones de su Potencial de Calentamiento Global (GWP, por sus siglas en inglés). Esta medida es un cociente entre la integral del cambio en la irradiancia solar neta en la tropopausa debida a la presencia de un gas y la integral del cambio en la irradiancia solar producida por un gas de referencia (el cual suele ser dióxido de carbono  $\text{CO}_2$ ). [18]

El 1,1,1,2-Tetrafluoroetano y el hexafluoruro de azufre tienen un GWP de 1 430 y 23 000 respectivamente, haciéndolos gases que serán prohibidos en un futuro por el Protocolo de Kyoto, por lo que es importante buscar reemplazos para la operación de los detectores MRPC que los hagan dispositivos rentables y que conserven en la medida de lo posible sus propiedades de resolución temporal. Distintos estudios se han realizado del MRPC utilizando dióxido de carbono y 2,3,3,3-Tetrafluoropropano, que tienen GWP de 1 (debido a que se usa el dióxido de carbono como referencia) y 4 respectivamente. [19]

Distintas concentraciones ahora con 2,3,3,3-Tetrafluoropropano y dióxido de carbono en la mezcla de gases del MRPC mostraron que es necesario aplicar un campo eléctrico más intenso entre las placas para alcanzar la máxima eficiencia, además, la resolución temporal es tres veces mayor comparada a la de la mezcla actual como muestra la Figura [1.15]. Los resultados de la mezcla con 2,3,3,3-Tetrafluoropropano y dióxido de carbono se ilustran en las curvas rojas mientras que la mezcla actual se muestra con círculos negros. A pesar de esto, la eficiencia es prácticamente la misma con ambas mezclas como ilustra la Figura [1.16]. Un problema encontrado es que la máxima eficiencia se mantiene en un rango muy pequeño de valores del campo eléctrico, haciendo al dispositivo inestable, por lo que la investigación de mezclas de

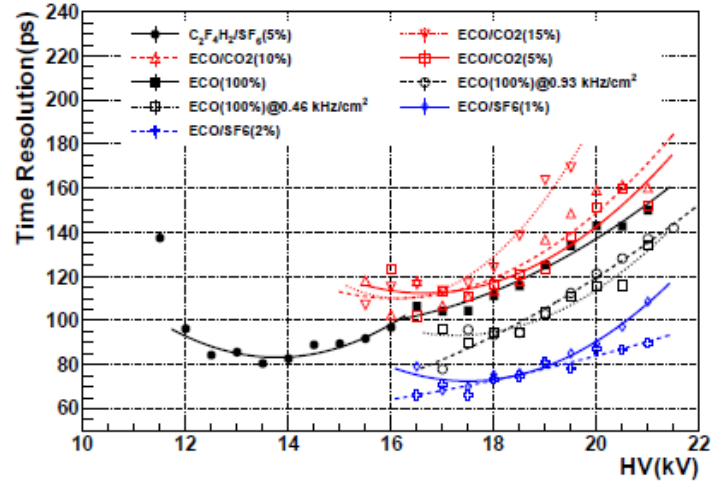


Figura 1.15: Mediciones de la resolución temporal del MRPC con distintas mezclas de gases. Extraído de la Referencia [20].

gases sigue vigente. [20]

Puede ser problemático no conocer un resultado esperado de una mezcla de gases para el detector en específico, debido a su disponibilidad en el laboratorio, no obstante, a la fecha múltiples motores de simulación son utilizados para generar estimados del comportamiento de detectores, esto incluye modificar sus propiedades como los materiales que lo componen. En adición, una simulación puede proporcionar información que no sea accesible de forma experimental, de manera que es posible conocer detalladamente el funcionamiento de cualquier detector.

Uno de estos motores es el software Geant4 que será utilizado en el presente trabajo para simular el MRPC y describir su comportamiento usando distintas mezclas de gases. A pesar de que las condiciones sanitarias actuales imposibilitaron desarrollar más la simulación para investigar la eficiencia y resolución temporal del detector, se puede extraer información del programa implementado sobre las trayectorias de las partículas y los procesos que se llevan a cabo dentro del detector, lo que además de tener importancia teórica, es información necesaria para simular por completo el detector con el efecto del campo eléctrico.



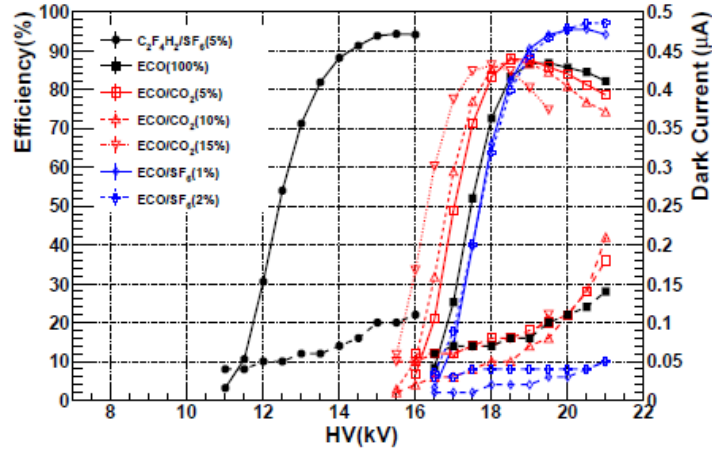


Figura 1.16: Mediciones de eficiencia del MRPC usando distintas mezclas de gases. Extraído de la Referencia [20].

Los objetivos serán los siguientes:

- Describir el funcionamiento del detector MRPC.
- Obtener las características del funcionamiento del detector (eficiencia y homogeneidad).
- Validar el software Geant4 para su uso en la simulación del MRPC.
- Estudiar las interacciones que sufren partículas incidentes en el interior del MRPC.
- Comparar los resultados de la simulación usando distintas mezclas de gases.

## Capítulo 2

# Detector de partículas *Multi-gap Resistive Plate Chamber* (MRPC)

### 2.1. Funcionamiento

Un detector MRPC consiste principalmente en un arreglo de placas de un material resistivo separadas equitativamente, en los espacios se coloca una mezcla de gases pesados con una alta ganancia de ionización y, finalmente, se induce un fuerte campo eléctrico uniforme en el arreglo, esto usualmente es logrado con una diferencia de potencial de algunos kilovolts entre las placas.

En la Figura [2.1] puede apreciarse una representación gráfica de la vista transversal del MRPC utilizado en este trabajo, se usa en este caso vidrio como material resistivo<sup>1</sup> cuyo ancho típicamente es de 200  $\mu\text{m}$  y una mezcla de gases entre los vidrios de 95 % freón 134-a (1,1,1,2-Tetrafluoroetano) y 5 % hexafluoruro de azufre ( $\text{SF}_6$ ) aproximadamente. A las dos placas de vidrio externas se les aplicó una capa de pintura de grafito de alta resistividad (1.6  $\text{M}\Omega$ ). Una adición importante son las Tarjetas de Circuito Impreso (PCB, por sus siglas en inglés) las cuales poseen tiras de cobre en la cara opuesta

---

<sup>1</sup>La resistividad de los vidrios está en el orden de  $10^{13}\Omega\text{cm}$

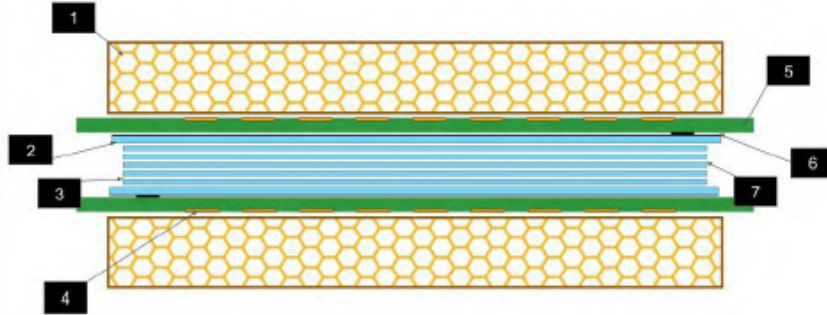


Figura 2.1: Componentes del detector MRPC utilizado: 1. Soporte de cartón *Honeycomb*, 2. Placas de vidrio externas, 3. Placas de vidrio internas, 4. Tiras de cobre de lectura, 5. Placas PCB, 6. Cubierta conductora de grafito, 7. Espacios (o gaps) de gas.

a la que está cerca del arreglo de vidrios. Los espacios que contienen el gas suelen tener un ancho de  $250 \mu\text{m}$ .

En la Figura [2.2] se ilustra el proceso de formación de la avalancha de carga. Cuando una partícula cargada ingresa al MRPC (a) e ioniza (al menos) una molécula de gas en los espacios (b), el electrón liberado por la ionización es acelerado por el campo eléctrico presente en la cámara, lo que le permite ionizar otras moléculas y liberar más electrones que serán acelerados por el campo (c2). Este proceso reproduce exponencialmente el número de electrones presentes en el gap, los electrones son arrastrados hacia el ánodo induciendo una corriente entre las tiras del PCB donde se desarrolla la avalancha (d2). Dado que los iones de moléculas son mucho más pesados que los electrones (masa tres órdenes de magnitud más grande) son arrastrados lentamente hacia el cátodo (c1), lo cual produce una señal de menor amplitud, antes de ser recombinados con electrones (d1) [21].

Mientras que este proceso ocurre en un solo gap del MRPC, la intención de añadir más placas resistivas en el camino de la avalancha es para controlar su desarrollo, puesto que de esta manera los electrones y iones se recombinan en las placas de vidrio y solo electrones muy energéticos pueden llegar a un segundo gap. Al añadir más gaps se obtiene una curva de eficiencia con un amplio rango de voltajes donde se tiene una alta eficiencia independiente del campo eléctrico en comparación con una RPC (la cual tiene solo un gap). El control de la avalancha también tiene beneficio en la resolución temporal

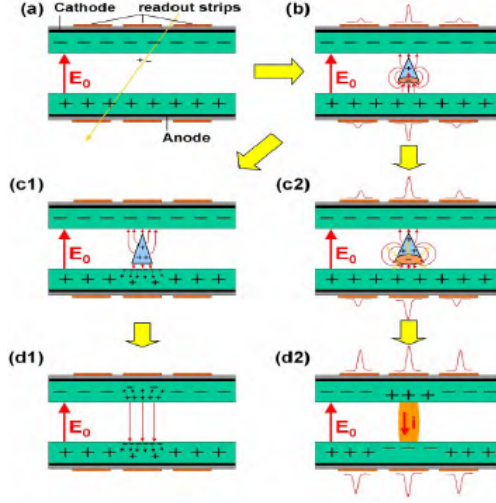


Figura 2.2: Proceso de formación de avalancha de carga. Extraído de la Referencia [26].

del detector ya que, al recombinarse los iones y electrones en las placas, la avalancha recorre una menor distancia, lo que permite a la MRPC volver a su estado original apenas unas decenas de picosegundos después de un evento [22].

Una avalancha de carga comienza, como se había mencionado previamente, con una ionización de una molécula del gas en el gap por el paso de la partícula incidente, evento llamado *ionización primaria*, el número de ionizaciones primarias  $N$  por unidad de distancia se relaciona con el camino libre medio de la partícula incidente en el material  $\lambda$  de acuerdo a la relación  $N = 1/\lambda$ , esto hace que la probabilidad de comenzar una avalancha  $P_0$  en el intervalo  $z, z + dz$  es:

$$P_0 dz = \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) dz/\lambda$$

Una vez que hay presentes una cantidad  $n$  de electrones en el gap debido a la ionización primaria, éstos adquieren una energía al recorrer una distancia  $\delta z$  igual a  $eE\delta z$  con  $E$  la intensidad del campo eléctrico entre las placas externas. Es fácil corroborar que una distancia de pocos micrómetros es suficiente para que los electrones sean capaces de ionizar moléculas, dado este caso, la probabilidad de encontrar  $n + 1$  electrones luego de una distancia  $dz$  es

proporcional al número inicial de electrones  $n(z)$ .

Los electrones pueden acoplarse a las moléculas que no han sido ionizadas luego de perder suficiente energía, la probabilidad de que ocurra esto también es proporcional al número inicial de electrones. Por último, encontrar  $p + 1$  iones positivos tiene la misma probabilidad que encontrar  $n + 1$  electrones puesto que son eventos que ocurren equivalentemente, es decir, cada que un electrón ioniza una molécula, se produce un ión producido. Se puede resumir la información anterior en el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales:

$$\frac{dn}{dz}(z) = (\alpha - \eta)n \qquad \frac{dp}{dz}(z) = \alpha n \qquad (2.1)$$

Dado que cuando comienza la avalancha se tiene que  $n(0) = 1$  y  $p(0) = 0$  el sistema anterior tiene la siguiente solución:

$$n(z) = \exp((\alpha - \eta)z) \qquad p(z) = \frac{\alpha}{\alpha - \eta}(\exp((\alpha - \eta)z) - 1) \qquad (2.2)$$

Los coeficientes  $\alpha$  y  $\eta$  son conocidos como de Townsend y de acoplamiento, respectivamente. Como consecuencia de la aparición de la avalancha, el campo eléctrico dentro del detector se ve modificado. Puede demostrarse que las cargas en la avalancha moviéndose por el campo eléctrico inducen una corriente eléctrica (que es la detectada en el MRPC) en un campo eléctrico equivalente, conocido como campo de peso  $E_w$  [23]. El campo eléctrico entre los vidrios se ve afectado por su constante dieléctrica  $\epsilon_r$  de manera que la diferencia de potencial en la MRPC se verá distribuida en los vidrios y los gaps de la siguiente manera (como consecuencia de dejar las placas resistivas flotando eléctricamente):

$$V_w = E_w((m + 1)\epsilon_r a + nb)$$

Es posible entonces calcular la corriente inducida en las tiras de cobre de la MRPC por una avalancha recurriendo a la Ecuación (2.2) como los  $n$  portadores de carga  $-e$ :

$$i_j(t) = ev_D(t)n(z(t))\frac{E_w}{V_w} \qquad (2.3)$$

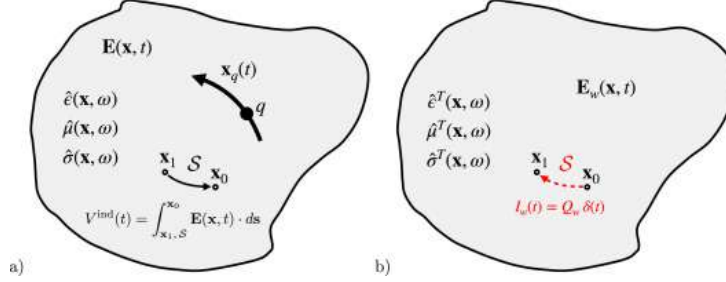


Figura 2.3: Ilustración de la equivalencia entre cargas eléctricas moviéndose en un campo eléctrico y la señal inducida del punto  $\mathbf{x}_0$  al punto  $\mathbf{x}_1$ . Extraído de la Referencia [23].

Con  $v_D$  la velocidad de arrastre de los electrones en el gas y  $V_W$  la diferencia de potencial que crea el campo de peso, la corriente total será la suma de la contribución de todas las avalanchas  $N_T$ :

$$i(t) = \sum_{j=1}^{N_T} i_j(t)$$

Si se asume que la velocidad de arrastre es constante para obtener un estimado de la señal inducida como la suma de todas las contribuciones se obtiene el siguiente resultado:

$$i(t) = ev_D \langle n \rangle \exp((\alpha - \eta)v_D t) \frac{E_w}{V_w} \left( \frac{b - v_D t}{\lambda} \right) \Theta \left( \frac{d}{v_D} - t \right) \quad (2.4)$$

Con  $\langle n \rangle$  el número promedio de electrones en una avalancha y  $\Theta(x)$  la función de Heavyside.

Cuando la avalancha ha desarrollado un tamaño suficiente (aproximadamente  $10^8$  electrones), bajo ciertas condiciones puede convertirse en un filamento luminoso dentro del gas que se conoce como *streamer*, este es provocado por rayos UV que ionizan otras moléculas del gas o incluso despiden electrones del cátodo, eventos que también producen avalanchas de carga.

La señal inducida por el streamer es significativamente más grande que la avalancha, pero también con mayor duración y tarda en aparecer entre 10 y 100 nanosegundos después de que la avalancha primaria de electrones

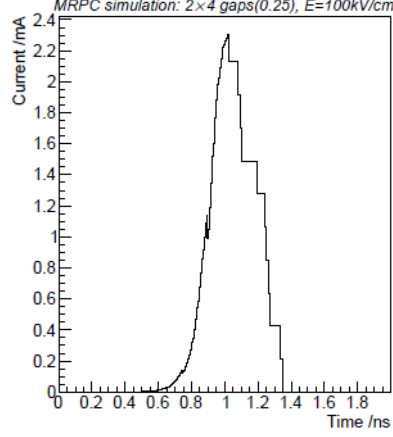


Figura 2.4: Señal de corriente inducida por la avalancha de carga calculada conforme a la Ecuación (2.4)[25].

(aquella producida por el paso de la partícula primaria) ha terminado de desarrollarse. Los streamers producen ineficiencia en el detector aumentando el tiempo muerto de detección y reduciendo, por consecuencia, el ritmo de conteo del detector. En la práctica, los streamers son evitados añadiendo un gas que capture los fotones, la cual es la función del gas  $\text{SF}_6$ , haciendo que el MRPC sea eficiente para un amplio rango de voltajes altos de operación, de esta manera el detector es estable respecto a este parámetro.

Finalmente, un cálculo de la resolución temporal se puede obtener al despejar el tiempo  $t(I)$  en el cual la corriente inducida alcanza un valor umbral  $I_{\text{th}}$  y calcular la desviación estándar de la distribución de probabilidad del tiempo para alcanzar la corriente umbral  $\rho(\tau)$  dada por:

$$\rho(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right) \quad (2.5)$$

$$\rho(\tau) = \int_0^{\infty} \rho(I) \delta(\tau - t(I)) dI \quad (2.6)$$

La resolución temporal sería  $r = \sigma(\rho)/\sqrt{2}$ , también es posible calcular la eficiencia del detector (aunque este cálculo resulta para un solo gap cuya avalancha induce una carga superior a un valor umbral  $Q_{\text{th}}$ ) dada por [26]:

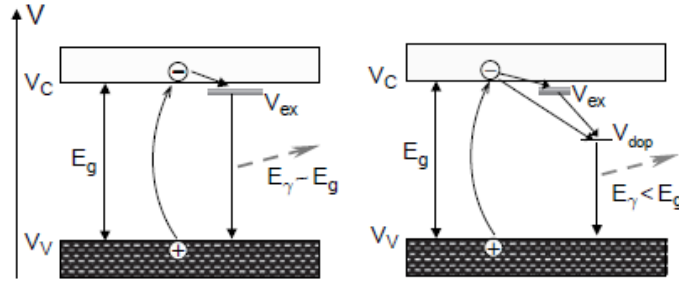


Figura 2.5: Transiciones de excitación en el esquema de bandas de materiales orgánicos (izquierda) y dopados (derecha). Extraído de la Referencia [27].

$$\epsilon = 1 - \exp\left(\left(1 - \frac{\alpha}{\eta}\right) \frac{d}{\lambda}\right) \left(1 + \frac{V_w}{E_w} \frac{\alpha - \eta}{e} Q_{th}\right)^{\alpha\lambda} \quad (2.7)$$

Con el objetivo de medir la eficiencia de un detector, es necesario usar un dispositivo de referencia que permita asegurar la observación de un evento con el detector, la señal registrada por el dispositivo de referencia es conocida como *señal de disparo*. En el presente trabajo tal dispositivo es un par de *paletas centelladoras* las cuales constan de un plástico centellador aislado y acoplado a un tubo fotomultiplicador.

Los plásticos centelladores funcionan con excitación de sus moléculas, cuando radiación ionizante interactúa con las moléculas, produce que un electrón en la banda de valencia del material salte a energías en la banda de conducción. La desexcitación correspondiente a este proceso emite un fotón con frecuencia determinada por la energía absorbida por el material en la excitación. El tiempo de emisión de fotones depende del tiempo de vida de los estados excitados del material, el que suele ser de unos pocos picosegundos, de manera que los plásticos centelladores cuentan con una excelente resolución temporal.

Los plásticos centelladores pueden ser orgánicos (como el antraceno) o inorgánicos (los cuales son en su mayoría cristales de sales pesadas como el yoduro de cesio CsI o ligeras con dopaciones de metales pesados como el yoduro de sodio con tolueno NaI(Tl)). Una restricción importante para que estos materiales puedan emitir fotones es que sean transparentes ante la luz emitida en este proceso, donde entra en juego el índice de refracción  $n(\lambda)$



como un factor importante en la eficiencia de estos materiales, ya que, si la luz emitida es de muy corto alcance, esta puede ser reabsorbida por las moléculas del mismo antes de ser detectada, lo cual reduciría la eficiencia de detección.

La Figura [2.5] ilustra el proceso de emisión de fotones, cuando partículas cargadas inciden sobre un material, excitan electrones de las moléculas del mismo, moviendo un electrón de la banda de valencia  $V_V$  a la banda conductora  $V_C$ . Cuando el electrón deja la banda de valencia, un agujero en la banda hace que se cree un nuevo estado conocido como *excitón*, cuya energía coincide con la del fotón emitido una vez que la molécula se desexcita. En materiales dopados, como en la ilustración a la derecha, las impurezas añadidas funcionan como activador al crear nuevos niveles energéticos  $V_{dop}$ .

Históricamente, estos materiales habían sido usados para la detección de radiación, la cual podía ser observada a simple vista bajo ciertas condiciones (cuarto oscuro y buena visibilidad de quien observaba, por ejemplo).

Una vez que la luz abandona el material es captada por un tubo fotomultiplicador, en el interior del tubo se encuentra un metal conocido como “fotocátodo” el cual recolecta los fotones generados y emite electrones mediante efecto fotoeléctrico. En la Figura [2.6] puede apreciarse el funcionamiento interno del tubo, una vez que los electrones son generados se aceleran a placas que se conocen como *dinodos*, los cuales se encuentran a una determinada diferencia de potencial gracias al arreglo de resistores que dividen el voltaje de entrada como se muestra en la parte de abajo. Los electrones impactan los dinodos con una alta energía cinética, evento que provoca la liberación de electrones provenientes del dinodo, el número de electrones crece dentro del arreglo de tal forma que cuando llegan al ánodo inducen una corriente en el circuito, un resistor en la terminal de salida del tubo hace que sea posible medir una señal de aproximadamente 20 mV de amplitud.

La cantidad de electrones liberados en cada dinodo será dependiente del voltaje aplicado entre los extremos debido a la energía cinética proporcionada a los electrones viajando entre dinodo y dinodo [27].

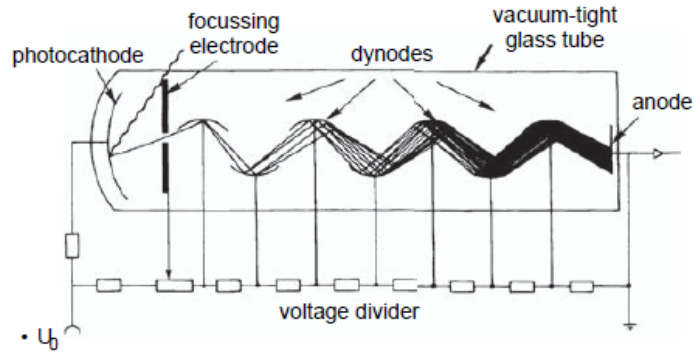


Figura 2.6: Esquemático del interior de un tubo fotomultiplicador, las líneas rectas representan electrones que liberan otros en cada dinodo. Extraído de la Referencia [27].

## 2.2. Descripción del detector

El MRPC consta del arreglo de vidrios de 20x20 cm con espesor de 200  $\mu\text{m}$  entre los cuales se enlaza hilo de pescar de nylon con diámetro de 260  $\mu\text{m}$ , el hilo se enlaza mediante tornillos de poliestireno que unen las PCB en el exterior, que han sido diseñadas específicamente para esto, el hilo se enlaza en forma de “V” para asegurar que el espacio entre los vidrios se mantenga igual al diámetro del hilo, los vidrios exteriores de 22x22 cm se pintan en el área de 20x20 cm donde están los vidrios pequeños con pintura de grafito, se procura centrar los vidrios interiores para que el área de la pintura sea central.

La pintura de grafito se conecta a alto voltaje mediante un electrodo de grafito y un convertidor de corriente directa a corriente directa Q101N-5R, para aislar el alto voltaje de las PCB en el detector se usa una hoja de mica pegada a la superficie de las PCB con cinta de alta adherencia. Las PCB junto con el arreglo de vidrios son colocadas dentro de una caja de aluminio la cual se compone de láminas de 1 mm de grosor en la parte superior e inferior y tapas de 0.6 y 1 cm de grosor, estas tapas han de ser cortadas para que, de un lado, se coloquen las entradas de gas y alto voltaje para el detector y otras, que contengan la salida de las conexiones de los canales de las PCB (los cuales albergan la conexión de tarjetas NINO ASIC).

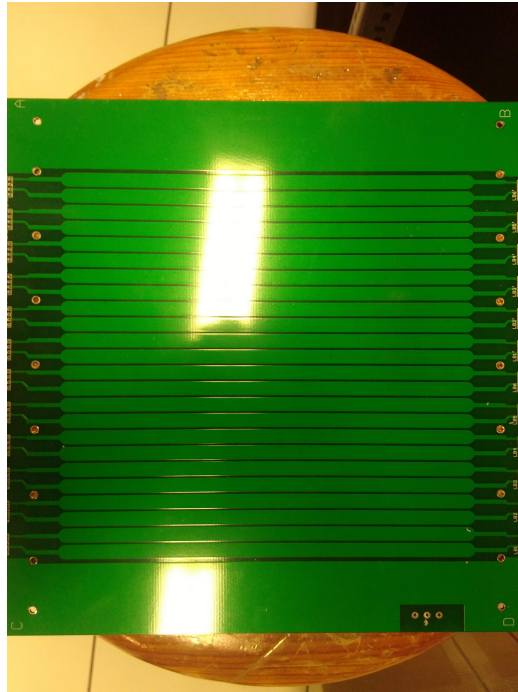


Figura 2.7: Tarjeta PCB usada para el detector MRPC, pueden notarse los agujeros circulares en los costados donde se colocan los postes para sujetar los hilos, las bandas de detección y donde serán ubicadas las conexiones para la tarjeta NINO.

Se conecta una manguera de entrada para el gas y una de salida, con el fin de lograr que el gas fluya dentro del MRPC, además de conectar los convertidores de alto voltaje por fuera de la caja de aluminio, esto también para permitir la conexión de un divisor de voltaje y poder leer el valor del mismo que se está suministrando al detector con ayuda de multímetros. Es importante conocer los valores del divisor de voltaje para así determinar la proporcionalidad entre el voltaje suministrado al detector y el leído por el multímetro.

Una vez que las conexiones se encuentran en orden se coloca un panel de cartón Honeycomb por encima y debajo de las PCB y finalmente se cierra y sella la caja de aluminio cuyas dimensiones finales son de 36 cm de largo, 28 cm de ancho y 5 cm de grosor, resulta de vital importancia verificar que no haya fugas en todo el arreglo del detector puesto que estas resultan en un mal funcionamiento del mismo, la caja de aluminio se aterriza y se llena con



Figura 2.8: Caja de conexiones de alto voltaje para el MRPC, se muestra el convertidor a alto voltaje y las resistencias que sirven como divisores de voltaje para la lectura con multímetro.

la mezcla de gases (95 % en masa de Freón 134-a y 5 % de SF<sub>6</sub>).

## 2.3. Caracterización del detector

Usando la réplica de la MRPC disponible en el laboratorio se realizó una calibración de este dispositivo al realizar mediciones de su eficiencia como función del voltaje de operación. Se usaron dos tubos fotomultiplicadores (PMT, por sus siglas en inglés) en cuyos extremos se les acopló un plástico centellador. De esta manera, es posible registrar el paso de una partícula con una dirección específica, pues solo partículas que causen un evento en los tres detectores (PMT's + MRPC) serán registradas y tomadas en cuenta para las mediciones.

### 2.3.1. Paletas centelladoras

Fue necesario encontrar el voltaje óptimo de operación de las paletas, para dicho fin, se dispusieron dos paletas una sobre la otra y cada una fue conectada a una diferencia de potencial negativa (esto debido a instrucciones de operación de los tubos fotomultiplicadores usados), la señal de salida fue

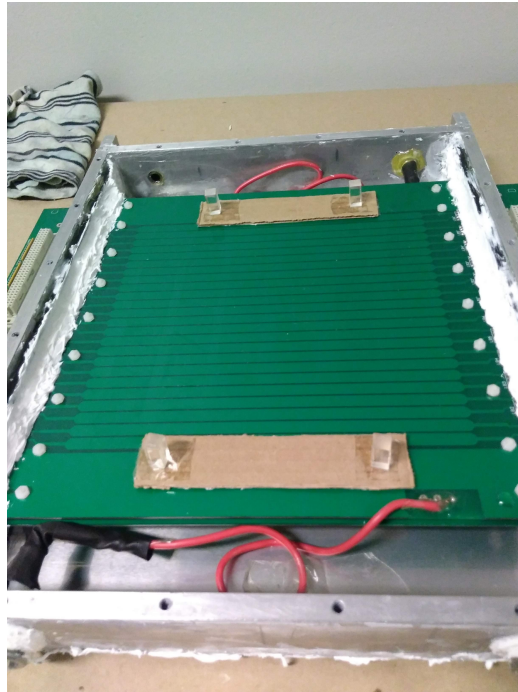


Figura 2.9: Una vista interior del MRPC, se agregan postes adicionales a las PCB para soporte del arreglo del área activa, nótese el sellador blanco para evitar fugas en los orificios de la caja de aluminio.

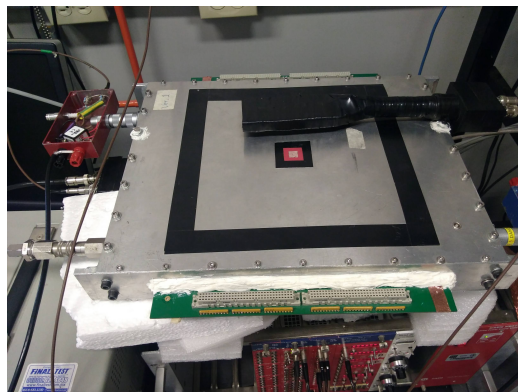


Figura 2.10: Vista superior del MRPC, se delimita con cinta negra en la caja de aluminio el área activa del detector, a los costados se observan las cajas de conexiones y las conexiones de las mangueras para el gas.

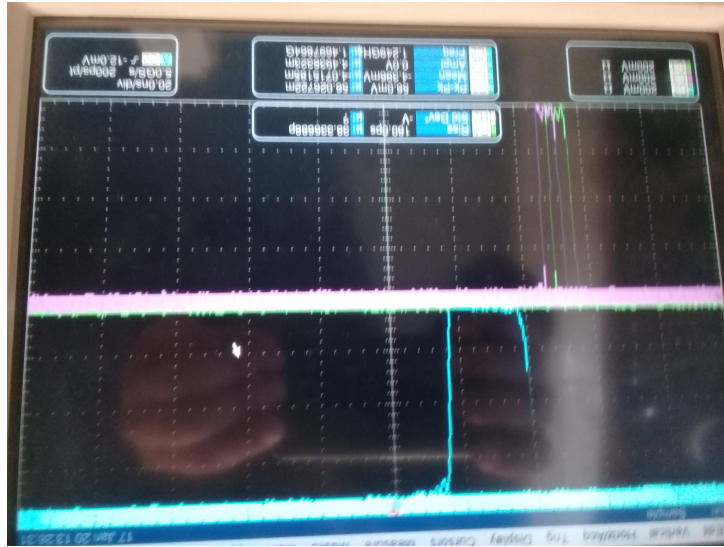


Figura 2.11: Pulsos obtenidos por la conversión a señal NIM, en morado y verde las señales individuales de las paletas centelladoras y en azul la señal obtenida de la unidad 3-Fold Logic de coincidencia.

conectada mediante cables LEMO a un módulo de ocho canales CFD el cual permite convertir la señal del fotomultiplicador a una señal tipo NIM la cual es un pulso cuadrado como se muestra en la Figura [2.11], de duración ajustable, posteriormente la señal de ambas paletas centelladoras sería leída por una unidad 3-Fold Logic que, mediante una compuerta AND, emite una señal NIM cuando se registra una coincidencia entre las paletas en una ventana de tiempo fija, el número de señales NIM emitidas por la 3-Fold Logic fueron contadas y registradas con la ayuda de un contador con temporizador.

Usando los módulos de procesamiento de señal descritos y con el arreglo de recolección de datos descrito por la Figura [2.12], se tomaron el número de señales NIM  $n$  contadas por el módulo contador en un lapso de 15 minutos para distintos voltajes en las paletas centelladoras, aplicando desde 700 a 900 V en los tubos fotomultiplicadores aumentando el voltaje en 25 V cada vez en ambas paletas. Se repitió este procedimiento para tres valores del voltaje umbral del módulo 8CH CFD, los cuales son 10, 20 y 30 mV, así, cualquier señal con amplitud menor a estos valores sería excluida, asumiendo que el conteo de las coincidencias sigue una distribución de Poisson, el error estadístico asociado a la medición es de  $\sqrt{n}$ .

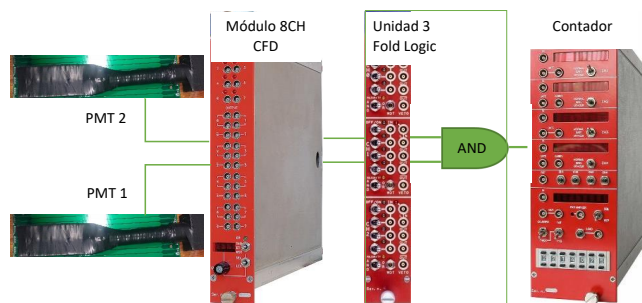


Figura 2.12: Sistema de adquisición de datos para las pruebas de las paletas centelleadoras con los módulos de procesamiento de señal utilizados.

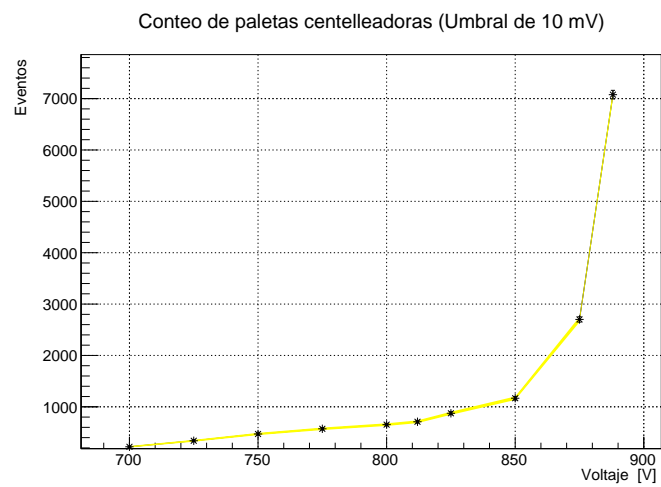


Figura 2.13: Conteos de coincidencia como función del voltaje para un valor umbral de 10 mV.

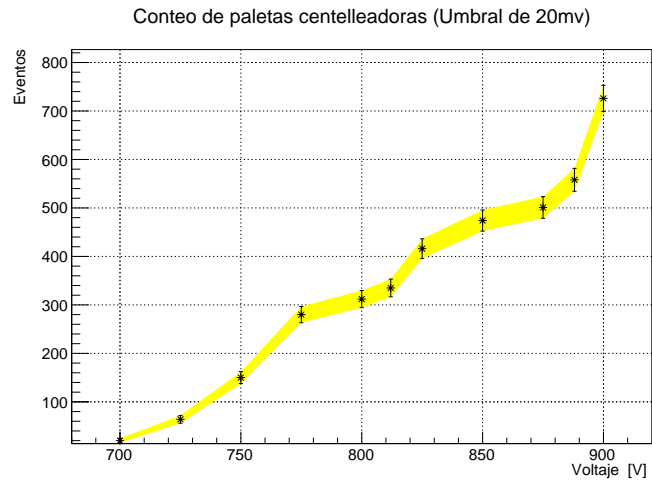


Figura 2.14: Conteos de coincidencia como función del voltaje para un valor umbral de 20 mV.

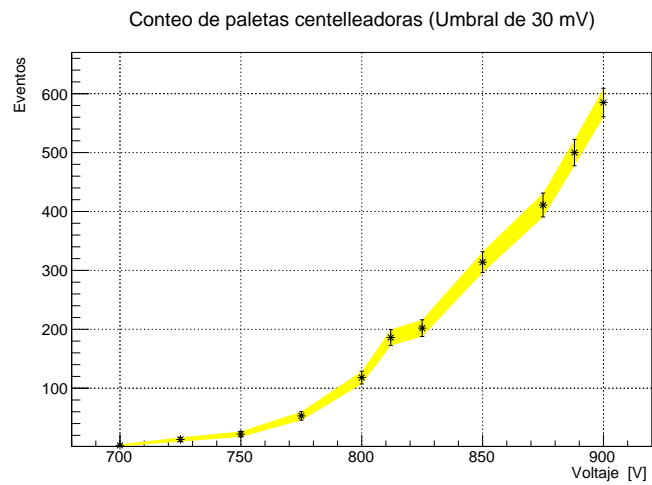


Figura 2.15: Conteos de coincidencia como función del voltaje para un valor umbral de 30 mV.



En todos los casos fueron añadidos puntos de interés para los conteos de coincidencias, en general se observa un comportamiento similar de crecimiento exponencial de los conteos al aumentar el voltaje entre los 700 y 800 V de operación. El crecimiento sigue siendo exponencial para valores más altos para cuando se selecciona un umbral de 10 mV y de 30 mV, es posible observar que el número de conteos es incluso un orden de magnitud superior al de 30 mV, lo cual se esperaba puesto que con un valor tan bajo de discriminación no es posible discernir entre el ruido de los exteriores y la señal emitida por el paso de una partícula, algo que anula el voltaje umbral de 30 mV.

No obstante, los resultados sugieren que con el voltaje de 10 mV algunos eventos producidos por el paso de partículas (efectivos) son discriminados, esto puede verificarse al observar la región de 825 a 887.5 V en las paletas donde se aprecia un crecimiento lineal del número de conteos, así como la región de 750 a 800 V, lo cual muestra que una selección de 20 mV en el voltaje umbral eliminará falsos positivos de detección discriminando los menores eventos efectivos posibles. Es importante señalar que parece que el número de conteos entre escoger un umbral de 20 mV y uno de 30 mV es muy similar, se atribuye esto debido a que las mediciones se hicieron en dos días diferentes, teniendo condiciones diferentes entre una medición y otra. Finalmente, se escoge el voltaje siguiente al límite superior de la última región lineal de conteos como función del voltaje, esto para tener la mejor estadística posible al tomar mediciones de la MRPC.

Se usará un voltaje de operación de 900 V en las paletas centelladoras con un voltaje umbral para la señal NIM de 20 mV como condiciones de uso de las paletas.

### 2.3.2. Eficiencia del MRPC

Una vez determinadas las condiciones de operación de las paletas centelladoras la cámara MRPC fue usada para hacer una caracterización. En primer lugar, se debe dejar llenar la cámara con la mezcla de Freón 134-a y SF<sub>6</sub> por una o dos horas, a modo de que su interior tenga lo menos posible de aire, la mezcla de gases se consigue con la ayuda de una mezcladora dis-

ponible en el laboratorio. Desafortunadamente, los controles de suministro estaban descompuestos por lo que no fue posible ajustar los niveles de gas con precisión, gracias al conteo de burbujas manual que permite el panel frontal de la mezcladora fue posible hacer una estimación, la frecuencia de gas freón necesario es de cinco burbujas por segundo contra una cada dos segundos del SF<sub>6</sub>.

Para aprovechar las propiedades de resolución temporal de la MRPC, fue diseñada por CERN la tarjeta NINO ASIC, la tarjeta consta de tres chips NINO que, a grandes rasgos, son convertidores de corriente a voltaje, cada uno discrimina, amplifica y regula las señales que recibe para ocho canales independientes en tiempos máximos de 100 nanosegundos. La tarjeta consta de salidas LEMO para una compuerta lógica ajustable a los modos AND u OR dependiendo del uso de los canales, además de una salida ECL que permite la lectura de los canales individuales.

Una vez que la cámara fue llenada con la mezcla de gases, se conectaron las terminales de alto voltaje alimentando los convertidores para el electrodo positivo y negativo con una fuente de poder de corriente directa. El voltaje proporcionado por los convertidores pudo leerse mediante un divisor de voltaje y conectando esta terminal a un multímetro, ajustando la fuente de voltaje para obtener el alto voltaje deseado. La tarjeta NINO ASIC fue alimentada por una fuente de voltaje independiente, es necesario conectar la tarjeta a 2.5 V y supervisar que la corriente que consume no exceda los 0.38 A para evitar una sobrecarga y posible daño de la misma.

Debido a que el área activa del detector (superficie de los vidrios) no alcanza a cubrir todos los canales de la PCB, solo 16 canales de estas fueron utilizados (los 16 canales que intersecaban el área activa ubicados en el centro) y para hacer coincidir la salida diferencial de los canales de la tarjeta NINO con el módulo ECL-NIM fue diseñada en el laboratorio una tarjeta la cual, mediante cable plano, se usaba para conectar la tarjeta NINO con el módulo, dicha tarjeta se muestra en la Figura [2.16].

Luego de verificar el correcto funcionamiento del MRPC usando los módulos CH8-CFD, 3-Fold Logic Unit y un osciloscopio mediante las conexiones LEMO se procedió a hacer la caracterización del detector. Para ello se usó también el módulo Time Digital Converter (TDC) el cual registra la diferen-

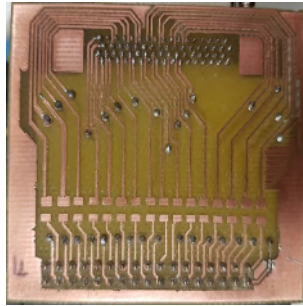


Figura 2.16: Tarjeta diseñada en el laboratorio para conectar los canales activos del MRPC al módulo ECL-NIM y aterrizar el resto.

cia de tiempo entre una señal de disparo (Trigger) y la señal de interés (en este caso, la de los canales MRPC). La Figura [2.17] muestra un esquemático del diagrama de conexiones necesarias para la caracterización, así como la posición en la cual se colocaron las paletas centelladoras para utilizarlas como señal de disparo, adicionalmente, si se desea monitorear en todo momento la señal de salida que está siendo enviada al TDC, es posible conectar una de las salidas del módulo ECL-NIM al osciloscopio, al igual que conectar la salida del módulo 3-Fold Logic Unit al osciloscopio para visualizar la señal de disparo.

Como se indica en el diagrama, el módulo TDC puede ser conectado mediante un puerto USB a una computadora la cual recibirá todas las mediciones de las señales que recibió el TDC a través de un archivo de texto, en él se discriminaron las mediciones para cada canal. En principio, como el área activa de las paletas centelladoras no cubre el área activa del MRPC, la posición de las paletas centelladoras es importante puesto que los canales que coincidan con el área activa de las paletas contribuirán más con el conteo que aquellos que no. Serán los canales en los que se induzca la señal producida por la avalancha de carga por los que pase la partícula que ha penetrado ambas paletas centelladoras.

Solo es posible mediante el módulo TDC leer ocho canales de los 16 activos del MRPC a la vez, a pesar de esto, se realizó una prueba de 30 minutos con el detector funcionando a 12 kV (6 kV en el ánodo y -6 kV en el cátodo respecto a tierra) el cual mostró ser un voltaje apropiado de operación en pruebas anteriores, pero cambiando las paletas de posición respecto al

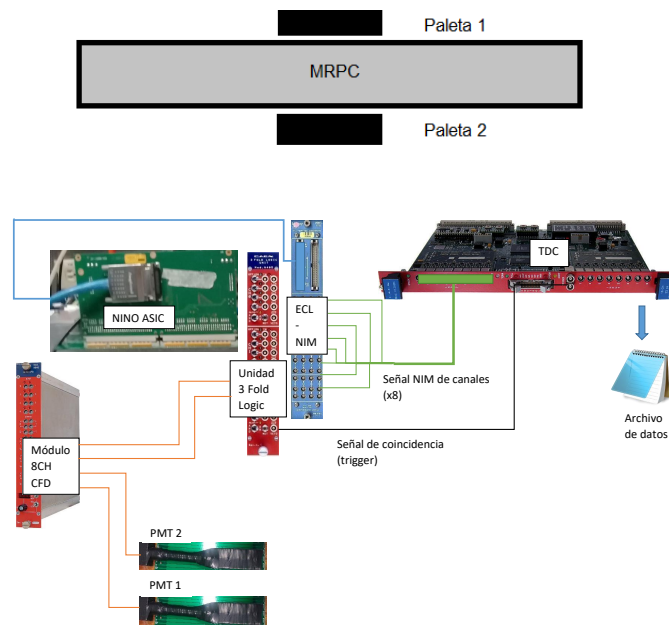


Figura 2.17: Arriba se muestra una representación de la posición de las paletas centelleadoras para usarlas como señal de disparo, abajo, un diagrama con las conexiones requeridas para hacer la caracterización del MRPC.

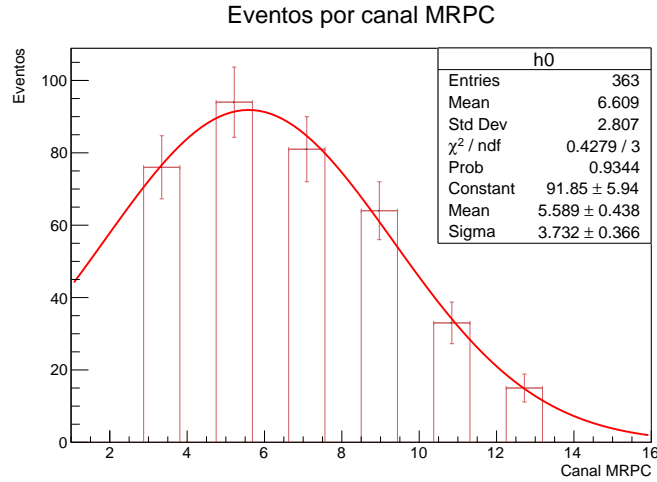


Figura 2.18: Conteos por canal del MRPC con las paletas centelladoras en el costado derecho del área activa.

MRPC. La Figura [2.18] muestra los conteos en canales impares del detector con las paletas en el costado derecho y la Figura [2.19] en el costado izquierdo con el tubo fotomultiplicador orientado perpendicular a las tiras de detección. Aquí se observa simplemente un cambio en la posición del máximo de conteos con respecto a la posición de las paletas. El ajuste gaussiano realizado en ambas gráficas sirve para que se pueda localizar el canal con más conteos. Se asume que en cada canal los conteos siguen una distribución de Poisson, tomando su desviación estándar como incertidumbre estadística.

En resumen, la posición y orientación de las paletas centelladoras resulta fundamental en los resultados obtenidos, para evitar en la medida de lo posible la detección de señales en los canales adyacentes al máximo, las paletas centelladoras fueron orientadas con el PMT paralelo a las tiras de detección. Se realizaron conteos de coincidencia entre el MRPC y las paletas y el número de señales de disparo registradas para voltajes de operación de 9.5 kV hasta 14.5 kV en intervalos de 0.5 kV, con  $n$  el conteo de coincidencias entre MRPC y las paletas y  $N$  el número de señales de disparo (coincidencias entre las paletas) la eficiencia  $\epsilon$  es la razón entre estas dos cantidades.

Nuevamente asumiendo que las coincidencias siguen una distribución de Poisson, se usa propagación de incertidumbres en  $\epsilon$  respecto a  $n$  y a

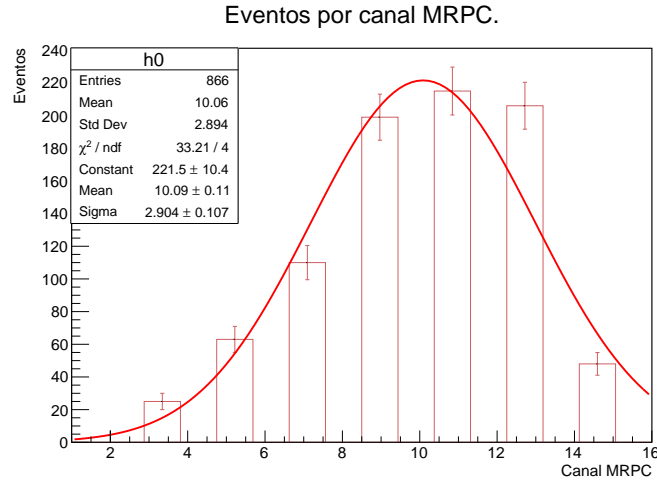


Figura 2.19: Conteos por canal del MRPC con las paletas centelladoras en el costado izquierdo del área activa.

$N$  para calcular su incertidumbre estadística. Como se había señalado con anterioridad, solo ocho canales del MRPC pueden medirse a la vez con el módulo TDC, así que fue necesario hacer dos mediciones para cada voltaje y así obtener la información de todos los canales. Con las paletas en el centro del MRPC, lo que se hizo fue escalar el número de eventos por canal en el MRPC al mayor número de señales de disparo registradas entre las dos mediciones. Se tomó primero la medición para canales pares y luego los impares y ambas mediciones fueron reunidas mediante el escalamiento, de esta manera, se tomaría  $n$  como el número máximo de conteos en un canal para cada voltaje aplicado.

Como muestra la Figura [2.20], la curva de eficiencia reproduce el comportamiento de un detector gaseoso, aumentando la eficiencia exponencialmente hasta un valor en el que permanece constante por un determinado rango. Mayores voltajes fueron omitidos para evitar daño en el detector o los convertidores de alto voltaje (además que estos sólo permiten una salida de hasta 10 kV), la gráfica también permite apreciar el voltaje óptimo de operación, el cual se encuentra entre 12.5 y 14.5 kV donde la eficiencia es casi 1 (100%). Normalmente se operará el MRPC entre 12.5 kV y 13 kV para mantener un funcionamiento seguro del mismo. Por último, se hace notar que la incertidumbre estadística hace posible tener eficiencias superiores al

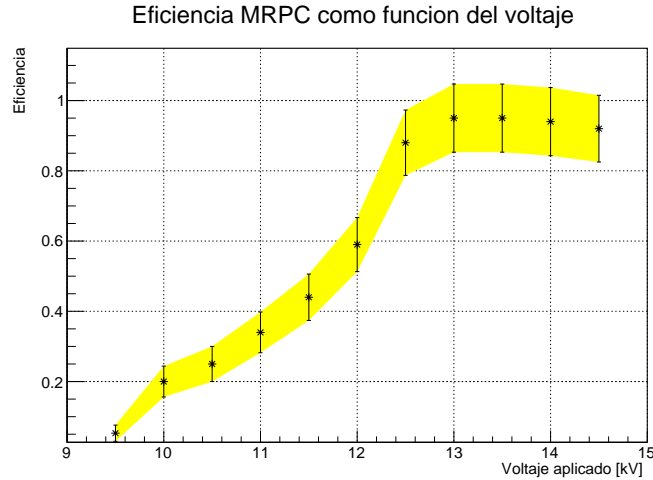


Figura 2.20: Curva de eficiencia como función del voltaje aplicado entre electrodos.

100%, se atribuye esto a un bajo número de datos los cuales se ilustran en el Cuadro [2.1] con los cuales se calculó la eficiencia, una posible solución a este problema sería hacer mediciones más prolongadas como una hora por medición.

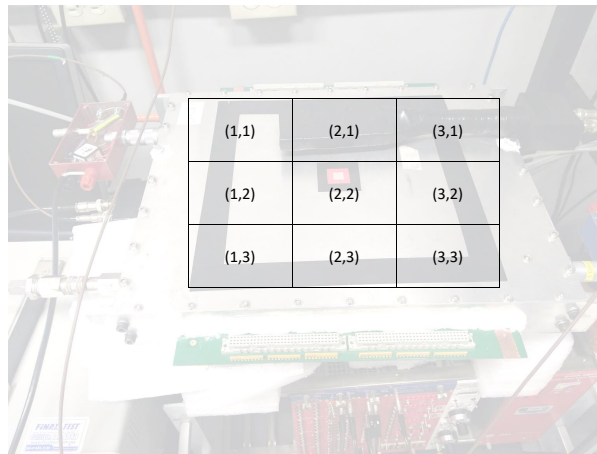
### 2.3.3. Homogeneidad del MRPC

Una ventaja de usar paletas centelladoras pequeñas es que se pueden usar para hacer una inspección del buen funcionamiento del MRPC por secciones, esto quiere decir si el detector es igual de eficiente por toda el área activa, simplemente se tomaron mediciones de la eficiencia ubicando las paletas centelladoras en las posiciones  $(x, y)$  que muestra la Figura [2.21].

Se comprobó si había efectos de borde en el área activa del MRPC, es decir, si el campo eléctrico entre los electrodos de grafito podía verse reducido a causa de la no homogeneidad del mismo en los extremos de las placas. Lamentablemente, solo se pudieron obtener datos para esto de los puntos (2,1), (2,2), (2,3), (1,2) y (3,2) poniendo las paletas centelladoras paralelas a los strips de las PCB encima y debajo del MRPC en la zona marcada. Se calculó la eficiencia usando el procedimiento detallado en la subsección

Voltaje aplicado [kV]	Eventos (MRPC+paletas) $n$	Disparos $N$
9.5	14	264
10	55	272
10.5	62	247
11	95	275
11.5	121	270
12	159	263
12.5	213	242
13	217	227
13.5	252	265
14	253	267
14.5	255	271

Cuadro 2.1: Datos para el cálculo de la eficiencia del MRPC.

Figura 2.21: Posiciones  $(x, y)$  sobre el área activa del MRPC en las cuales se ubicaban las paletas centelladoras.



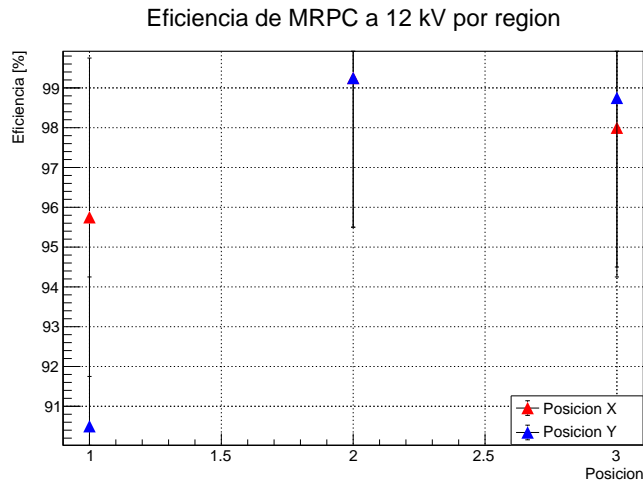


Figura 2.22: Eficiencia del MRPC por región usando el voltaje óptimo de operación.

anterior, los resultados se muestran en la Figura [2.22].

Como se esperaba, los efectos de borde en el MRPC no se observan en la zona central del área activa donde se obtuvo una eficiencia del 99 %. Esto debido a que es la zona donde el campo eléctrico creado por la diferencia de potencial es uniforme y constante en comparación con las zonas exteriores, donde el campo puede ser afectado por las fronteras de la aplicación del voltaje. Además, puede observarse una baja eficiencia de detección en la parte derecha ( $x = 3$ ), esto puede deberse a que la salida del gas se encuentra en la parte derecha del detector, lo cual podría hacer una diferencia en la presencia del gas dentro del dispositivo.

Finalmente, se observa que la eficiencia en la parte trasera del detector ( $y = 1$ ) es relativamente baja respecto al resto del área activa, esto está relacionado a la homogeneidad en la aplicación de la pintura de grafito en el MRPC, la cual es importante para asegurar que el campo eléctrico aplicado es uniforme entre las placas. Sin embargo, la eficiencia sigue siendo superior al 90 % en el área activa del detector, lo cual indica una buena operación del mismo siempre y cuando se use el voltaje óptimo.

Es importante recalcar que el detector también es sensible a condiciones climatológicas puesto que la temperatura y presión tienen un impacto en la

mezcla de gases utilizada. Otros factores como la proporción de Freón 134-a y SF<sub>6</sub> utilizada han mostrado ser factores importantes a considerar en la operación del detector, se menciona esta última puesto que la proporción como se indicó en la sección 2.3.2, la mezcladora de gases no funcionaba adecuadamente así que debía tomarse la proporción entre gases como la proporción entre el conteo de burbujas entre un gas y otro. Estos factores hacen importante que las mediciones que se hagan para el detector sean en un mismo día, además de hacer una comprobación previa de las condiciones del mismo antes de su uso.

## 2.4. Operación del detector

Como se ha discutido previamente, el detector MRPC es muy útil para identificar eventos en un corto periodo de tiempo, es por esto que se ha usado esta tecnología para la identificación de partículas mediante tiempo de vuelo. Una prueba deseada para explotar al máximo el uso del detector MRPC es que, debido a que el detector cuenta con dos PCB, la señal inducida por una avalancha primaria puede observarse en las bandas de detección de ambas PCB como si fueran independientes. De esta manera puede no solo conocerse una sola coordenada de la ubicación del evento (mediante la lectura del canal donde se observó) si no que, además, puede conocerse aproximadamente la posición donde se originó la avalancha dentro del detector.

Si se supone que la partícula incidente comienza una avalancha en el punto indicado en la Figura [2.23] cuando viaja a una velocidad aproximadamente la velocidad de la luz, la avalancha induce una señal que es detectada al tiempo  $t_0$  en una tarjeta NINO y  $t_1$  en la otra, para esto, la señal ha tenido que recorrer una distancia  $x_0$  para llegar a la tarjeta que se encuentra en un extremo y  $x_1$  a la otra. Si se asume también que la velocidad de propagación  $v$  de la señal es la misma en ambas PCB y además despreciable respecto a la velocidad de la partícula primaria, es posible aproximar la corriente inducida en ambas PCB como partículas de velocidad  $v$  constante que viajan del punto donde se originó la avalancha a cada tarjeta NINO, como su velocidad es la misma se obtiene:

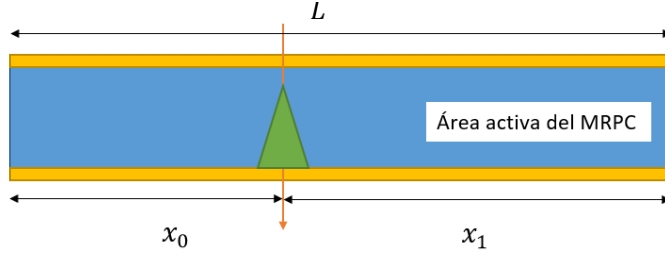


Figura 2.23: Representación del paso de una partícula primaria (flecha roja) que induce una avalancha de carga (verde) en la posición  $x_0$

$$v \approx \frac{x_0}{t_0} = \frac{x_1}{t_1} \quad (2.8)$$

Dado que las tarjetas NINO están separadas por un strip de largo  $L$  y existe una diferencia de tiempo  $\Delta t$  entre ambos instantes de detección, entonces  $t_1 = t_0 + \Delta t$  y  $x_1 = L - x_0$ , de esta manera:

$$\frac{x_0}{t_0} = \frac{L - x_0}{t_0 + \Delta t} \quad (2.9)$$

Despejando a  $x_0$  se obtiene la posición de origen de la avalancha:

$$x_0 = \frac{Lt_0}{2t_0 + \Delta t} \quad (2.10)$$

Desde que la velocidad de la partícula primaria es cercana a la velocidad de la luz, el tiempo  $t_0$  podría ser aproximado como el tiempo que tarda entre la detección de la partícula mediante algún dispositivo de disparo y la detección de la señal inducida en la tarjeta sin diferencia de tiempo (desde la cual se mide  $x_0$ ). Con esta información, la búsqueda se centraría en determinar  $\Delta t$ , para lo cual fue necesario ahora conectar dos tarjetas NINO al MRPC e intercalar sus canales al TDC (nótese que en esta ocasión solo se tendrían cuatro canales por PCB disponibles).

Las paletas centelladoras que sirven como disparo serían colocadas en la zona central para ubicar los canales que serían utilizados de cada PCB y una vez con el archivo generado por el TDC los canales que estuvieran directamente uno encima del otro en las PCB se obtendría la diferencia entre sus

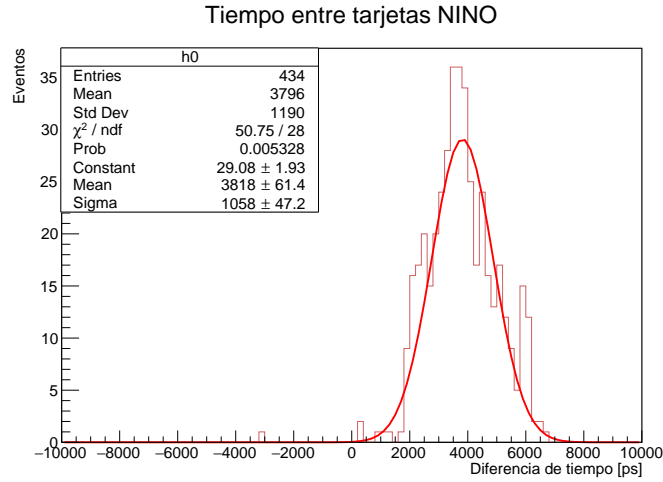


Figura 2.24: Distribución de la diferencia de tiempos de detección de la señal inducida  $\Delta t$  entre las tarjetas NINO.

tiempos medidos por el TDC respecto a la señal de disparo. Para garantizar unicidad de los eventos la MRPC fue operada a 10 kV y la medición se tomó durante dos horas a fin de tener datos suficientes, la Figura [2.24] ilustra los resultados obtenidos.

El ajuste gaussiano de la distribución se realiza para determinar el valor de  $\Delta t$  mediante el promedio del ajuste mientras que su desviación estándar es un parámetro que está relacionado con el tamaño promedio de la avalancha, se observa un valor para  $\Delta t = 3,818 \pm 0,064$  ns. Se espera que estas mediciones puedan ser retomadas en un futuro para obtener resultados sobre la posición de la avalancha y de esta manera señalar si es viable realizar mapeos de las zonas de impacto de muones atmosféricos mediante este método.

# Capítulo 3

## Simulaciones

### 3.1. Características del software Geant4

El kit de simulación Geant4 es un programa basado en el lenguaje C++ que permite la simulación de propagación de partículas a través de la materia, a pesar de ser un programa complejo en su totalidad, sólo es necesario entender una pequeña parte de él para comenzar a desarrollar aplicaciones que simulen un contexto en específico.

Al estar desarrollado en C++, Geant4 hereda muchas de las características de este lenguaje, la estructura del programa principal `main()` consta de bloques de procesos que dependen de acuerdo a los objetivos de la simulación, es por eso que el usuario debe modificar este código para que se ajuste a sus necesidades, en esta sección se discutirá a grandes rasgos cómo funciona una aplicación.

El programa principal contiene las instrucciones que deben implementarse para llevar a cabo una simulación, en gran parte esto es llevado a cabo mediante la clase `G4RunManager`, este objeto es el encargado de controlar el flujo del programa, así como los ciclos de eventos que se desarrollen en la aplicación, una vez creado, debe ser proporcionado de toda la información necesaria para que se desarrolle la simulación, esto incluye:

- La geometría del detector
- Los procesos físicos y partículas involucradas en la aplicación
- Cómo deben producirse las partículas primarias
- Cualquier información adicional necesaria para la simulación

Un programa básico cubre los tres primeros puntos de la lista anterior mediante las clases `DetectorConstruction`, `PhysicsList` y `ActionInitialization` respectivamente.

Una vez creados estos elementos, es posible operar el programa de simulación mediante distintos métodos, se puede indicar al `RunManager` los comandos que se aplicarán directamente en el código C++, por ejemplo:

```
runManager->Initialize();  
int numberOfEvent = 3;  
runManager->BeamOn(numberOfEvent);
```

Esto indicará al programa de simulación inicializar las clases de acción de usuario `G4VUserAction`, con lo que la información necesaria para comenzar la aplicación será recuperada, el comando `BeamOn(numberOfEvent)` dará inicio al número de eventos que se le indique en su argumento, el Apéndice A detalla el funcionamiento de la clase `G4RunManager`.

La Figura [3.1] muestra un diagrama que resume las clases involucradas en producir una colección de eventos junto con su jerarquía, las clases globales se usan por programas externos de compatibilidad (en caso de que se enlacen otros programas a la interfaz de Geant4) así como por el mismo Geant4 para definir sistemas de unidades, materiales y objetos necesarios. Una vez con los materiales definidos, es posible ahora definir la geometría del detector, las partículas que se usen en la simulación requerirán de la información de los materiales para dar paso al programa a crear su trayectoria. Además, si se cuenta con un repositorio de gráficos compatible con Geant4 es posible desde el repositorio definir la geometría, esto tendría utilidad si por ejemplo la geometría del detector fuera muy compleja.

La trayectoria de la partícula contendrá las limitaciones de paso correspondientes a los procesos físicos que se hayan involucrado en la simulación, así como los puntos de interacción (llamados *hits* en el programa) en los cuales se haya declarado al volumen que lo contenga como detector sensible mediante la clase `G4VSensitiveDetector`. La partícula es rastreada con los puntos de interacción y los procesos hasta que se desintegra o ya no esté contenida dentro de la geometría del detector.

Finalmente, la información es guardada como un evento y una vez concluida la corrida de eventos del `G4RunManager`, la visualización y persistencia de los eventos registrados, así como la lectura de la información recabada se almacenan y la aplicación finaliza.

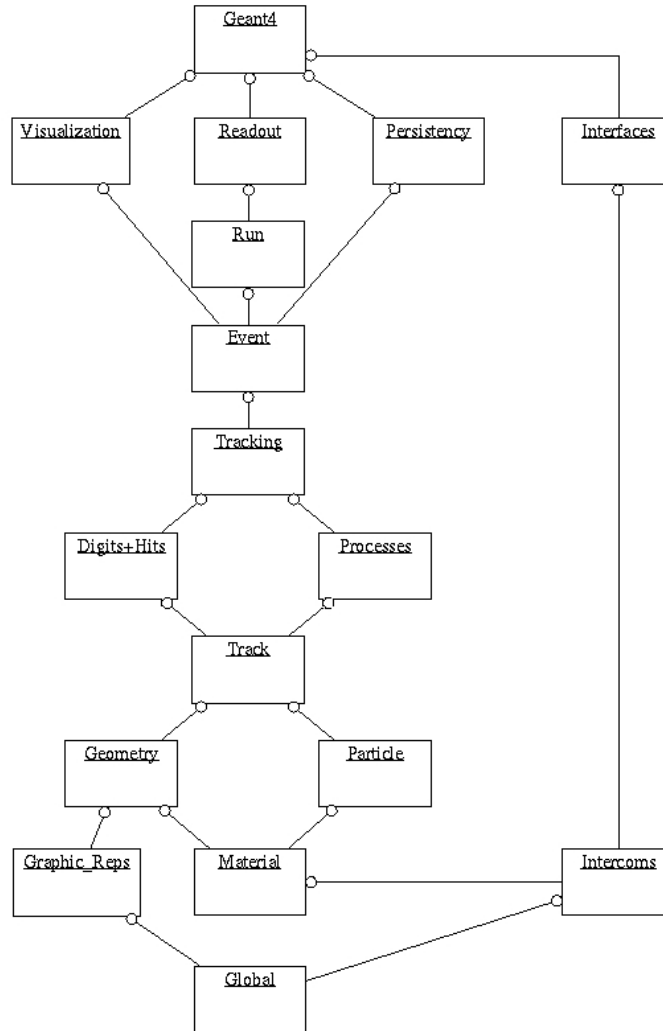


Figura 3.1: Esquemático de los módulos que componen una simulación de eventos en Geant4. Extraído de la Referencia [28].

## 3.2. Simulación para el pico de Bragg

Para validar los resultados que se obtuvieran con la simulación del detector se reprodujo la curva de Bragg de algunas partículas, cuando una



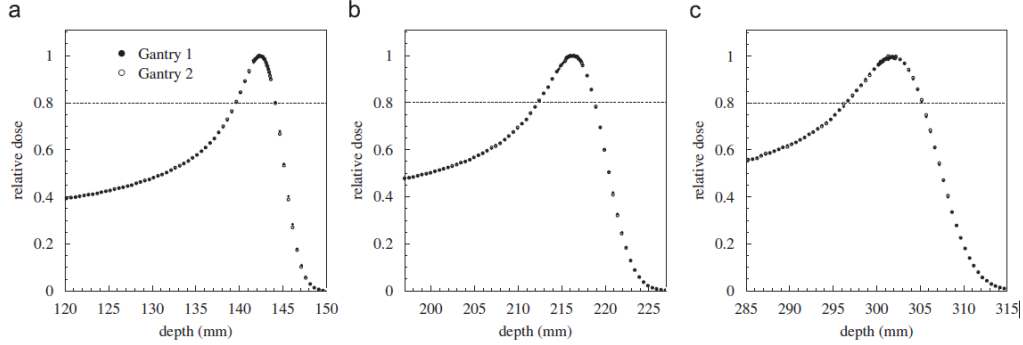


Figura 3.2: Curva de Bragg obtenida experimentalmente para un haz de protones de (a) 150 MeV, (b) 190 MeV y (c) 230 MeV en agua. Extraído de la Referencia [29].

partícula atraviesa un material, pierde energía dependiendo del poder de frenado del material por el que la partícula atraviesa de acuerdo con la fórmula de Bethe-Bloch <sup>1</sup>.

Para bajas energías en el regimen de Bethe-Bloch ( $0,1 < \beta\gamma < 1000$ ) puede verse que  $-\langle \frac{dE}{dx} \rangle \propto \frac{1}{\beta^2}$ , de manera que la pérdida de energía incrementa a medida que la partícula pierde energía (o rapidez), hasta que se llega a un máximo de pérdida de energía y la fórmula de Bethe-Bloch deja de ser válida.

En la Figura [3.2] se puede apreciar el porcentaje de energía depositada (dosis) como función de la profundidad penetrada por un haz de protones de diferentes energías en agua, se puede distinguir el pico de Bragg a distintas profundidades dependiendo de la energía inicial de la partícula. Es importante destacar que el pico de Bragg aparece a mayor profundidad y se reduce con el aumento de energía inicial, observaciones que buscarán reproducirse con la simulación.

El kit de simulación Monte Carlo de Geant4 provee distintos programas ejemplo que pueden utilizarse para reproducir estos resultados o ser modificados para distintos fines, para este caso, uno de los ejemplos fue alterado para hacer el estudio de las curvas de Bragg, y en el proceso, aprender sobre los ajustes necesarios al programa para analizar los resultados eficientemente.

<sup>1</sup>La Ecuación (1.4) pone el poder de frenado en función de la rapidez de la partícula incidente como:  $-\langle \frac{dE}{dx} \rangle = K \rho z^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left( \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right)$

La aplicación seleccionada para su modificación se encuentra en `/geant4_10_06/examples/basic/exampleB4d` la cual consta de un calorímetro con múltiples capas de distintos materiales, se modificó el programa a modo de tener un cubo de agua de un metro por lado, en el cual fuera posible seguir a la partícula lo cual se logró al declarar este volumen como un detector, adicionalmente, el paquete de procesos físicos fue cambiado por la librería `G4EmStandardPhysics_option3` que incluye una limitación en el tamaño de recorrido de la partícula, esta librería es recomendada para su uso en reproducción de modelos de ionización.

Con la aplicación terminada, se hizo incidir 10000 protones en una de las caras del cubo de agua propagándose en una sola dirección, sus trayectorias fueron registradas y para cada uno se calculó  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$  para cada paso  $i \in \{0, 1, 2, \dots, N\}$  en la trayectoria como:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_i = \frac{T_i - T_{i-1}}{x_i - x_{i-1}}, \quad i \in \{1, 2, \dots, N\} \quad (3.1)$$

Donde  $T_i$  es la energía cinética de la partícula en el paso  $i$ -ésimo y  $x_i$  la distancia recorrida, claramente  $\langle \frac{dE}{dx} \rangle_0 = 0$ , finalmente, se seleccionaron intervalos de 2mm de espesor en la profundidad para tomar el promedio y desviación estándar del poder de frenado de los puntos dentro del intervalo. Este procedimiento se realizó para protones con 160, 180, 200 y 220 MeV de energía cinética inicial, como puede verse en la Figura [3.3], el pico de Bragg se observa a mayor profundidad con una energía inicial mayor, y se reduce de tamaño tal como se esperaba a partir de la información que se reporta en la Figura [3.2], incluso, las energías intermedias de 160 y 180 MeV son congruentes con los resultados para 150 y 190 MeV.

Luego, usando el comando `gun/particle` fue posible replicar los resultados para fotones de 21 MeV y cationes de carbono de 3 GeV y ver que la partícula en efecto fuera cambiada. Como se observa, hay un comportamiento diferente entre protones y fotones con lo que se confirma el cambio de partícula, además, se aprecia una pérdida de energía grande apenas entrado el fotón al material, lo que indica que capas delgadas de algún material son suficientes para detener fotones altamente energéticos, como se esperaba de las observaciones experimentales [15]. La simulación del carbono mostró resultados similares a la del protón tratándose de una partícula cargada,

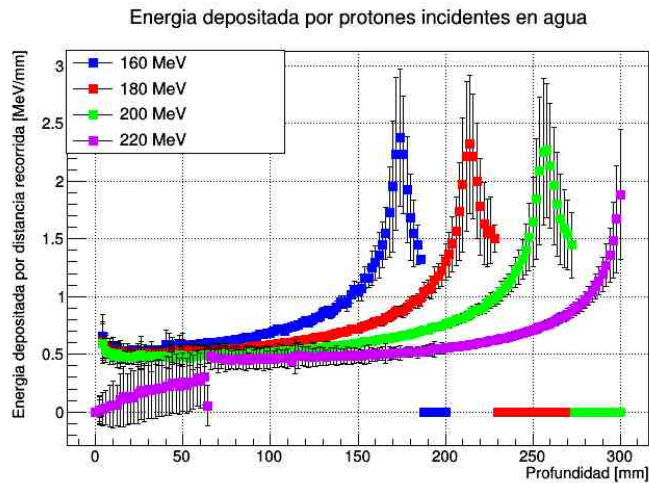


Figura 3.3: Curvas de Bragg ( $\langle -dE/dx \rangle$  vs profundidad) para protones de 160, 180, 200 y 220 MeV.

simplemente la pérdida de energía es mucho mayor cuando se alcanza el pico de Bragg, un resultado esperado dado que el catión es aproximadamente 12 veces más pesado que el protón.

Como puede ser visto con los resultados obtenidos, la ventaja de utilizar partículas cargadas en general contra fotones (rayos X, por ejemplo) reside en el pico de Bragg. Basta ajustar la energía de las partículas incidentes para cambiar la posición de la pérdida máxima de energía, es preciso notar que antes de la región del pico de Bragg la pérdida de energía es pequeña mientras que posteriormente es casi nula, lo que se traduce en la preservación de tejidos aledaños en el contexto de la radioterapia.

Se puede lograr ampliar el intervalo en el cual la pérdida de energía del haz de partículas es máxima si se superponen partículas con diferentes energías además de conseguir una dosis mayor en una determinada región al utilizar partículas más pesadas, como sustituir los protones por iones de carbono, por ejemplo. Es posible concluir con estas observaciones que el programa Geant4 reproduce resultados conocidos, por lo cual queda validado.

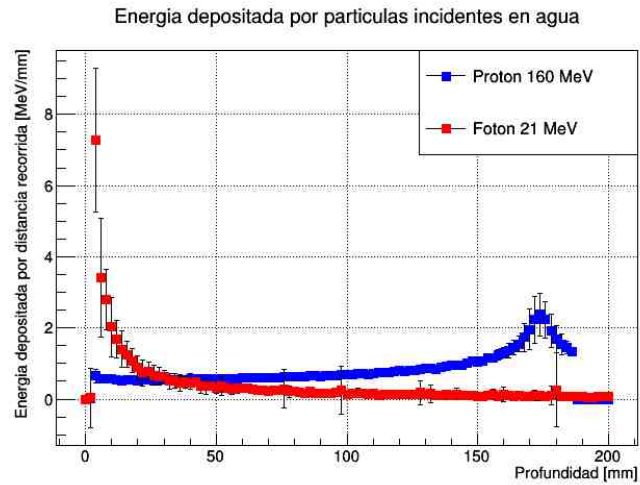


Figura 3.4: Poder de frenado para fotones de 21 MeV en agua, se muestra uno de los resultados de protones para comparar.

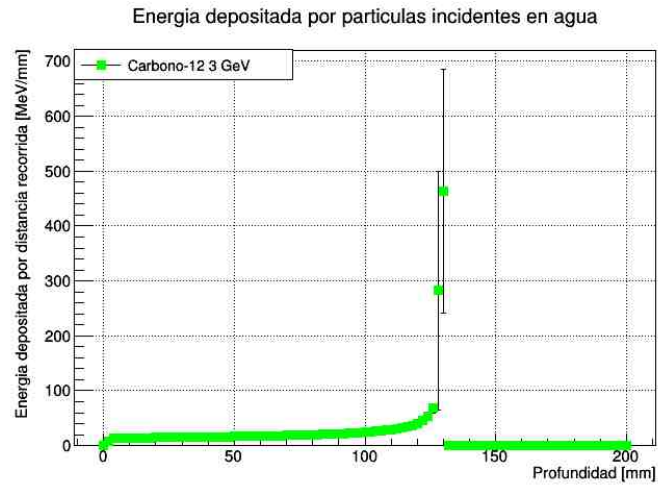


Figura 3.5: Poder de frenado para iones  $^{12}\text{C}^+$  de 4 GeV en agua.

### 3.3. Elementos del programa de simulación del MRPC

Una vez con los resultados de la simulación del pico de Bragg, el programa B4d utilizado fue modificado para reproducir en la medida de lo posible la configuración presente en el laboratorio del MRPC. Los materiales, la geometría, la lista de procesos físicos y la salida de datos fueron modificados del programa B4d para replicar el MRPC y obtener la información de los eventos.

#### 3.3.1. Materiales

Directamente en la clase `DetectorConstruction` del programa se incluyeron los materiales necesarios para el detector, uno de los métodos para esto fue declarar los elementos de cada molécula, después se declaran las moléculas (sin considerar arreglos geométricos <sup>2</sup>) al agregar el número de átomos correspondientes a los elementos deseados y la densidad del compuesto, por ejemplo:

```
a = 1.01*g/mole;
G4Element* elH = new G4Element(name="Hydrogen",symbol="H" , z= 1., a);
a = 16.00*g/mole;
G4Element* elO = new G4Element(name="Oxygen" ,symbol="O" , z= 8., a);
G4Material* H2O = new G4Material(name="Water",density,ncomponents=2);
H2O->AddElement(elH, natoms=2);
H2O->AddElement(elO, natoms=1);
```

A continuación, si se desea crear un material que sea una mezcla de varios compuestos es posible usar la clase `G4Material` también para crear dichas

---

<sup>2</sup>Esto quiere decir que isómeros son esencialmente la misma molécula para Geant4, por ejemplo, el 1-pentanol, 2-pentanol y 3-pentanol que son moléculas cuyo enlace con el grupo OH difiere de posición en la molécula no son distinguibles en el programa a menos que se especifiquen características diferentes de cada compuesto como su densidad, temperatura, presión, camino libre medio u otras.

mezclas, los argumentos de la función son los mismos solo que al material es necesario acoplarle los elementos o compuestos deseados con la fracción de masa correspondiente:

```
G4Material* Aerog = new G4Material(name="Aerogel", density,
ncomponents=3);
Aerog->AddMaterial(SiO2, fractionmass=62.5*perCent);
Aerog->AddMaterial(H2O , fractionmass=37.4*perCent);
Aerog->AddElement (elC , fractionmass= 0.1*perCent);
```

A manera de comentario, la clase `G4Material` puede definir materiales que no se encuentren en condiciones STP (Temperatura y Presión Estándar por sus siglas en inglés), añadiendo tres argumentos más a la función: estado (sólido, líquido, gaseoso), temperatura y presión. Por ejemplo:

```
G4Material* steam = new G4Material(name="Water steam", density,
ncomponents=1, kStateGas,temperature,pressure);
steam->AddMaterial(H2O, fractionmass=1.);
```

Los materiales definidos mediante este método carecen de ciertas propiedades, algunas son estimadas usando las clases de Geant4, pero la mayoría deben ser declaradas con cuanto menos una estimación. Una de estas propiedades es la energía requerida para crear un par electrón-ión, esto servirá más adelante para crear los electrones que originen la avalancha de carga dentro del detector mediante la clase `G4ElectronIonPair`. Para incluir esta cantidad en algún material ya definido se usa la función `SetMeanEnergyPerIonPair` de la siguiente forma:

```
if (0.0 == CO2->GetIonisation()->GetMeanEnergyPerIonPair())
{
CO2->GetIonisation()->SetMeanEnergyPerIonPair(wCO2);
}
```

El condicional `if` verifica en primer lugar que el material en cuestión no tenga esta energía previamente definida.

### 3.3. ELEMENTOS DEL PROGRAMA DE SIMULACIÓN DEL MRPC 67

Material	Densidad [mg/cm <sup>3</sup> ] [19]	Energía por par electrón-ión [eV]
CF <sub>4</sub>	3.93	54 [31]
CO <sub>2</sub>	1.92	33 [31]
95 % 134-a 5 % SF <sub>6</sub>	4.35	≈ 20 [25]
85 % 134-a 10 % CO <sub>2</sub> 5 % SF <sub>6</sub>	4.07	≈ 22.34 (calculado)
85 % 1234yf 10 % CO <sub>2</sub> 5 % SF <sub>6</sub>	4.72	≈ 30 (estimación)
Cartón Honeycomb	321	No aplicado

Cuadro 3.1: Propiedades de los materiales declarados para el MRPC.

Como fue discutido en la sección 1.5, resulta importante investigar ahora nuevas mezclas de gases cuyo impacto ecológico permita su uso en años posteriores y de esta manera seguir utilizando la tecnología del MRPC en distintos proyectos. Históricamente se ha usado el tetrafluoruro de carbono (CF<sub>4</sub>), el 1,1,1,2-Tetrafluoroetano (CF<sub>3</sub>CH<sub>2</sub>F, que resulta ser el freón 134-a) y actualmente se investiga el 2,3,3,3-Tetrafluoropropano (C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub> o refrigerante 1234yf) para operar el MRPC con algunas adiciones de hexafluoruro de azufre (SF<sub>6</sub>) y dióxido de carbono (CO<sub>2</sub>).

Serán las distintas mezclas de gases usadas para las cuales se defina la energía para un par electrón-ión, puesto que son estas en las cuales se desarrollará la avalancha. Es importante hacer notar que no se dispone a la fecha de datos suficientes sobre la energía promedio para crear un par electrón-ión debido a que resulta una cantidad difícil de medir experimentalmente. Muchos de los cálculos son solo aproximaciones de las cuales no se ha comprobado su fiabilidad, el Cuadro [3.3.1] resume la información de los materiales creados, se especifican también las fuentes de donde se extrajeron sus propiedades.

Para las mezclas de gases fue necesario calcular su densidad y su energía promedio por electrón-ión con base en su densidad  $\rho_i$ , energía  $w_i$  y concentración en masa  $\chi_i$ , en el caso de la energía para la mezcla de freón 134-a, CO<sub>2</sub> y SF<sub>6</sub> se usó la fórmula:

$$w = w_i + \frac{\chi_j}{\chi_j + \chi_i f_{ij}} (w_j - w_i)$$

Donde  $w_i$  es la energía por par electrón-ión de la mezcla usual de gases para el MRPC de freón 134-a y  $\text{SF}_6$ ,  $w_j$  la energía por par del  $\text{CO}_2$  y  $f_{ij}$  una constante adimensional. Esta constante varía entre mezcla y mezcla, pero para la mayoría de mezclas con  $\text{CO}_2$  ronda entre los valores de 1 y 2 por lo que, dado que la energía por par de la mezcla de gases del MRPC es en sí una estimación, se aproxima la constante como  $f_{ij} = 2$  [32].

Para las densidades el cálculo consiste en hacer un promedio de la densidad de cada gas usando su concentración como peso:

$$\rho = \sum_i \rho_i \chi_i$$

Donde la suma se hace sobre las componentes de las mezclas, otro método consiste en invocar la clase `G4NistManager` la cual contiene información de materiales obtenida del Instituto Nacional de Estándares y Tecnología (NIST, por sus siglas en inglés), esta clase extraerá el material al cual se hace referencia mediante su nombre y solo se debe declarar este material usando la función `FindOrBuildMaterial()` de esta clase como se muestra a continuación:

```
G4NistManager* man = G4NistManager::Instance();
G4Material* H2O = man->FindOrBuildMaterial("G4_WATER");
```

Por último, si se desea cambiar alguna propiedad de alguno de los materiales usados se puede hacer uso nuevamente de la clase `G4Material` para dicho fin. En la simulación todos los materiales utilizados en el detector se asumen en condiciones STP, lo cual resulta importante para los gases, puesto que su temperatura y presión modifican su comportamiento, a continuación, se enlistan las partes del detector junto con el material que se definió.

- Exterior: Vacío
- Caja: Aluminio



### 3.3. ELEMENTOS DEL PROGRAMA DE SIMULACIÓN DEL MRPC 69

- Interior: Gas (las mezclas con freón 134-a, el  $\text{CF}_4$ ,  $\text{CO}_2$  o la mezcla de refrigerante 1234-yf)
- Soporte mecánico: Cartón Honeycomb
- PCB: Vidrio (varias fuentes indican que la composición de las PCB puede variar, pero la mayoría usan como aislante fibra de vidrio, a manera de aproximación se usa vidrio para simular la PCB)
- Tiras de lectura: Cobre
- Película aislante: Mylar
- Película conductora: Carbono
- Hilos para mantener el gap: Nylon
- Postes para los hilos: Poliestireno
- Vidrios de la cámara

#### 3.3.2. Geometría

Definir la geometría del detector consta de hacer una jerarquía de volúmenes, los cuales contienen otros volúmenes, un volumen que contiene a otro se le llama madre, todos los volúmenes deben estar contenidos en un volumen que se conoce como mundo. Un volumen se define mediante tres componentes: definir su sólido, definir el volumen lógico y su lugar dentro del volumen madre que lo contiene.

El sólido se define solamente especificando la figura geométrica del sólido con los parámetros que le corresponden (por ejemplo, ancho, largo y alto para definir una caja). El volumen lógico almacena la información del sólido tal como su nombre, material, y el sólido al cual será relacionado. Por último, el lugar es definido mediante el volumen lógico madre que contendrá al sólido, su posición y rotación respecto al volumen madre, su número de copia (en caso de requerirlo) y finalmente informar al usuario en caso de que los sólidos definidos estén sobrepuestos en el mismo volumen madre.

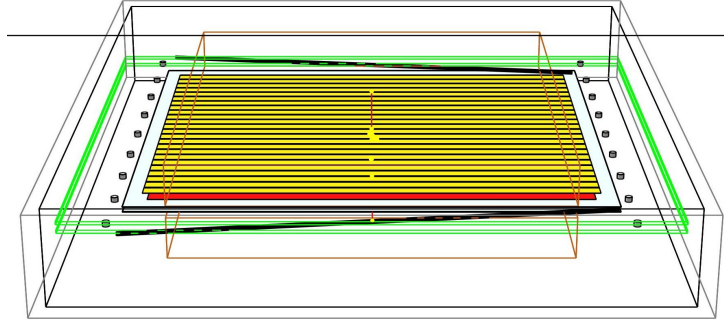


Figura 3.6: Vista interna del MRPC, algunas partes como la caja externa de aluminio del detector o los cartones Honeycomb sólo se delimitan por líneas para mostrar lo más posible del detector.

Adicionalmente se puede hacer uso de réplicas, esto particiona el volumen madre en copias de un mismo sólido a lo largo de una dirección definida por el usuario, esto resultó útil para definir el arreglo de gaps y vidrios en el detector, pudiendo incluir elementos como los hilos y los postes dentro de los sólidos, así como los strips de la PCB.

Una vez con el detector definido, se hace uso de la clase `G4SensitiveDetector` para declarar el área activa del MRPC, en este caso se usan los gaps del MRPC, esta clase permite acceder y almacenar la información de la trayectoria de las partículas primarias que pasen a través del volumen seleccionado, así como de las partículas secundarias registradas. Esto será de utilidad para obtener datos como la pérdida de energía de la partícula primaria, así como el número y tamaño de los clústeres de electrones creados.

Por último, como se desea probar distintos gases en el MRPC para estudiar su funcionamiento, la clase `DetectorMessenger` permite que una vez con la aplicación compilada, el usuario pueda cambiar el material que se usa para llenar los gaps.

Aunque en principio se pueden usar todos los materiales que se hayan definido o extraído de la clase `G4NistManager`, solo se prueban las mezclas de gases definidas en el Cuadro [3.3.1]. Es importante que el cambio del

### 3.3. ELEMENTOS DEL PROGRAMA DE SIMULACIÓN DEL MRPC 71

material se haga previo a la inicialización de la aplicación (la instrucción `runManager->Initialize()`) puesto que posteriormente la geometría ha sido definida y no será posible modificarla.

#### 3.3.3. Procesos físicos

Es necesario para el programa de la simulación registrar todas las partículas y procesos físicos que se van a involucrar, en las paqueterías de Geant4 están disponibles listas de procesos que se pueden usar dependiendo de los objetivos del programa. Estas listas son las encargadas en el programa de crear las partículas y declarar los procesos que sufren las mismas en las interacciones del detector.

En principio, las listas de procesos físicos incluyen interacciones básicas para todos los hadrones, como la dispersión por interacción coulombiana, ionización, producción de pares, aniquilación y *Bremsstrahlung* (radiación de frenado); así como para fotones como dispersión de Compton, de Rayleigh, efecto fotoeléctrico y producción de pares (conversión gamma). Dependiendo del modelo utilizado, los valores para cantidades como la sección eficaz del proceso o el rango de la partícula incidente pueden variar entre modelo y modelo, esto puede afectar en mayor o menor medida a la simulación dependiendo del intervalo de energías en el cual se opere.

A pesar de que la lista `G4EmStandard_option3` usada en el programa `exampleB4d` proporciona una buena aproximación para la energía depositada en nuestro sistema, el modelo de baja energía Livermore incluye correcciones de sección eficaz para procesos de electrones y fotones por debajo de 10 eV. Esta información hace que las pérdidas de energía por interacción sean más cercanas a datos experimentales mediante esta lista, la Figura [3.7] ilustra resultados de simulación con Geant4 comparando el uso de distintas listas de procesos.

La precisión en el cálculo de secciones eficaces para ionización y excitación o desexcitación de átomos y moléculas será importante para poder simular con detalle el funcionamiento del detector MRPC. Como se había comentado, los modos de operación del MRPC incluyen la creación de streamers a causa de la aparición de rayos UV dentro de la cámara, será necesario

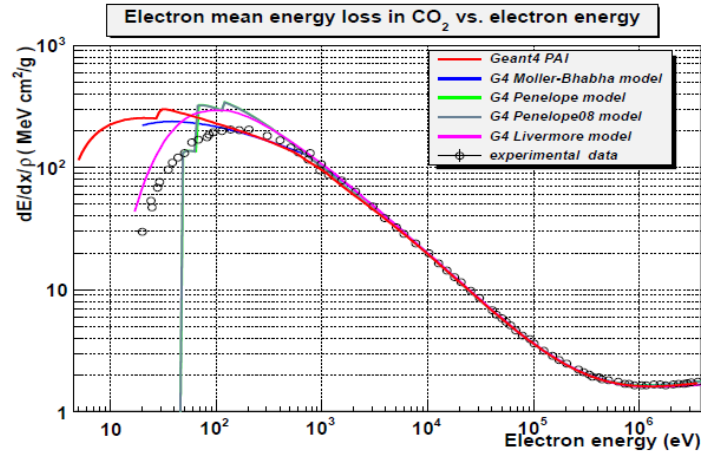


Figura 3.7: Comparación de la pérdida de energía de electrones en  $\text{CO}_2$  entre simulaciones con Geant4 y distintas listas de procesos y datos experimentales.

analizar estos para obtener una descripción detallada del funcionamiento.

Dado que la aparición de los rayos UV se tendrá que observar en los gaps del MRPC cuyo ancho es de apenas 0.26 mm para la creación de streamers [26] se implementa en el programa el modelo de Ionización por Foto-Absorción (PAI, por sus siglas en inglés) para forzar buena precisión dentro de los gaps. Como muestra la Figura [3.8] así como también en la Figura [3.7], usar el modelo PAI sigue siendo un poco inexacto en comparación al modelo Livermore, no obstante, permitirá obtener a mayor detalle partículas secundarias creadas en los gaps ya que el modelo Livermore no es preciso para distancias cortas. [30]

### 3.3.4. Archivos de salida

La importancia de declarar volúmenes lógicos como detectores mediante la clase

`G4VSensitiveDetector` reside en obtener información de las trayectorias de las partículas, tanto primarias como creadas por los eventos llevados a cabo en el detector. Una vez que la corrida de eventos termina, es posible indicar al programa realizar el análisis del conjunto de eventos generados con la

### 3.3. ELEMENTOS DEL PROGRAMA DE SIMULACIÓN DEL MRPC 73

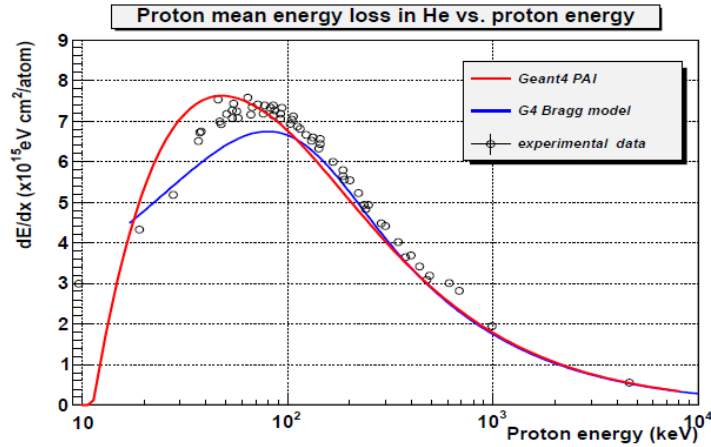


Figura 3.8: Pérdida de energía de protones en helio, se comparan listas de procesos de Geant4 con datos experimentales.

información de las trayectorias disponibles.

Geant4 posee las clases `G4Analysis` y `G4RunAction` para poder visualizar la información generada por la simulación, básicamente, con estas clases es posible operar con los datos de las trayectorias y filtrar de acuerdo a distintos parámetros. En esta ocasión fueron generados histogramas de la energía depositada por las partículas primarias (los muones) por gap (haciendo un promedio de la energía depositada en los cinco gaps del MRPC) y, mediante la clase `EnergyPerIonPair` se encontraron los histogramas para el número de clústeres en un gap (de nuevo promediando en los cinco gaps) y el tamaño del clúster primario. Por último, se hicieron gráficas del espectro de energía de las partículas secundarias (electrones, fotones o positrones) creadas por la simulación.

Los histogramas se encuentran almacenados en archivos de extensión `.root`, el programa necesario para acceder a los datos guardados es `ROOT`, un programa escrito en `C++` que funciona como una aplicación de matemáticas avanzadas. Este permite graficar, hacer cálculos, implementar métodos numéricos y cuenta con una amplia gama de funciones para operar y visualizar datos, esta herramienta es enlazada a Geant4 mediante la clase `g4root` del programa Geant4.

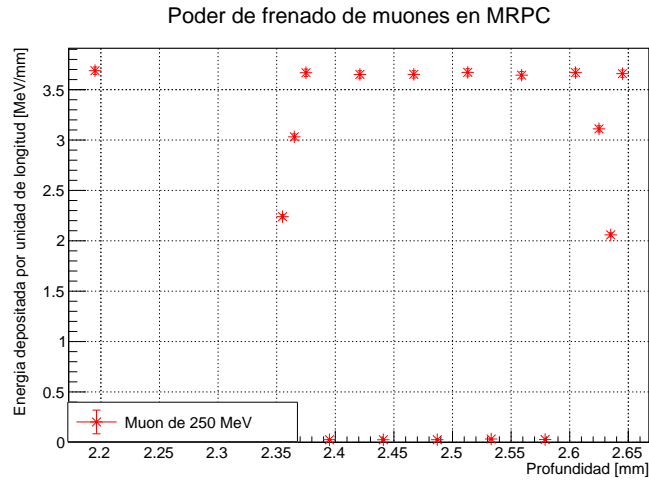


Figura 3.9: Poder de frenado de muones en el área activa del MRPC.

### 3.4. Análisis de resultados y discusión

Con el programa compilado el procedimiento fue similar al realizado en la validación, 10000 anti muones  $\mu^+$  con energía de 4 GeV fueron lanzados perpendicularmente a la cara superior del detector. Se obtuvo la energía depositada por distancia recorrida en cada paso de la trayectoria. En primer lugar, se usó la mezcla al 95 % de freón 134-a y 5 % de SF<sub>6</sub> para rellenar los gaps, de esta manera también podría verificarse el correcto funcionamiento del programa. Los resultados se muestran en la Figura [3.9].

Usando los archivos de salida de la versión final de la simulación se obtuvieron histogramas para la pérdida de energía en los gaps del MRPC, los clústeres de electrones producidos, el tamaño del clúster primario y la energía de los electrones delta generados para distintos gases en los gaps del MRPC. Se utilizaron la mezcla de 85 % freón 134-a (R134-a), 10 % CO<sub>2</sub> y 5 % SF<sub>6</sub>, la mezcla de 95 % freón y 5 % SF<sub>6</sub>, se investigó también el comportamiento usando solo CO<sub>2</sub> así como CF<sub>4</sub>.

En primer lugar, se observa que la pérdida de energía del muón incidente es considerablemente mayor en el resto de componentes del MRPC que en el gap de acuerdo a su densidad, puesto que es aproximadamente 1000 veces

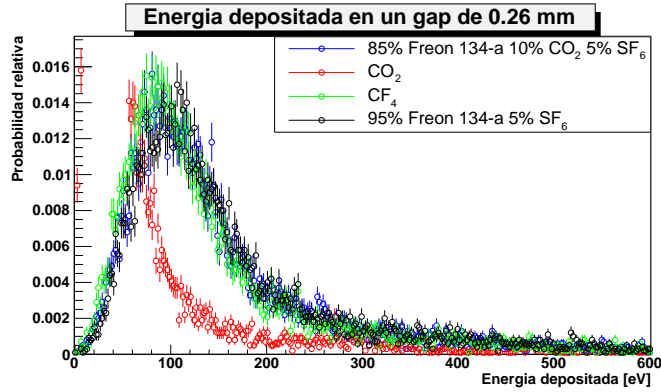


Figura 3.10: Distribución de energía total depositada en un gap del MRPC por el flujo de muones de 4 GeV en distintos gases.

mayor que la densidad de los gases utilizados.

Posteriormente, es posible corroborar la pérdida de energía como un proceso estadístico observando la distribución obtenida en la Figura [3.10] para los gaps en el MRPC, la cual se asemeja a la distribución de Landau en todos los gases utilizados. Principalmente, se reconoce la variación del valor más probable conforme a las densidades de los gases utilizados, luego, como un solo electrón es necesario para crear un clúster se espera que el número de clústeres creados sea proporcional a la energía depositada en el gap, donde entra en juego la energía requerida por par electrón-ión  $w$  la cual relaciona estas cantidades como  $\Delta E \approx wN$  donde  $\Delta E$  es la pérdida de energía y  $N$  el número de clústeres creados<sup>3</sup>, la proporcionalidad se verifica con la distribución del número de clústeres de la Figura [3.11].

Aunque solo un electrón es necesario para crear un clúster, dado que los clústeres constan de electrones correlacionados espacialmente es posible que un clúster se encuentre formado por más de un electrón. La Figura [3.12] ilustra el número de electrones (tamaño del clúster) del clúster primario, dado que el software Geant4 calcula este tamaño usando el rango esperado de los electrones en el material, resulta más probable obtener clústeres que contengan más de un electrón. Es necesario resaltar el resultado obtenido para

<sup>3</sup>Geant4 utiliza la igualdad para calcular el número de clústeres, siendo rigurosos, debe tomarse como una aproximación debido a los múltiples mecanismos involucrados en la ionización de las moléculas.

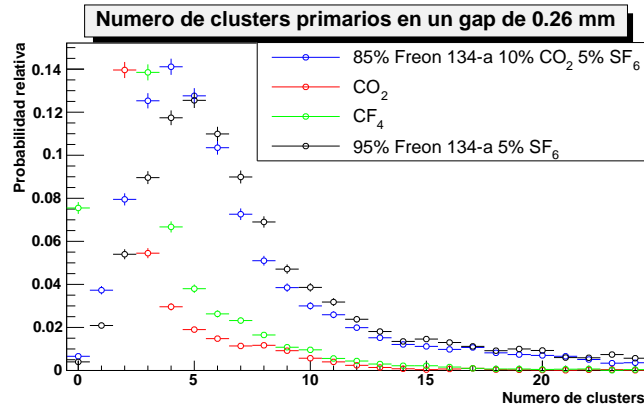


Figura 3.11: Distribución del número de clústeres de electrones creados en un gap del MRPC por el flujo de muones de 4 GeV.

la mezcla de 95 % freón 134-a y 5 % SF<sub>6</sub>, en el cual se obtienen 5 electrones en el clúster primario como el valor más probable en comparación con los casi 4 electrones obtenidos en la literatura [33].

A pesar de que se observa esta ligera discrepancia, se debe tener en cuenta que la energía por par electrón-ión es sólo una estimación, posiblemente se utilice otra estimación para obtener el número de electrones en el clúster primario. Ya que Geant4 no contiene datos sobre la velocidad de arrastre de materiales, o los coeficientes de multiplicación de electrones e iones, no es posible simular el desarrollo de la avalancha con estos datos, aunque estos ya pueden disponerse como la ionización primaria para introducirlos en un programa especializado en el desarrollo de la avalancha.

Adicionalmente, se obtuvieron los electrones delta generados por la simulación para averiguar cuál es el impacto de estos en la señal inducida por el detector. Aunque en principio partículas como fotones o positrones también eran esperados para la simulación solo se obtuvieron electrones, fueron observados entre 100 y 200 electrones para los 10 000 muones generados en la simulación con los distintos gases utilizados, puesto que en número, la contribución de estos electrones energéticos tiene una aportación menor en cuanto a la inducción de la señal, la Figura [3.12] muestra los histogramas obtenidos.

Además, se usa la mezcla del refrigerante 1234-yf (2,3,3,3- Tetrafluoro-



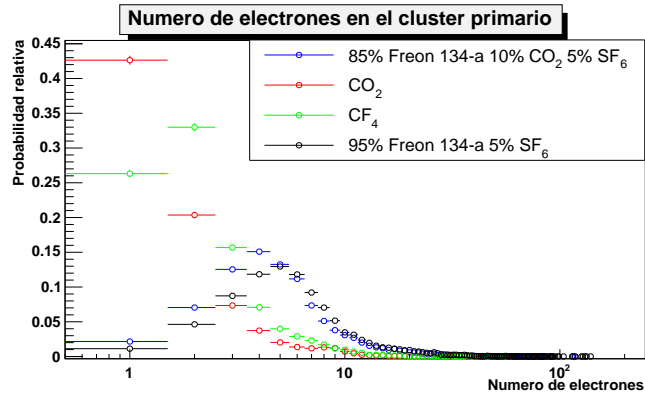


Figura 3.12: Distribución del tamaño del clúster primario producida por el flujo de muones de 4 GeV.

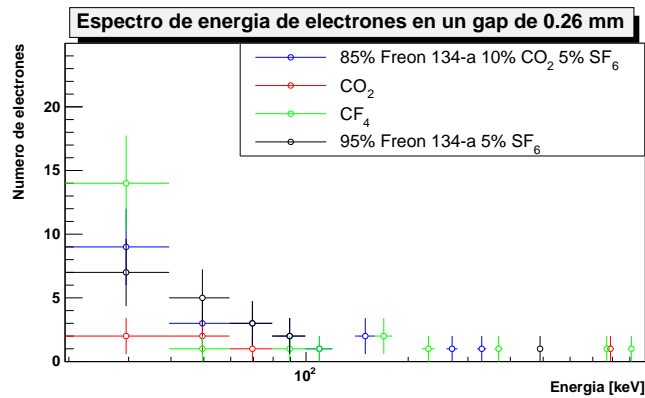


Figura 3.13: Energía de electrones delta producidos en un gap del MRPC por el flujo de muones de 4 GeV.

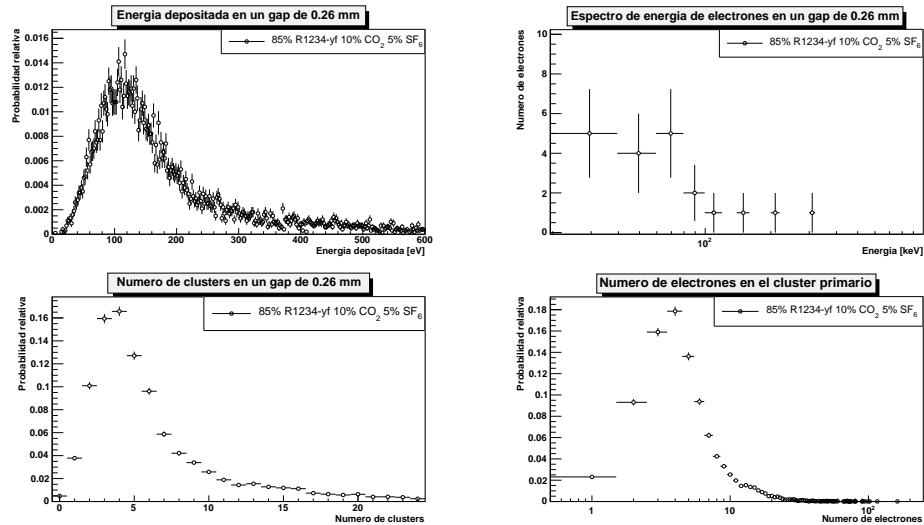


Figura 3.14: Resultados de la simulación para la mezcla de 85 % refrigerante 1234-yf, 10 %  $\text{CO}_2$  y 5 %  $\text{SF}_6$

propano) al 85 % con 10 % de  $\text{CO}_2$  y 5 % de  $\text{SF}_6$ , los histogramas obtenidos se condensan en la Figura [3.14]. A pesar de que el valor  $w = 30$  eV de la mezcla es una burda estimación son resultados que se esperarían si este fuera el valor correcto.

Se pueden tomar como exactos los histogramas para pérdida de energía y del espectro de energía de los electrones ya que estos son independientes de la energía por par electrón-ión, nuevamente hay congruencia de la pérdida de energía de los muones con respecto a la densidad del gas utilizado, además de una distribución parecida a la obtenida para las otras mezclas de gases en el espectro de energía de los electrones delta producidos en la simulación. Aunque no hay aún suficiente información para poder obtener resultados adecuados para los clústeres de electrones usando esta mezcla de gases.

Por último, el Cuadro [3.2] condensa los resultados promedio de pérdida de energía y número de clústeres primarios en un gap del MRPC. Si se divide el promedio de la energía depositada por la densidad de cada material se obtiene un valor de  $\Delta E/\rho \approx 35 \text{ MeVcm}^3/\text{g}$  en todos los casos, lo que confirma la proporcionalidad con la densidad. Existen ligeras fluctuaciones que pueden ser debidas al cociente  $Z/A$  o el potencial  $I$  de la fórmula de Bethe-Bloch.

Material	Densidad [mg/cm <sup>3</sup> ]	Energía por par electrón-ión [eV]	Energía depositada promedio [eV]	Número de clústeres promedio
85 % Freón 134-a 10 % CO <sub>2</sub> 5 % SF <sub>6</sub>	4.07	22.34	158.4 ± 1.12	7.32 ± 0.05
95 % Freón 134-a 5 % SF <sub>6</sub>	4.35	20	152 ± 1.1	6.46 ± 0.05
CF <sub>4</sub>	3.93	54	144.3 ± 1.09	2.72 ± 0.03
CO <sub>2</sub>	1.92	33	64.6 ± 0.76	1.64 ± 0.03
85 % Refrigerante 1234-yf 10 % CO <sub>2</sub> 5 % SF <sub>6</sub>	4.72	30	173.9 ± 1.15	5.95 ± 0.04

Cuadro 3.2: Comparación de los resultados con los gases usados en el MRPC con sus propiedades para ionización.

Con los promedios de energía depositada y el número de clústeres al dividirse se encuentra la energía por par electrón-ión aproximadamente.

# Capítulo 4

## Conclusiones

Con el presente trabajo se ha logrado una comprensión más completa sobre los detectores *Multi-gap Resistive Plate Chamber*, la caracterización del detector ha mostrado una buena operación del mismo mostrándolo como un detector altamente eficiente en sus voltajes óptimos de operación (aproximadamente 95 % a 12.5 kV de operación). Un estudio que complementa el buen funcionamiento del detector es la prueba de homogeneidad aplicada, la cual mostró un correcto funcionamiento del detector en toda su área activa, aunque queda de por medio aún la importancia de utilizar el detector en sus condiciones óptimas como también ilustró la prueba de homogeneidad usando un valor distinto para el voltaje de operación.

Considerando que el detector se ha utilizado por un año también se observa que no sólo mantiene un buen funcionamiento, sino que los resultados obtenidos en este trabajo son parecidos a la primera caracterización llevada a cabo del detector en cuanto a eficiencia, poniendo de manifiesto su durabilidad. Queda entonces pendiente una mayor profundización en cuanto a la operación del detector, por lo mientras, la medición sobre la posición de una partícula a lo largo del strip en el que se detecta el evento queda inconclusa debido, en gran medida, a la falta de disposición del uso del detector en el laboratorio por las circunstancias actuales. A pesar de esto, el llevar a cabo las primeras mediciones con precisión revela la virtud de este dispositivo en su uso para eventos rápidos, virtud por la que es usado actualmente.

Cabe destacar la ventaja de utilizar ahora un TDC multicanal en comparación con arreglos experimentales previos puesto que este dispositivo, en operación junto con el MRPC, es el que permite realizar las pruebas de la ubicación de la partícula incidente usando los canales de las PCB en los que se registra el evento en una coordenada. El TDC será utilizado en un futuro para determinar la resolución temporal del MRPC, así como para concluir la medición de la posición XY de detección de la partícula incidente.

La urgencia por buscar nuevos materiales que reemplacen al Freón 134-a y al hexafluoruro de azufre SF<sub>6</sub> para que el detector tenga un menor impacto negativo en el ambiente ha sido la mayor motivación de este trabajo. Queda asentada también la necesidad del uso de simulaciones como una herramienta que permite realizar estimaciones previas sobre el detector modificando sus condiciones sin tener que gastar en materiales, además de esto, la posibilidad de conocer detalles sobre los eventos ocurridos dentro del dispositivo, como el efecto de la presencia del MRPC en la trayectoria de la partícula incidente o los efectos de multiplicación de carga son una ventaja de las simulaciones, pues de esta manera permiten al equipo de laboratorio conocer o al menos estimar cuál es la importancia de cada componente en el detector.

Geant4 ha sido validado como un software capaz de proporcionar la información necesaria sobre el MRPC, la validación usando las curvas de Bragg mostró resultados identificados previamente en la literatura. Fue posible reconocer en los histogramas de pérdida de energía resultados congruentes con los reportado en las referencias, como la aproximación de la distribución de Landau en la pérdida de energía de los gaps o la dependencia con la densidad en el poder de frenado.

Aunque a la fecha no hay suficiente información sobre los gases que se emplearon en la simulación del detector y en específico sobre la energía por par electrón-ión, la proporcionalidad entre esta energía y la energía depositada que se mostró con los resultados en los histogramas ya permiten hacer estimaciones sobre el número promedio de electrones en las avalanchas de carga. Por otro lado, dichas estimaciones tendrían que ser complementadas por resultados de otras simulaciones o de otras fuentes dado que, como se evidenció, Geant4 no permite estudiar el desarrollo de la avalancha al no contener datos sobre el desarrollo de la misma, como los coeficientes de Townsend y de acoplamiento o la velocidad de arrastre de los materiales empleados y su

dependencia con el campo eléctrico.

Con la simulación se lograron recuperar datos relevantes de la trayectoria de partículas en el MRPC, tal es el caso de la energía depositada, la cual es consistente en la mezcla de gases utilizados al observar la proporcionalidad con la densidad de los gases, esto se confirma con la energía depositada por densidad, con un valor de  $35 \text{ MeVcm}^3/\text{g}$  aproximadamente en todos los casos. El programa reproduce bien el comportamiento de los gases ante el paso de radiación ionizante, se observó también la proporcionalidad de la energía depositada con el número de clústeres creados.

Aunque las estimaciones de la energía requerida por par electrón-ión no han sido comprobadas en cuanto a su fiabilidad, aquellos gases cuyos valores han sido calculados como el  $\text{CO}_2$  y el  $\text{CF}_4$  reproducen también la relación entre la energía depositada y el número de clústeres. Es importante hacer notar el efecto de la adición del  $\text{CO}_2$  en las mezclas de gases, al tratarse de un gas muy ligero, la pérdida de energía es casi igual que usando la mezcla usual del MRPC (aproximadamente 150 eV en 0.26 mm de gap), la energía requerida aumenta (de 20 a 22.3 eV) pero el número de clústeres creados también aumenta (de 6 a 7 en promedio), esto tendría su consecuencia en la poca estabilidad de la región de máxima eficiencia del MRPC, al haber más electrones capaces de crear streamers.

Se observa una menor creación de electrones para la mezcla con refrigerante 1234-yf, al establecer la energía para crear un par electrón-ión en 30 eV, sólo son creados 5 clústeres en promedio, lo que posiblemente implique un mayor voltaje de operación para alcanzar la máxima eficiencia. Una vez que se conozcan con precisión los datos de los gases usados en esta simulación, sería posible conocer cómo optimizar la mezcla para un adecuado funcionamiento del detector, una vez que una simulación que incluya el efecto del campo eléctrico y sea capaz de desarrollar la avalancha de carga esté disponible, se considera usar el software Garfield++ para dicho fin.

Finalmente, se rescata de las simulaciones realizadas la posibilidad de acceder a información como energía depositada e información inicial de la avalancha de carga gracias a Geant4 con resultados satisfactorios, mientras que aquellos estudios realizados con estimaciones de parámetros lucen consistentes comparados con los exactos, aunque debe comprobarse su validez.

# Capítulo 5

## Agradecimientos

Al Dr. Antonio Ortiz Velásquez por su atenta asesoría, supervisión y apoyo en el desarrollo de este trabajo. Al grupo de trabajo ALICE dirigido por el Dr. Antonio por sus intervenciones y sugerencias en esta tesis, al Dr. Guy Paic por sus observaciones y contribuciones en el presente trabajo, a Roberto Eleazar Monárrez Peralta por su colaboración para la captura de datos en las pruebas y al Instituto de Ciencias Nucleares de la Universidad Nacional Autónoma de México, por brindar los recursos e instalaciones necesarias para el desarrollo de este trabajo.

Este proyecto fue apoyado con recursos del proyecto CONACyT No. A1S-22917, y por el proyecto PAPIIT-UNAM No. IN102118.

# Bibliografía

- [1] Dorofeev, O. and Lobanov, A., 2005. *Beta decay in external field and neutrino mass*. Particle Physics in Laboratory, Space and Universe.
- [2] Konrad, P., 2009. *Correlations in Exotic Nuclear Matter*. Doctorado. Universität Gießen.
- [3] Jain, A., 2015. Symmetries in Particle Physics. [en línea] ResearchGate. Disponible en: <https://www.researchgate.net/deref/http%3A%2F%2Fdx.doi.org%2F10.13140%2FRG.2.1.1822.8321> [Recuperado el 30 de septiembre de 2020].
- [4] Alexandrou, C. et al., 2009. *Low-lying baryon spectrum with two dynamical twisted mass fermions*. Physical Review D, 80(11).
- [5] Griffiths, D., 1987. *Introduction To Elementary Particles*. 1a ed. Nueva York: John Wiley & Sons, pp.11-48.
- [6] Elert, G., 2021. *The Standard Model – The Physics Hypertextbook*. [en línea] The Physics Hypertextbook. Disponible en: <https://physics.info/standard/> [Recuperado el 30 de septiembre de 2020].
- [7] Hampel-Arias, Z., 2017. *Cosmic ray observations at the Tev scale with the HAWC observatory*. Doctorado. University of Wisconsin-Madison. p. 14.
- [8] M. Tanabashi et al. *Cosmic Rays*. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, Capítulo 29, 030001 (2018) y actualización de 2019.
- [9] Pacini, A., 2016. *Cosmic rays: bringing messages from the sky to the Earth's surface*. Revista Brasileira de Ensino de Física, 39(1).



- [10] Bernlöhr, K., s.f. *Cosmic-Ray Air Showers*. [en línea] Mpi-hd.mpg.de. Disponible en: <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/Showers.html> [Recuperado el 23 de octubre de 2020].
- [11] Shukla, P. and Sankrith, S., 2018. *Energy and angular distributions of atmospheric muons at the Earth*. International Journal of Modern Physics A, 33(30), p.1850175.
- [12] Iqbal, A., Ullah, N. and Ur Rahman, A., 2019. *Density-dependent Energy Loss of Protons in Pb and Be Targets and Percent Mass-Stopping Power from Bethe-Bloch Formula and Bichsel-Sternheimer Data Within 1–12 MeV Energy Range: A Comparative Study Based on Bland-Altman Analysis*. Journal of Medical Imaging and Radiation Sciences, 50(1), pp.149-156.
- [13] Calvert, J., 2003. *Charged-Particle Energy Loss In Matter*. [en línea] Dr. James B. Calvert. Disponible en: <https://mysite.du.edu/~jcalvert/phys/stopping.htm#Clas> [Recuperado el 30 de septiembre de 2020].
- [14] Tanabashi, M. et al. *Passage of particles through matter*. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, Capítulo 33, 030001 (2018) y actualización de 2019.
- [15] Dilmanian, F., Eley, J., Rusek, A. and Krishnan, S., 2015. *Charged Particle Therapy with Mini-Segmented Beams*. Frontiers in Oncology, 5.
- [16] Grupen, C. and Shwartz, B., 2008. *Particle Detectors*. 2a ed. Cambridge: Cambridge University Press, pp.56-68.
- [17] Akindinov, A. et al., 2006. *The MRPC detector for the ALICE Time Of Flight System: Final Design and Performances*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 158, pp.60-65.
- [18] Forster, P. et al., 2007. *Changes in Atmospheric Constituents and in Radiative Forcing*. En: Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [ Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M. Tignor and H.L. Miller (eds.) ]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.

- [19] Saviano, G. et al., 2018. *Properties of potential eco-friendly gas replacements for particle detectors in high-energy physics*. Journal of Instrumentation, 13(03), pp.P03012-P03012.
- [20] Baek, Y. et al., 2019. *MRPC with eco-friendly gas*. Journal of Instrumentation, 14(11), pp.C11022-C11022.
- [21] Devi, M., Mondal, N., Satyanarayana, B. and Shinde, R., 2016. *Design, development and performance study of six-gap glass MRPC detectors*. The European Physical Journal C, 76(12).
- [22] Williams, C., 2011. *Latest Results from MRPC Time Resolution*. Pontif. Acad. Sci. Scr. Varia, 119(1), pp.531-538.
- [23] Riegler, W. and Windischhofer, P., 2020. *Signals induced on electrodes by moving charges, a general theorem for Maxwell's equations based on Lorentz-reciprocity*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 980, p.164471.
- [24] Frass, W., 2009. *C4: Particle Physics Major Option Particle Detectors*. 1a ed. Oxford: Oxford Physics, pp.4-15.
- [25] Wang, F. et al., 2018. *A standalone simulation framework of the MRPC detector read out in waveforms*. Journal of Instrumentation, 13(09), pp.P09007-P09007.
- [26] Deppner, M., 2013. *Development of a fully differential Multi-gap Resistive Plate Chamber for the CBM experiment*. Combined Faculties of the Natural Sciences and Mathematics of the Ruperto-Carola-University of Heidelberg, Germany.
- [27] Grupen, C. and Shwartz, B., 2008. *Particle Detectors*. 2a ed. Cambridge: Cambridge University Press, pp.122-133.
- [28] Pfeier, A. et al., 2001. *Architecture of collaborating frameworks: simulation, visualisation, user interface and analysis*.
- [29] Kumazaki, Y. et al., 2007. *Determination of the mean excitation energy of water from proton beam ranges*. Radiation Measurements, 42(10), pp.1683-1691.

- [30] Grichine, V., 2011. *Recent Validation And Improvements Of Geant4 Standard EM Package At Low Energies*. [en línea]. Disponible en: <https://indico.fnal.gov/event/4535/contributions/86396/attachments/55229/66098/vmgrichine2011g4.pdf> [Recuperado el 20 de octubre de 2020].
- [31] Sharma, A., 1998. *Properties Of Some Gas Mixtures Used In Tracking Detectors*. Darmstadt: SLAC-J-ICFA-16-3, SLAC-JOURNAL-ICFA-16-3, pp.21-39.
- [32] Strickler, T., 1961. *AVERAGE ENERGY LOSS PER ION PAIR PRODUCED BY ALPHA PARTICLES IN BINARY GAS MIXTURES*.
- [33] An, F. et al., 2016. *Monte-Carlo study of the MRPC prototype for the upgrade of BESIII*. Journal of Instrumentation, 11(09), pp.C09022-C09022.

# Apéndice A

## G4RunManager

La clase `G4RunManager` controla todo el proceso de simulaciones en el software Geant4, con la información de la geometría del detector y la de los procesos físicos, se desarrollan los ciclos de eventos y se almacenan los datos de cada ciclo. Lo primero que ejecuta esta clase es recuperar un kernel el cual se encarga de los cálculos en la simulación, este kernel no realiza operaciones al ser inicializada la clase `G4RunManager` puesto que esta misma lo declara en el estado `Pre_Init` en el cual la información de la geometría del detector y los procesos físicos aún no es recuperada, por lo que es posible hacerle cambios en este estado.

Una vez que se da la instrucción `G4RunManager::Initialize()` la aplicación recupera la información de la geometría y de los procesos físicos definidas de las clases `G4VUserDetectorConstruction` y `G4VUserPhysicsList` respectivamente, se proporciona un mensaje de error en caso de que dichas clases no estén definidas. Cuando se recupera la información para los ciclos de eventos, se incluye la instrucción de cambiar el estado del kernel de `Pre_Init` a `Idle` indicando que la aplicación está lista para generar y analizar los eventos.

Cuando se da la instrucción `G4RunManager::BeamOn` se realizan tres acciones: se construyen los volúmenes en los que se registran los eventos, se inicializa el ciclo de eventos y se ejecuta la rutina de término una vez que el ciclo ha terminado.

Para inicializar el ciclo de eventos el kernel recupera un objeto `EventManager` de la clase `G4EventManager`, el cual es el encargado de generar las partículas primarias y los eventos. Mientras tanto, son creadas tablas llamadas `HCTable`<sup>1</sup> donde se almacenará la información de los procesos que ocurran entre evento y evento como la distancia recorrida por la partícula primaria, el tipo de interacción, energía o posición. Al tener una simulación con método de MonteCarlo, se hace uso de la Librería de Clases de Física de Altas Energías (CLHEP, por sus siglas en inglés) para usar un motor de números aleatorios y así garantizar que los eventos son independientes, al inicializar el ciclo de eventos, se invoca la instrucción `HepRandom::saveFullState(oss)` para generar semillas iniciadoras y comenzar la simulación para cada evento.

En el ciclo de eventos, el `EventManager` comienza un evento con las partículas generadas por la clase `G4VPrimaryGeneratorAction`, almacena la información producida en `HCTable`, por último, actualiza el motor de números aleatorios, esto lo hace para cada evento del ciclo.

Finalmente, la rutina de término solo incluye restaurar el motor de números aleatorios y almacenar los datos concernientes al motor de los eventos producidos, esto se hace para cada ciclo que se ejecute, el kernel vuelve al estado `Idle` luego de haber realizado los cálculos de todos los eventos y la `HCTable` se guarda. Como nota final, el usuario puede incluir rutinas adicionales para el `G4RunManager`, por ejemplo, si se deseara acceder a la `HCTable` de los eventos para obtener información adicional, aunque no es necesario agregar esto a la simulación, depende de las necesidades de cada usuario<sup>2</sup>.

---

<sup>1</sup>De *Hits Collection Table*, colección de impactos.

<sup>2</sup>Obtenido de Geant4 Collaboration, 2017. *Book for Application Developers*. Versión 10.3. Geant4, pp.3-7,54-69.

# Índice de figuras

1.1.	Espectro de energía del electrón producto del decaimiento beta del tritio ${}^3_1\text{H}$ , la energía máxima del electrón es aproximadamente 18.6 keV. Extraído de la Referencia [1]. . . . .	4
1.2.	A la izquierda, octetos de mesones (arriba) y bariones (abajo), a la derecha se muestra el decuplete de bariones. Imágenes extraídas de las Referencias [2], [3] y [4] respectivamente. . . . .	6
1.3.	Observaciones de los módulos satelitales AMS02, HEAT y PAMELA de la relación entre positrones y electrones. Extraído de la Referencia [8]. . .	10
1.4.	Representación del proceso de cascada de partículas debido a la incidencia de un rayo cósmico. Extraído de la Referencia [10]. . . . .	12
1.5.	Flujo de partículas producidas en la cascada atmosférica a diferentes altitudes, los puntos representan mediciones experimentales de muones [8].	13
1.6.	Flujo de muones como función del ángulo zenit. Extraído de la Referencia [11]. . . . .	14
1.7.	Flujo de muones a nivel de mar a ángulo zenit 0 como función del momento. Extraído de la Referencia [11]. . . . .	14
1.8.	Influencia del electrón en el material sobre la partícula incidente. Extraído de la Referencia [12] . . . . .	16

1.9. Curva del poder de frenado de un muón en cobre como función de su energía. Extraído de la Referencia [14]. . . . .	18
1.10. Poder de frenado para distintos materiales. Extraído de la Referencia [14].	19
1.11. Distribución de probabilidad de Landau, se ilustran sus valores característicos de pérdida de energía más probable $\Delta_p/x$ y el ancho de la distribución $w$ . Extraído de la Referencia [14]. . . . .	21
1.12. Dosis relativa depositada (energía) de fotones, protones y iones de carbono en agua como función de la profundidad. Extraído de la Referencia [15]. . . . .	22
1.13. Comportamiento entre el tiempo muerto y tiempo de recuperación de un contador Geiger-Müller. Extraído de la Referencia [16]. . . . .	25
1.14. Arreglo experimental usado comúnmente para medir eficiencias de detectores. Extraído de la Referencia [16]. . . . .	26
1.15. Mediciones de la resolución temporal del MRPC con distintas mezclas de gases. Extraído de la Referencia [20]. . . . .	28
1.16. Mediciones de eficiencia del MRPC usando distintas mezclas de gases. Extraído de la Referencia [20]. . . . .	29
2.1. Componentes del detector MRPC utilizado: 1. Soporte de cartón <i>Honeycomb</i> , 2. Placas de vidrio externas, 3. Placas de vidrio internas, 4. Tiras de cobre de lectura, 5. Placas PCB, 6. Cubierta conductora de grafito, 7. Espacios (o gaps) de gas. . . . .	31
2.2. Proceso de formación de avalancha de carga. Extraído de la Referencia [26].	32
2.3. Ilustración de la equivalencia entre cargas eléctricas moviéndose en un campo eléctrico y la señal inducida del punto $\mathbf{x}_0$ al punto $\mathbf{x}_1$ . Extraído de la Referencia [23]. . . . .	34
2.4. Señal de corriente inducida por la avalancha de carga calculada conforme a la Ecuación (2.4)[25]. . . . .	35

2.5.	Transiciones de excitación en el esquema de bandas de materiales orgánicos (izquierda) y dopados (derecha). Extraído de la Referencia [27]. . . . .	36
2.6.	Esquemático del interior de un tubo fotomultiplicador, las líneas rectas representan electrones que liberan otros en cada dinodo. Extraído de la Referencia [27]. . . . .	38
2.7.	Tarjeta PCB usada para el detector MRPC, pueden notarse los agujeros circulares en los costados donde se colocan los postes para sujetar los hilos, las bandas de detección y donde serán ubicadas las conexiones para la tarjeta NINO. . . . .	39
2.8.	Caja de conexiones de alto voltaje para el MRPC, se muestra el convertidor a alto voltaje y las resistencias que sirven como divisores de voltaje para la lectura con multímetro. . . . .	40
2.9.	Una vista interior del MRPC, se agregan postes adicionales a las PCB para soporte del arreglo del área activa, nótese el sellador blanco para evitar fugas en los orificios de la caja de aluminio. . . . .	41
2.10.	Vista superior del MRPC, se delimita con cinta negra en la caja de aluminio el área activa del detector, a los costados se observan las cajas de conexiones y las conexiones de las mangueras para el gas. . . . .	41
2.11.	Pulsos obtenidos por la conversión a señal NIM, en morado y verde las señales individuales de las paletas centelladoras y en azul la señal obtenida de la unidad 3-Fold Logic de coincidencia. . . . .	42
2.12.	Sistema de adquisición de datos para las pruebas de las paletas centelladoras con los módulos de procesamiento de señal utilizados. . . . .	43
2.13.	Conteos de coincidencia como función del voltaje para un valor umbral de 10 mV. . . . .	43
2.14.	Conteos de coincidencia como función del voltaje para un valor umbral de 20 mV. . . . .	44
2.15.	Conteos de coincidencia como función del voltaje para un valor umbral de 30 mV. . . . .	44



2.16. Tarjeta diseñada en el laboratorio para conectar los canales activos del MRPC al módulo ECL-NIM y aterrizar el resto. . . . . 47

2.17. Arriba se muestra una representación de la posición de las paletas centelladoras para usarlas como señal de disparo, abajo, un diagrama con las conexiones requeridas para hacer la caracterización del MRPC. . . . . 48

2.18. Conteos por canal del MRPC con las paletas centelladoras en el costado derecho del área activa. . . . . 49

2.19. Conteos por canal del MRPC con las paletas centelladoras en el costado izquierdo del área activa. . . . . 50

2.20. Curva de eficiencia como función del voltaje aplicado entre electrodos. . . 51

2.21. Posiciones  $(x, y)$  sobre el área activa del MRPC en las cuales se ubicaban las paletas centelladoras. . . . . 52

2.22. Eficiencia del MRPC por región usando el voltaje óptimo de operación. . . 53

2.23. Representación del paso de una partícula primaria (flecha roja) que induce una avalancha de carga (verde) en la posición  $x_0$  . . . . . 55

2.24. Distribución de la diferencia de tiempos de detección de la señal inducida  $\Delta t$  entre las tarjetas NINO. . . . . 56

3.1. Esquemático de los módulos que componen una simulación de eventos en Geant4. Extraído de la Referencia [28]. . . . . 60

3.2. Curva de Bragg obtenida experimentalmente para un haz de protones de (a) 150 MeV, (b) 190 MeV y (c) 230 MeV en agua. Extraído de la Referencia [29]. . . . . 61

3.3. Curvas de Bragg ( $\langle -dE/dx \rangle$  vs profundidad) para protones de 160, 180, 200 y 220 MeV. . . . . 63

3.4. Poder de frenado para fotones de 21 MeV en agua, se muestra uno de los resultados de protones para comparar. . . . . 64

3.5. Poder de frenado para iones $^{12}\text{C}^+$ de 4 GeV en agua. . . . .	64
3.6. Vista interna del MRPC, algunas partes como la caja externa de aluminio del detector o los cartones Honeycomb sólo se delimitan por líneas para mostrar lo más posible del detector. . . . .	70
3.7. Comparación de la pérdida de energía de electrones en $\text{CO}_2$ entre simulaciones con Geant4 y distintas listas de procesos y datos experimentales. . . . .	72
3.8. Pérdida de energía de protones en helio, se comparan listas de procesos de Geant4 con datos experimentales. . . . .	73
3.9. Poder de frenado de muones en el área activa del MRPC. . . . .	74
3.10. Distribución de energía total depositada en un gap del MRPC por el flujo de muones de 4 GeV en distintos gases. . . . .	75
3.11. Distribución del número de clústeres de electrones creados en un gap del MRPC por el flujo de muones de 4 GeV. . . . .	76
3.12. Distribución del tamaño del clúster primario producida por el flujo de muones de 4 GeV. . . . .	77
3.13. Energía de electrones delta producidos en un gap del MRPC por el flujo de muones de 4 GeV. . . . .	77
3.14. Resultados de la simulación para la mezcla de 85 % refrigerante 1234-yf, 10 % $\text{CO}_2$ y 5 % $\text{SF}_6$ . . . . .	78

# Índice de cuadros

1.1. Fuerzas y partículas que comprenden el Modelo Estándar de Partículas, los quarks y leptones tienen su correspondiente antipartícula, cada quark también tiene carga de color (verde, roja o azul) [6]. . . . .	8
1.2. Abundancia relativa de elementos en rayos cósmicos a 10.6 GeV por nucleón con respecto a la presencia de oxígeno (la cual se toma como 1). . . . .	9
2.1. Datos para el cálculo de la eficiencia del MRPC. . . . .	52
3.1. Propiedades de los materiales declarados para el MRPC. . . . .	67
3.2. Comparación de los resultados con los gases usados en el MRPC con sus propiedades para ionización. . . . .	79