

ESTIMACIÓN DE LA RESPUESTA GENERADA POR EL
DETECTOR MUTE AL PASO DE PARTÍCULAS CARGADAS

ADRIANA CAROLINA VÁSQUEZ RAMÍREZ

Universidad Industrial de Santander
Facultad de Ciencias
Escuela de Física
Bucaramanga
2018

**ESTIMACIÓN DE LA RESPUESTA GENERADA POR EL
DETECTOR MUTE AL PASO DE PARTÍCULAS CARGADAS**

ADRIANA CAROLINA VÁSQUEZ RAMÍREZ

Director: Ph.D. Luis A. Núñez

Codirector: M.Sc. Mauricio Suárez-Durán

Trabajo de grado para optar al título de Magíster en Física

Grupo de Investigación en Relatividad y Gravitación - UIS
Grupo Halley de Astronomía y Ciencias Aeroespaciales

Universidad Industrial de Santander
Facultad de Ciencias
Escuela de Física
2018



**UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA**

ACTA DE SUSTENTACIÓN DE TRABAJO DE INVESTIGACIÓN DE MAESTRÍA EN FÍSICA
(Art. 107 al 110 Acuerdo del Consejo Superior No. 075 de 2013 Reglamento General de Posgrado)

Bucaramanga, 13 de diciembre de 2018

Los suscritos miembros del jurado calificador del Trabajo de Investigación titulado: “*Estimación de la respuesta generada por el detector Mu Te al paso de partículas cargadas*” de la estudiante del Programa Maestría en Física, Adriana Carolina Vásquez Ramírez, código 2168921, hacemos constar que después de sustentado el Trabajo de Investigación de manera escrita y su defensa oral el día 13 de diciembre de 2018, se ha acordado la siguiente calificación:

APROBADO APLAZADO

Como respaldo a este concepto firman:

DR. CARLOS EDUARDO SANDOVAL USME
 Docente
 Universidad Antonio Nariño (Bogotá D.C.)
 Jurado Calificador

DR. EDUARDO ALBERTO OROZCO OSPINO
 Docente
 Escuela de Física
 Universidad Industrial de Santander
 Jurado Calificador

Dr. LUIS A. NÚÑEZ DE VILLAVICENCIO
 Docente
 Universidad Industrial de Santander
 Director del Trabajo de Investigación

MSc. MAURICIO SUÁREZ DURÁN
 Universidad Industrial de Santander
 Co-director del Trabajo de Investigación



ENTREGA DE TRABAJOS DE GRADO, TRABAJOS DE INVESTIGACION O TESIS Y AUTORIZACIÓN DE SU USO A FAVOR DE LA UIS

Yo, Adriana Carolina Vásquez Ramírez, mayor de edad, vecina de Bucaramanga, identificado con la Cédula de Extranjería No. 631837 de Bucaramanga, actuando en nombre propio, en mi calidad de autor del trabajo de grado, del trabajo de investigación, o de la tesis denominada(o):

Estimación de la respuesta generada por el detector MuTe al paso de partículas cargadas,

hago entrega del ejemplar respectivo y de sus anexos de ser el caso, en formato digital o electrónico (CD o DVD) y autorizo a LA UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER, para que en los términos establecidos en la Ley 23 de 1982, Ley 44 de 1993, decisión Andina 351 de 1993, Decreto 460 de 1995 y demás normas generales sobre la materia, utilice y use en todas sus formas, los derechos patrimoniales de reproducción, comunicación pública, transformación y distribución (alquiler, préstamo público e importación) que me corresponden como creador de la obra objeto del presente documento. PARÁGRAFO: La presente autorización se hace extensiva no sólo a las facultades y derechos de uso sobre la obra en formato o soporte material, sino también para formato virtual, electrónico, digital, óptico, uso en red, Internet, extranet, intranet, etc., y en general para cualquier formato conocido o por conocer.

LA AUTORA – ESTUDIANTE, manifiesta que la obra objeto de la presente autorización es original y la realizó sin violar o usurpar derechos de autor de terceros, por lo tanto la obra es de su exclusiva autoría y detenta la titularidad sobre la misma. PARÁGRAFO: En caso de presentarse cualquier reclamación o acción por parte de un tercero en cuanto a los derechos de autor sobre la obra en cuestión, EL AUTOR / ESTUDIANTE, asumirá toda la responsabilidad, y saldrá en defensa de los derechos aquí autorizados; para todos los efectos la Universidad actúa como un tercero de buena fe.

Para constancia se firma el presente documento en dos (02) ejemplares del mismo valor y tenor, en Bucaramanga, a los 08 días del mes de Marzo de 2019.

LA AUTORA / ESTUDIANTE:

Adriana Vásquez

*A Anouk Vásquez
y a todas las Aspigirls,
para que nunca se rindan
y encuentren su lugar en este mundo.
En memoria de mi abuelo,
Ramón Vásquez.*

Agradecimientos

Un día vas caminando ensimismada, concentrada en los pensamientos que te acompañan día a día, las preocupaciones y la rutina que tanto te abruman, pero de repente te proponen un trabajo. Aparece una idea¹ que quiere ser desarrollada. Sabes bien que sola no será fácil, pero también has aprendido que en colaboración² se logran los objetivos planteados.

Es complicado ser el nuevo miembro de un grupo. Al principio todos te observan por ser la desconocida. Las personas suelen rechazar lo nuevo por miedo, es una forma de autodefensa. Queda de tu parte hacerles ver que no eres la amenaza, que si te dejan entrar a la tribu podrás serles de mucha utilidad. Este concepto³, del cual no soy autora, me ha ayudado a perseverar y a dominar los miedos que a veces no me permiten socializar para trabajar en conjunto. Pero hay que ver que no soy la única, parece que en este mundo de científicos habemos muchos a los que nos cuesta la integración social. Ha sido de gran ayuda encontrar mis pensamientos y actitudes en otras personas. En este tiempo fui a varias escuelas de Física donde conocí personas muy agradables^{4 5}. Entonces entendí que la importancia de estos encuentros reside más en la construcción de redes sociales científicas que en la adquisición de conocimientos. Aprendí que la ciencia se hace en conjunto y que en aislamiento es más lento el progreso. Siempre puedes aprender mucho de los demás y ellos de tí, es decir, se vuelve a reafirmar uno de esos dichos populares: “Dos cabezas piensan mejor que una”.

Y así, pensando con varias cabezas⁶, he logrado alcanzar los objetivos planteados en esta investigación. Todo esto dentro de un lugar ameno⁷ que aporta los recursos necesarios para el desarrollo de las ideas.

¹Luis Núñez

²Grupo Halley

³Orlando Vásquez

⁴Mariel Estevez

⁵Orazio Zapparrata

⁶Mauricio Suárez, Andrei Jaimes, Rolando Calderón, David Sierra

⁷Universidad Industrial de Santander

Hay días que el dolor de patria⁸ no me deja avanzar, la injusticia social es algo que me desespera y a veces creo que es el motivo principal para abrigarme con las ciencias exactas. Sin embargo, el calor familiar⁹, ese que con el que hemos crecido¹⁰, es capaz de transmitirse por las redes de comunicación, para levantarte y darte un motivo para seguir luchando. No me preguntén cómo ocurre este fenómeno, pues físicamente no tiene explicación. Aún así necesitamos el contacto directo con otras personas, y es ahí cuando aparecen familias¹¹ que te acogen como un miembro más¹². Amigos que se preocupan¹³¹⁴¹⁵ por tu bienestar y tu avance laboral. Así, los seres humanos vamos construyendo nuestra red de apoyo¹⁶ para seguir avanzando en lo que nos proponemos. Sabemos que siempre está la persona especial que mejor te conoce, que va hombro a hombro contigo y te anima cada día a luchar por tu futuro¹⁷. También están las personas que te ayudan de forma indirecta¹⁸¹⁹ sin imaginarse que están contribuyendo al avance de tu trabajo²⁰.

El lector se preguntará el motivo de este relato, cuando un título así debería estar seguido de una lista de personas con la palabra *gracias* al inicio de cada una. Me he tomado la libertad que me ofrece este espacio para descargar toda la parte *humana* de la que nuestros reportes científicos a veces carecen y que tanto nos reprochan. Hace poco hablaba con un estudiante de doctorado²¹ sobre la importancia de la divulgación científica. Según su experiencia, esto ayuda a que las personas se acerquen más al mundo de la descripción de la naturaleza, sin percibirlo como una exclusividad de las mentes brillantes. Como física, me he comprometido a compartir lo poco que sé a aquellos que me preguntan y como mujer de ciencias, a inspirar a otras compañeras que decidieron andar por estos caminos rompiendo los estereotipos que reprimen nuestras ganas de aprender.

Hoy sigo caminando sumida en mis pensamientos, pero cuando veo esta lista despierto, no estuve sola, me acompañaron más de 24 personas a las que hoy agradezco por inspirarme a escribir otra historia.

“Seguimos”, como diría L.N.²²

⁸Venezuela

⁹María Ramírez

¹⁰Mis queridos hermanos: Rhony Vásquez, Ana Bell Vásquez, Lindys Vásquez

¹¹Quinta Sofia: Ysabel Briceño, Héctor Rago, Julián Núñez, Yankady Rebolledo

¹²Jose Herrera y Chepe

¹³Amanda Balaguera

¹⁴Alejandra Vesga

¹⁵Arturo Núñez

¹⁶Damián Neri

¹⁷Ricardo Choy

¹⁸María Chuecos

¹⁹Leonardo Choy

²⁰Familia Escalante

²¹Oscar Barragan

²²Héctor Hernández

Índice general

Índice de figuras	10
1 Introducción	15
2 La muongrafía de volcanes y el Proyecto MuTe	17
2.1 La muongrafía de volcanes	17
2.2 Hodoscopios empleados para la muongrafía	20
2.2.1 Detectores de emulsiones nucleares	21
2.2.2 Detectores gaseosos	22
2.2.3 Detectores de centelleo	22
2.3 El Proyecto MuTe	26
3 Detector MuTe: El hodoscopio	29
3.1 Detector de Centelleo	30
3.1.1 Barra Centelladora	30
3.1.2 Fibra	32
3.1.3 Fotomultiplicador de Silicio	32
3.2 Respuesta del Detector de Centelleo	33

ÍNDICE GENERAL	9
3.2.1 Pulso característico de la señal de un muón de 3 GeV	34
3.2.2 Atenuación del número de fotoelectrones	37
3.2.3 Importancia de la ubicación del SiPM	39
3.3 Respuesta del hodoscopio	40
4 Detector MuTe: El detector Cherenkov de agua	44
4.1 Descripción	46
4.1.1 El contenedor, el Tyvek y el agua	46
4.1.2 El Fotomultiplicador	46
4.2 Respuesta del WCD ante muones y electrones	49
4.2.1 Detección de muones verticales	49
4.2.2 Detección de electrones verticales	51
4.2.3 Señal producida por muones y electrones verticales	51
4.3 Respuesta del WCD ante el flujo de fondo de rayos cósmicos	54
5 Detector híbrido MuTe	61
6 Conclusiones	63
A Geant4	66
Bibliografía	69

Índice de figuras

2.1	Intensidad de muones que penetran una roca con densidad conocida	19
2.2	Esquema general de un hodoscopio	20
2.3	Imagen microscópica de una película de emulsión nuclear revelada	21
2.4	Principio de funcionamiento de un detector de Micromegas	23
2.5	Niveles de energía de una molécula orgánica con estructura π electrón.	24
2.6	Esquema de funcionamiento de un detector de centelleo	25
2.7	Telescopio de Muones MuTe	26
2.8	Esquema de funcionamiento de un hodoscopio de muones con barras de centelleo	27
2.9	Flujo integral de partículas secundarias a nivel del Volcán Cerro Machín	28
3.1	Sistema de coordenadas del hodoscopio del MuTe	30
3.2	Detalle de la configuración de un panel del hodoscopio del MuTe	31
3.3	Esquema de la absorción y reemisión de luz a través de una fibra óptica	32
3.4	Perfil del detector de centelleo simulado en GEANT4	33
3.5	Eficiencia cuántica del SiPM S13360-1325PE de Hamamatsu	34
3.6	Poder de frenado para muones en poliestireno	35

ÍNDICE DE FIGURAS

11

3.7	Poder de frenado para electrones en poliestireno	35
3.8	Cadena de sucesos para la detección de un muón de 3 GeV que incide horizontalmente sobre un detector de centelleo	36
3.9	Pulso medio correspondiente a un muón de 3 GeV en el detector de centelleo	37
3.10	Número medio de fotoelectrones producidos por el impacto de un muón sobre la barra centelladora	38
3.11	Atenuación del número de fotoelectrones respecto a la posición de impacto del muón en la barra	39
3.12	Diferencia del número de fotoelectrones medidos con dos sistemas de acople entre el SiPM y la fibra	40
3.13	Respuesta del hodoscopio del MuTe simulado en Geant4	41
3.14	Respuesta de los paneles del hodoscopio	42
4.1	Índice de refracción del agua líquida como función de la frecuencia angular y producción de fotones Cherenkov en la banda visible y NUV	45
4.2	Geometría del WCD del MuTe simulado en Geant4	47
4.3	Eficiencia cuántica del PMT R5912 de Hamamatsu	48
4.4	Poder de frenado del electrón en agua líquida	48
4.5	Número de fotones Cherenkov producidos en el WCD, fotones que alcanzan la superficie del fotocátodo del PMT y fotoelectrones generados por muones verticales de 3 GeV	50
4.6	Número de fotones Cherenkov producidos en el WCD, fotones que alcanzan la superficie externa del fotocátodo del PMT y fotoelectrones generados por electrones verticales de 20 MeV	52
4.7	Número de fotoelectrones producidos por la incidencia vertical de muones de 3 GeV (VEM) y electrones de 20 MeV (VE) sobre el WCD	53
4.8	Pulso medio correspondiente a la detección de un VEM de 3 GeV y la detección de un VE de 20 MeV	54

<i>ÍNDICE DE FIGURAS</i>	12
4.9 Ubicación y propagación del flujo de secundarios sobre un WCD	56
4.10 Número de fotoelectrones producidos debido a la incidencia del flujo total de partículas secundarias sobre el WCD a nivel del Cerro Machín	57
4.11 Comparación del número de fotoelectrones producidos por el flujo de muones a nivel de la base del Cerro Machín con la unidad de calibración VEM	58
4.12 Distribución de distancias recorridas en el interior del detector por el flujo de partículas secundarias a nivel de la base del Cerro Machín	59
4.13 Pulso total generado por el flujo de partículas secundarias sobre el WCD a nivel del Volcán Cerro Machín	59
4.14 Fracción del número de partículas secundarias del flujo que detecta el WCD	60
A.1 Diagrama de clases principales del Geant4	67

Resumen

TÍTULO: ESTIMACIÓN DE LA RESPUESTA GENERADA POR EL DETECTOR MUTE AL PASO DE PARTÍCULAS CARGADAS.

AUTORA: ADRIANA CAROLINA VÁSQUEZ RAMÍREZ.

PALABRAS CLAVE: Detector de muones, hodoscopio, centelladores, WCD, muongrafa.

El Telescopio de Muones (MuTe) es un detector híbrido que está compuesto por dos detectores independientes: un hodoscopio de centelladores plásticos, para estimar la dirección de arriba de las partículas; y un detector Cherenkov de agua, para diferenciar entre las componentes de las cascadas atmósfericas extendidas (EAS). Las EAS son producidas por la interacción de los rayos cósmicos con los núcleos que conforman la atmósfera terrestre. Están compuestas de partículas secundarias clasificadas como: la componente electromagnética, la muónica y la hadrónica. En este trabajo se presentan los resultados obtenidos para proponer el trigger de detección de muones en el MuTe, basado en un conjunto de condiciones que deben ocurrir, en el hodoscopio y en el WCD, en un orden específico. Para esto se simuló la respuesta de los detectores de centelleo que conforman el hodoscopio y se obtuvo que los muones de 3 GeV deben generar más de 37 fotoelectrones en los fotosensores del centellador. Esto equivale a depositar alrededor de 2.08 MeV. Por lo tanto, para determinar la dirección de arriba de una partícula, ésta debe generar 37 fotoelectrones en dos barras centelladoras del panel frontal y luego en el panel trasero, para finalmente ser clasificada en el WCD. Para analizar la respuesta del WCD se empleó la unidad de medida VEM (Muón Vertical Equivalente) y se obtuvo que el número de fotoelectrones generados está alrededor de 203. La energía depositada correspondiente es de 240 MeV aproximadamente. Por otra parte, se realizaron las simulaciones correspondientes a la respuesta del WCD ante el flujo de fondo de rayos cósmicos a nivel de la base del volcán Cerro Machín. A partir de esto se obtuvo que el histograma de carga presenta dos picos: el primero dominado por la componente electromagnética y el segundo por la componente muónica de las EAS. El primer pico corresponde a 0.024 VEM mientras que el segundo está alrededor de 1.034 VEM, es decir, la diferencia entre ambos permite estimar si la partícula incidente es un muón. La metodología empleada para el análisis del WCD, dio origen a la codirección de un trabajo de pregrado, que consistió en completar la cadena de simulaciones de la colaboración LAGO (Latin American Giant Observatory) para estimar la respuesta de detectores Cherenkov de agua a la radiación cósmica. Esta cadena permite obtener el flujo de secundarios corregido por campo geomagnético en el sitio escogido (a través de los códigos CORSIKA y MAGCOS), para hacerlo incidir sobre el WCD (con el código Geant4), y obtener así el histograma del número de fotoelectrones por partícula incidente. Los resultados presentados se emplearán en la calibración del MuTe que ha sido diseñado para realizar la muongrafa de volcanes en Colombia.

Abstract

TITLE: ESTIMATION OF THE RESPONSE GENERATED BY THE MUTE DETECTOR TO CHARGED PARTICLES

AUTHOR: ADRIANA CAROLINA VÁSQUEZ RAMÍREZ.

KEY WORDS: muon detector, hodoscope, scintillators, WCD, muongraphy.

The Muon Telescope (MuTe) is a hybrid detector that is composed of two independent detectors: a plastic scintillator hodoscope, to estimate the direction of arrival of the particles; and a Cherenkov water detector, to differentiate between the components of the extended atmospheric showers (EAS). EAS are produced by the interaction between cosmic rays and the core of the components of the atmosphere. They are composed of secondary particles classified as: the electromagnetic, the muon and the hadron components. In this work we present the results obtained to propose the muon detection trigger in the MuTe, based on a set of conditions that must occur, in the hodoscope and in the WCD, in a specific order. For this, the response of the scintillation detectors that make up the hodoscope was simulated and it was obtained that the 3 GeV muons must generate more than 37 photoelectrons in the scintillator photosensors. This amounts to depositing around 2.08 MeV. Therefore, to determine the direction of arrival of a particle, it must generate 37 photoelectrons in two scintillator bars on the front panel and then on the rear panel, to finally be classified in the WCD. To analyze the response of the WCD, the unit of measurement VEM (Muon Vertical Equivalent) was used and it was obtained that the number of photoelectrons generated is around 203. The corresponding deposited energy is approximately 240 MeV. On the other hand, simulations were carried out corresponding to the response of the WCD to the background flux of cosmic rays at the base level of the Cerro Machín volcano. From this it was obtained that the charge histogram presents two peaks: the first dominated by the electromagnetic component and the second by the muon component of the EAS. The first peak corresponds to 0.024 VEM while the second one is around 1.034 VEM, that is, the difference between the two allows estimating if the incident particle is a muon. The methodology used for the analysis of the WCD, gave rise to the co-direction of an undergraduate work, which consisted in completing the chain of simulations of the collaboration LAGO (Latin American Giant Observatory) to estimate the response of Cherenkov detectors of water to cosmic radiation. This chain allows obtaining the secondary flow corrected by the geomagnetic field at the chosen site (through the CORSIKA and MAGCOS codes), to make it impact on the WCD (with the Geant4 code), and thus obtain the histogram of the number of photoelectrons per incident particle. The results presented will be used in the calibration of the MuTe, which has been designed to perform the volcano muongraphy in Colombia.

Capítulo 1

Introducción

En el marco de la Física de Altas Energías, se tiene la clasificación de las partículas elementales en torno a sus propiedades físicas. Los muones pertenecen a la familia de leptones y su masa en reposo es cerca de 200 veces la de un electrón [1]. Estas partículas pierden poca energía al interactuar con la materia, por lo que tienen un alto poder penetrante en los materiales. A partir de esta característica se ha originado la muongrafía, que consiste en medir la atenuación del flujo de muones que ha atravesado una estructura, respecto al flujo conocido previamente a la interacción. Esta diferencia en el flujo está asociada a la distribución de densidades en los materiales [2].

La interacción de los rayos cósmicos con los núcleos de los elementos de la atmósfera terrestre da origen a las lluvias atmosféricas extendidas (EAS). Las partículas secundarias producidas en las EAS se clasifican en tres componentes: la muónica, la electromagnética y la hadrónica. El flujo de muones empleado en la muongrafía proviene de estas interacciones y presenta un amplio espectro de energías [3].

Estas partículas secundarias sólo pueden ser detectadas a través de su interacción con la materia, entonces cada proceso de interacción se puede tomar como base para diseñar un detector [4]. La ionización y la excitación son los procesos principales utilizados en los detectores de partículas cargadas. Dependiendo de sus propiedades físicas, geométricas y materiales, pueden dar información sobre la masa, la carga, la trayectoria, el tiempo de vuelo y otras características de las partículas subatómicas [5].

La muongrafía se ha desarrollado en distintos proyectos como el MU-RAY [6], el ToMu-Vol [7] y el DIAPHANE [8], para estimar los perfiles de densidad del interior de ciertos volcanes, como el Mt. Sukuba [9], Mt. Asama [10], [11], [12], Mt. Satsuma-Iwojima, Mt. West Iwate [13], y el domo de lava Showa-Shinzan [14]. Además, se han establecido las condiciones para la aplicación de la muongrafía en otros volcanes, como el Mt. Vesuvio [15], en el domo de lava del Mt. Usu [16] y en el Mt. Satsuma-Iwojima [17]. La muongrafía axial tridimensional se ha realizado en el Mt Asama [18], Puy de Dome [7], [19], [20], el volcán La Soufrière de Guadalupe [21], [2] y el Mt Etna [22]. Esta técnica

también se ha empleado para monitorear el movimiento del magma, en las erupciones del Mt. Asama y en la erupción del Satsuma-Iwo Jima [23].

El proyecto MuTe se ha creado dentro de este contexto, para el estudio del interior de estructuras volcánicas en Colombia empleando la técnica de la muongrafía. El Telescopio de Muones que se ha diseñado está compuesto por dos detectores: un hodoscopio de barras centelladoras, para estimar la trayectoria de las partículas; y un detector Cherenkov de agua, para diferenciar entre la componente muónica y la electromagnética de las EAS [24]. En este sentido, la respuesta del detector híbrido MuTe, se basa en determinar el número de fotoelectrones producidos en los fotosensores de ambos detectores, al paso de partículas cargadas. Para estimar esta respuesta se utilizó la herramienta Geant4, que se compone de un conjunto de códigos para la simulación de la interacción de partículas de alta energía con la materia, con un alto nivel de detalle [25]. El Geant4 ha sido desarrollado por el Consejo Europeo para la Investigación Nuclear (CERN), para la simulación y el análisis de la respuesta de sus detectores, y se ha puesto a disposición de los usuarios para el desarrollo de sus investigaciones alrededor de la física de altas energías, física nuclear y aceleradores, ciencias médicas y espaciales.

En lo que sigue se describirá la técnica de muongrafía de volcanes y algunos detectores que se han utilizado alrededor del mundo. En el capítulo 3 se muestra el funcionamiento del hodoscopio del MuTe, y su respuesta ante muones monoenergéticos. La respuesta del detector Cherenkov de agua (WCD), ante muones y electrones, se expone en el capítulo 4, así como los resultados obtenidos para el flujo de partículas secundarias a nivel del Volcán Cerro Machín. En el capítulo 5 se propone el trigger de detección de muones del MuTe, basado en la correlación de los resultados obtenidos para el hodoscopio y para el WCD. Finalmente se presentan las conclusiones de esta investigación en el capítulo 6.

Capítulo 2

La muongrafía de volcanes y el Proyecto MuTe

2.1 La muongrafía de volcanes

La tomografía de muones (o muongrafía) es una técnica que se basa en medir la atenuación de un flujo de muones que atraviesa estructuras geológicas y antrópicas, para determinar la distribución de densidades en su interior [2]. Los muones provienen del decaimiento de piones y kaones, que se producen a través de la interacción de los rayos cósmicos con los núcleos de la alta atmósfera terrestre [26]. La energía de estas partículas comprende un amplio espectro, pero sólo aquellos muones con altas energías ($\sim 100\text{GeV}$) tienen la capacidad de atravesar cientos de metros de roca. Además son las partículas cargadas más abundantes que llegan al nivel del mar, debido a su alto poder penetrante (sólo pierden alrededor de 2 GeV al recorrer toda la atmósfera) [5]. Otra ventaja de los muones es su facilidad de detección respecto a otras partículas, a partir de diferentes técnicas como la ionización, excitación y el efecto Cherenkov [27].

Los muones llegan constantemente a la superficie terrestre con diferentes direcciones y energías [3], permitiendo desarrollar aplicaciones específicas en torno a esto. Por ejemplo, los muones verticales arriban con una tasa de $1\mu/\text{cm}^2\text{min}$ y energías de unos pocos GeV [28]. El uso potencial de este flujo fue reconocido por primera vez por Alvarez [29] en 1970, para explorar la estructura interna de pirámides con el objetivo de encontrar cámaras ocultas. En diciembre del 2017 se anunció el descubrimiento de un gran espacio vacío en la pirámide de Khufu, mediante la observación de muones provenientes de los rayos cósmicos [30]. Los resultados fueron obtenidos con detectores de láminas de emulsiones nucleares, instaladas en el interior de una cámara de la pirámide, y luego fueron confirmados con hodoscopios de centelladores y con detectores gaseosos, ubicados fuera de la estructura.

Por otro lado, están los muones que llegan casi horizontalmente a lo largo de la superficie de la tierra, con un ángulo cenital θ ligeramente inferior a 90° , que tienen una tasa menor a los verticales pero sus energías son más altas (superiores a algunos cientos de GeV) [28]. Éstos se pueden utilizar para escanear la estructura interna de objetos verdaderamente gigantescos como los volcanes, siempre que el flujo de muones sea razonablemente alto en el sitio de observación y que se cuente con el sistema de detección requerido [28]. En este caso es esencial filtrar los datos producidos por otras partículas, es decir, por la componente débil de los rayos cósmicos: las cascadas de electrones, positrones y fotones [28].

La muongrafía usa los mismos principios básicos de una radiografía médica: midiendo la atenuación del haz de muones (en lugar de rayos X) cuando atraviesan la roca (en lugar del tejido humano) con un detector sensible a partículas cargadas [27], se obtiene una imagen del objeto donde los diferentes tonos están asociados a diferentes densidades. Así, la opacidad (ϱ) de una estructura volcánica se puede obtener comparando el flujo de muones después de atravesar el volcán, Φ_v , y el flujo incidente a cielo abierto, Φ_0 , sobre el detector. Esta opacidad se define en términos de la densidad del material, como

$$\varrho \equiv \int_L \rho(\xi) d\xi = \bar{\rho} \times L \text{ [kg m}^{-2}\text]}, \quad (2.1)$$

donde L es la distancia total recorrida por los muones en la roca y $\bar{\rho}$ es la densidad promedio a lo largo de esta trayectoria [27].

Conociendo la energía perdida por los muones en la roca, se puede determinar la energía mínima, E_{min} , necesaria para recorrer cierta opacidad, a partir de la ecuación,

$$E_{min}(\varrho) = \int_0^\varrho \frac{dE}{d\varrho} d\varrho + E_\mu, \quad (2.2)$$

donde E_μ es la energía del muón en reposo [8]. Esta pérdida de energía se da por diferentes procesos físicos, como la ionización, el Bremsstrahlung, las interacciones nucleares y la producción de pares, $e^- e^+$, dada por la ecuación,

$$-\frac{dE}{d\varrho} = a(E) + b(E)E \text{ [MeV g}^{-1}\text{cm}^2\text]}, \quad (2.3)$$

donde las funciones $a(E)$ y $b(E)$ representan las pérdidas por ionización y por radiación, respectivamente [27].

El flujo integral de muones, $I_\mu(E_{min}(\varrho), \theta)$, con la energía suficiente para atravesar un material de opacidad conocida, en un ángulo cenital, θ , es

$$I_\mu(E_{min}(\varrho), \theta) = \int_{E_{min}(\varrho)}^\infty \Phi(E, \theta) dE. \quad (2.4)$$

Inversamente, si se desconoce la opacidad, ésta se puede determinar midiendo el flujo de muones emergentes con cierto ángulo cenital $I_\mu(\theta)$. La intensidad relativa de muones

atmosféricos transmitida a través del volcán, con respecto a los que vienen directamente del cielo abierto, $I_\mu(0, \theta)$, es

$$n(\theta) = \frac{I_\mu(\varrho, \theta)}{I_\mu(0, \theta)}. \quad (2.5)$$

Entonces, midiendo n en un ángulo θ conocido, se puede determinar $\varrho(\theta)$ [28]. En la figura 2.1a, se muestra como decrece la intensidad de muones con el aumento del espesor, X , de una roca con densidad conocida, $\rho = 2.5 \text{ g/cm}^3$, a diferentes ángulos cenitales. Extendiendo este estudio a dos dimensiones, se puede medir $n(\theta, \phi)$ y a través de estos datos se obtienen imágenes del interior de volcanes activos, como se muestra en la figura 2.1b.

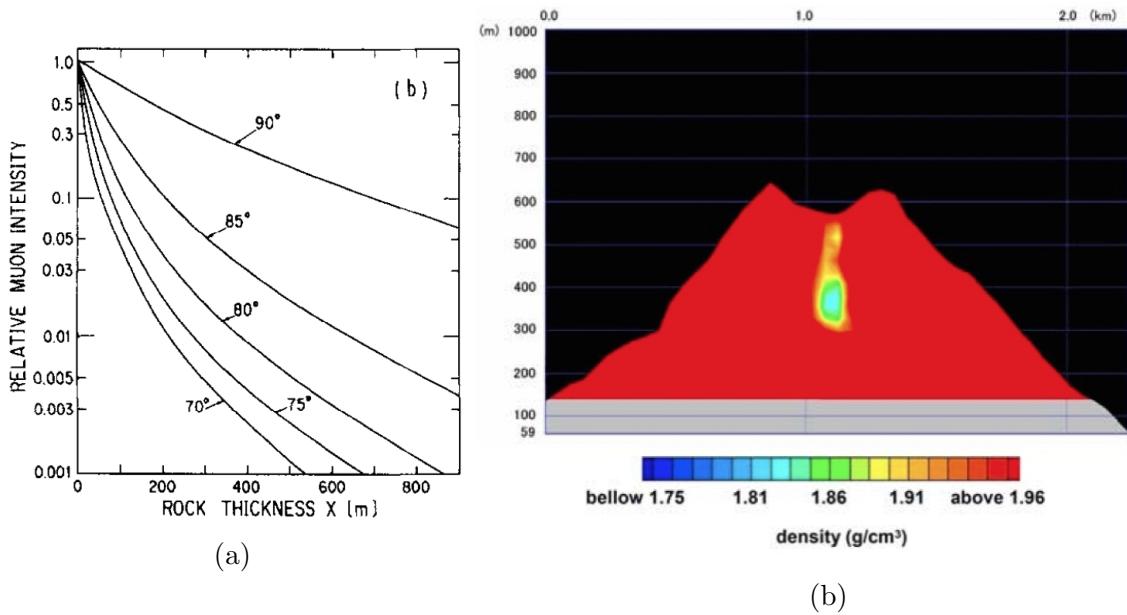


Figura 2.1: (a) Intensidad relativa de un flujo integrado de muones que atraviesan una roca con densidad de 2.5 g/cm^3 a diferentes ángulos cenitales [9]. Se puede observar que la intensidad relativa de muones disminuye conforme aumenta la cantidad de roca atravesada por las partículas. (b) Perfil de densidad promedio dado por el resultado del procesamiento de datos del flujo de muones atmosféricos en el Mt. Iwodake [17].

La resolución espacial de la densidad dada por la muongrafía es mayor que la obtenida por otras técnicas como la perforación, las técnicas geoeléctricas y electromagnéticas, y la gravimetría ([31], [32], [8], [17]), por lo tanto, la muongrafía permite describir y entender con más detalle la distribución de densidad y, además la dinámica de las estructuras volcánicas ([21], [33], [34]). La tomografía de muones también se ha aprovechado para distintas aplicaciones como el monitoreo de la estructura interna de una planta nuclear [35], la búsqueda y seguimiento de reservorios geotérmicos [36], la identificación de materiales desconocidos [37], el monitoreo de la concentración en los almacenamientos de CO_2 [38] e incluso la búsqueda de contrabando de material radioactivo [39].

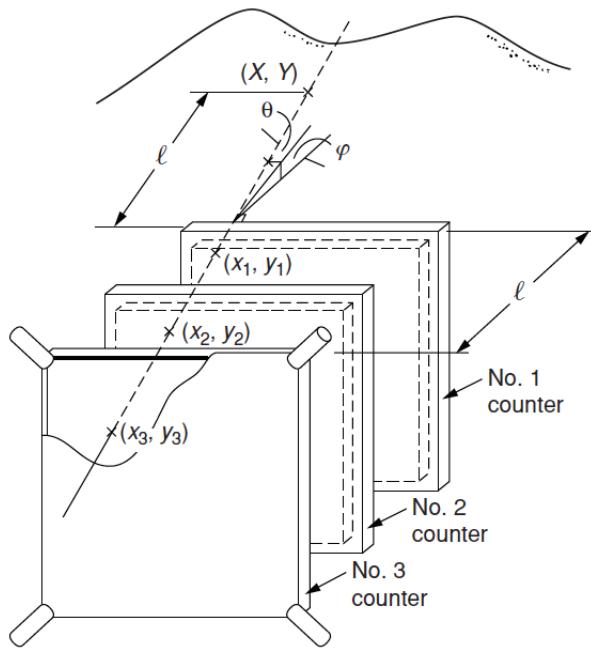


Figura 2.2: Esquema general del hodoscopio de centelladores plásticos continuos utilizado para las medidas realizadas en el Mt Tsukuba [28]. A partir de los puntos de impacto (x_i, y_i) en cada contador, se puede determinar la trayectoria del muón proveniente del volcán y su dirección dada por θ y ϕ .

2.2 Hodoscopios empleados para la muongrafía

Para el desarrollo de la muongrafía de volcanes es necesario emplear detectores capaces de medir la dirección de arriba de los μ provenientes del volcán en estudio, para lo que ya se han empleado hodoscopios de diferentes materiales que se muestran en esta sección.

En líneas generales, los hodoscopios son detectores de partículas que consisten de uno o varios paneles de conteo, como se muestra en la figura 2.2, donde la línea recta que conecta los puntos de impacto (x_i, y_i) de la partícula en cada panel, determina su trayectoria, y por lo tanto la dirección de arriba en términos del ángulo cenital θ y azimutal ϕ .

Los proyectos que han desarrollado la muongrafía de volcanes utilizan hodoscopios fundamentados en diferentes técnicas de detección, como los detectores de láminas de emulsiones nucleares ([30], [40]); los detectores gaseosos como las Cámaras de Platos Resistivos ([41], [42]), Micromegas [43], Cámaras Proporcionales Multi-Hilo (MWPCs) [44]; y los detectores de Centelleo segmentados ([35], [45], [17]) y continuos ([9], [46], [47]). En lo que sigue se describe el principio físico con el que opera cada tipo de detector.

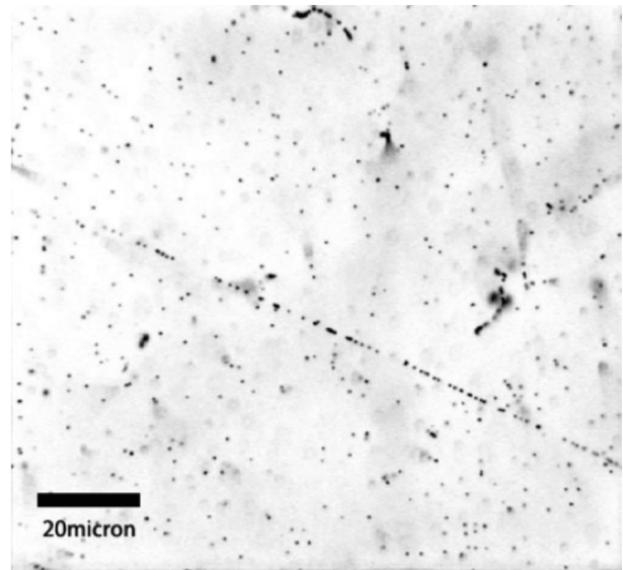


Figura 2.3: Imagen microscópica de una película de emulsión nuclear revelada, se puede observar la línea recta que representa la trayectoria dejada por una partícula cargada que ha interactuado con el material. Figura tomada de [48].

2.2.1. Detectores de emulsiones nucleares

Las películas de emulsiones nucleares son empleadas en detectores de partículas cargadas. Estas películas, generalmente de cristales de Bromuro de Plata (AgBr), consisten de una base de plástico y un gel de emulsión que los cubre por ambos lados. Los cristales de AgBr en el gel de emulsión nuclear son sensibles a las partículas cargadas, por lo que, después de que una emulsión se desarrolla, las trayectorias de las partículas cargadas son registradas como líneas tridimensionales de granos de plata [48], como se muestra en la figura 2.3. Estos granos tienen un tamaño del orden de los submicrones, proporcionando al detector una buena resolución espacial.

A pesar de que los detectores de láminas de emulsión tienen una alta resolución espacial, son de fácil manejo y traslado, y no requieren electricidad para su operación, presentan una serie de desventajas: el tiempo de vida de las láminas es corto (\sim meses) para realizar un monitoreo dinámico del volcán, el análisis de datos es costoso debido al procesamiento de las imágenes obtenidas, y no es posible hacer un seguimiento temporal de los eventos debido a que se van acumulando en la lámina durante el tiempo de exposición [49].

2.2.2. Detectores gaseosos

La detección de partículas cargadas se puede realizar también a través de su interacción con gases ionizados. Este tipo de detector se construye con un gas ionizante contenido entre dos capas de un material conductor, es decir, entre un ánodo y un cátodo. Al aplicar un alto voltaje entre los electrodos, se genera un campo magnético dentro del gas, de modo que al paso de una partícula cargada se generan pares íon-electrón. Si el campo eléctrico aplicado es lo suficientemente alto, los electrones serán acelerados, desprendiendo más electrones del gas hasta producir un efecto de avalancha. Estos electrones son atraídos al ánodo, generando una corriente eléctrica que puede ser registrada como la señal depositada por la partícula incidente [49].

En la figura 2.4 se muestra el principio de funcionamiento de un detector Micromegas, que se distinguen por poseer una rejilla interna que ayuda a amplificar la avalancha de los electrones. Además la avalancha es acelerada de tal modo que se disminuye el tiempo de respuesta de estos detectores.

Los detectores gaseosos permiten obtener una traza temporal de las partículas detectadas, con una resolución espacial alrededor de los micrones. Sin embargo, la ganancia de los electrodos depende altamente de las variables ambientales, como la presión y la temperatura. Además, para su funcionamiento óptimo se requiere de un alto voltaje, lo que se puede traducir en un alto consumo de electricidad en comparación con los detectores de láminas de emulsión [49].

2.2.3. Detectores de centelleo

Los detectores de centelleo son más robustos, pues no presentan una alta variación mecánica con las condiciones ambientales; son de fácil construcción y a un costo mucho menor que el de los detectores gaseosos y los de emulsión. Sin embargo, su resolución espacial no es tan buena como la de estos detectores, pues generalmente los segmentos utilizados son del orden de los centímetros.

El centelleo es un proceso mediante el cual un material emite luz (de un espectro característico) después de haber absorbido radiación. En materiales orgánicos este proceso ocurre cuando las moléculas absorben parte de la energía de la partícula incidente y los electrones del estado base S_0 son excitados a un estado S_1 . Los electrones en el estado S_1 se ubican en los estados de vibración S_{10} , S_{11} , S_{12} , S_{13} (ver figura 2.5). Los tres últimos niveles tienen un exceso de energía en comparación a S_{10} y, al no lograr un equilibrio térmico con su entorno pierden este exceso rápidamente, de modo que la molécula pasa a un estado neto de excitación en S_{10} . Al relajarse la molécula, los electrones vuelven a los sub-niveles de S_0 (S_{00} , S_{01} , S_{02} , S_{03}) emitiendo fotones con un

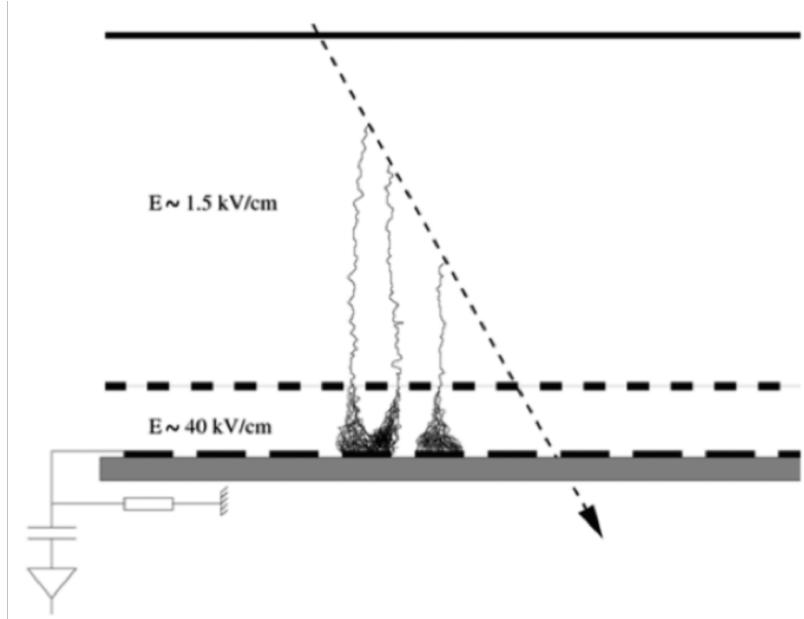


Figura 2.4: Principio de funcionamiento de un detector Micromegas. La trayectoria de la partícula incidente está representada por la flecha, donde se observa el desprendimiento de electrones a su paso. La rejilla que caracteriza este detector (línea punteada) amplifica y acelera la avalancha de electrones hacia el ánodo. Figura tomada de [50].

tiempo de decaimiento de algunos nanosegundos. A esto se le conoce como el proceso de fluorescencia y es de principal interés en la detección de partículas. La componente lenta (fosforescencia) es del orden de los microsegundos y corresponde a la emisión de fotones causada por la transición del estado T_1 al estado S_0 [24].

Para la detección de radiación se espera que un centellador ideal cumpla lo siguiente [51]:

1. Capacidad de conversión de la energía cinética de las partículas cargadas en luz, con alta eficiencia;
2. La conversión debe ser proporcional a la energía depositada;
3. El medio debe ser transparente en el rango de longitudes de ondas emitidas;
4. El tiempo de decaimiento de la luminiscencia producida debe ser corto (fosforescencia);
5. El material debe tener un índice de refracción tal que pueda ser fácilmente acoplado a detectores de fotones.

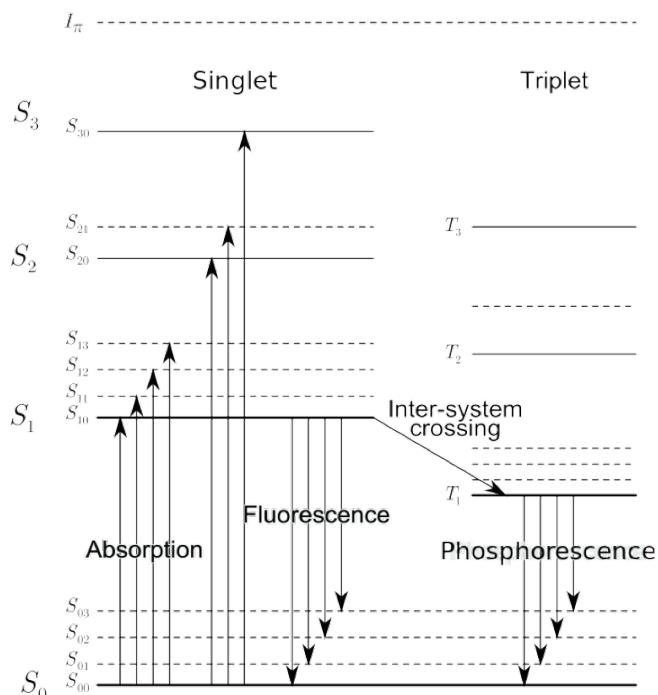


Figura 2.5: Niveles de energía de una molécula orgánica con estructura π electrón. S_0 es el estado fundamental mientras que S_1 , S_2 , y S_3 son estados de singlete excitados. T_1 , T_2 y T_3 son estados de triplete excitados. S_{00} , S_{01} , S_{10} , S_{11} , etc. son subniveles vibratorios. Los procesos de fluorescencia y fosforescencia ocurren en distintas transiciones de esos niveles. Figura tomada de [http://www.wikiwand.com/en/Scintillation_\(physics\)](http://www.wikiwand.com/en/Scintillation_(physics))

Los detectores de centelleo generalmente se componen de una barra centelladora con una fibra óptica en su interior, que absorbe parte de la luz producida en la barra al paso de una partícula cargada de alta energía. Los fotones son guiados a través de la fibra hacia un dispositivo capaz de detectarlos, generalmente se utilizan los Tubos Fotomultiplicadores (PMT) o los Contadores de Fotones Multi-Pixel (MPPC). El esquema de funcionamiento se muestra en la figura 2.6a, donde el SiPM (Silicon Photomultiplier) no es más que un MPPC de silicio. Es importante resaltar que el acople opto-mecánico entre la fibra y el MPPC debe ser óptimo para evitar una fuga de fotones. En este detector, los datos de un evento se obtienen a través de una electrónica de adquisición conectada al MPPC, como se observa en la figura 2.6b.

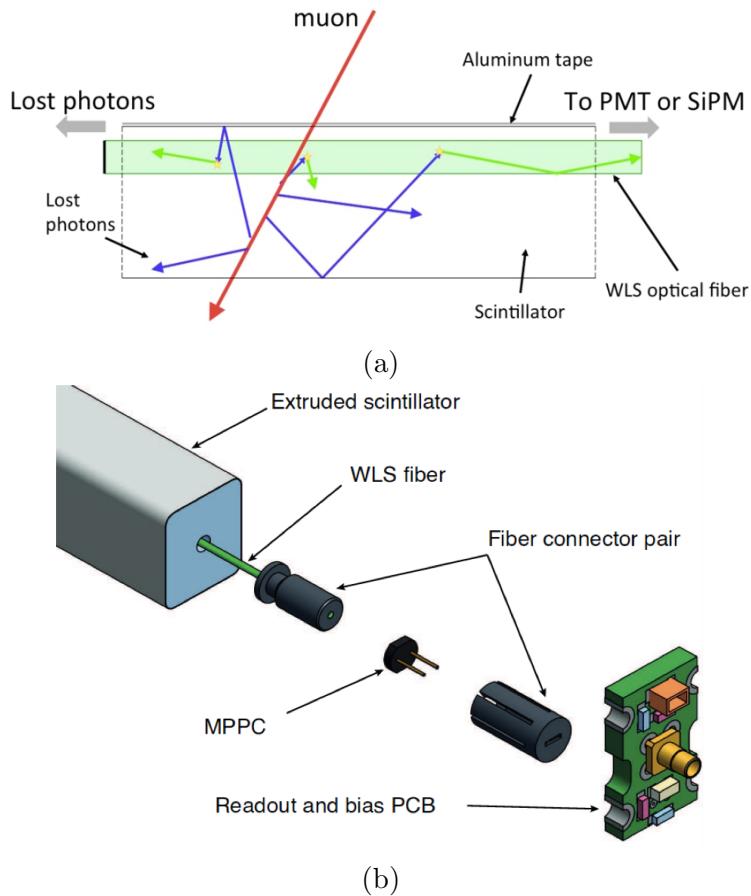


Figura 2.6: a) Esquema de funcionamiento de un detector de centelleo que se excita al paso de un muón. La trayectoria del muón está representada por la línea roja, mientras que los fotones producidos por centelleo se identifican con flechas azules. Algunos de éstos son absorbidos por la fibra y reemitidos en su interior con una longitud de onda λ diferente. Ciertos fotones dentro de la fibra viajan hacia el PMT o el SiPM donde serán contados, mientras que otros se pierden hacia el extremo opuesto de la barra [52]. b) Detalle de los componentes para la conexión de una fibra WLS (Wave Length Shifter) a un MPPC, y a la electrónica de adquisición de un detector de centelleo [53].

En este trabajo nos centraremos en los detectores de centelleo segmentados, los cuales se escogieron para el detector MuTe debido a: su eficiencia, su bajo costo, su desempeño estable con la temperatura y fácil manejo [24]. Estos detectores han sido probados en experimentos como MINOS [54] y AMIGA [52].

2.3 El Proyecto MuTe

El proyecto MuTe¹ (Muon Telescope) se origina con el fin de diseñar, construir, calibrar y poner en marcha un dispositivo que permita ejecutar la muongrafía de volcanes en Colombia. Se compone de dos detectores: el hodoscopio de centelladores plásticos, denotado como CP en la figura 2.7, y el detector Cherenkov de agua, WCD en la misma figura.

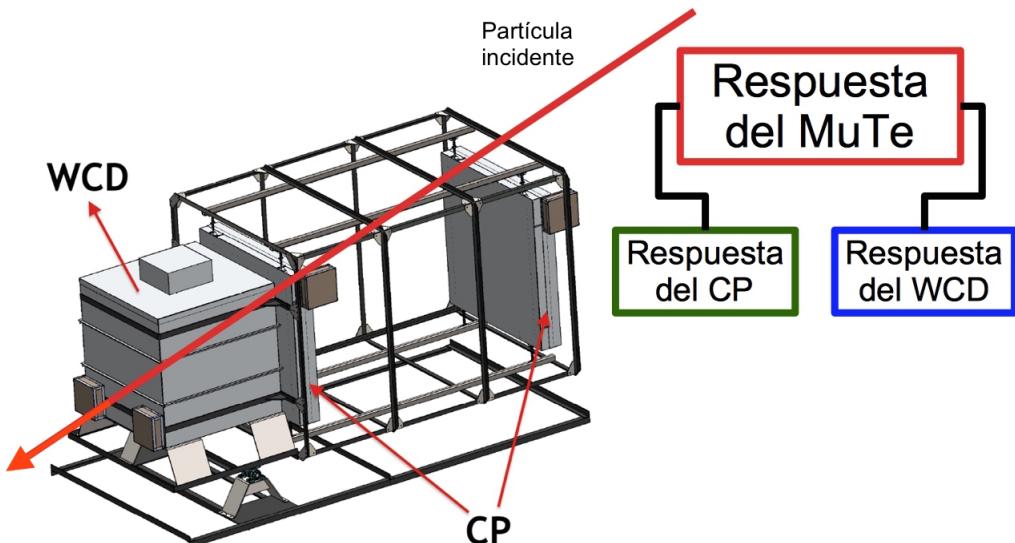


Figura 2.7: Telescopio de muones diseñado para la muongrafía de volcanes en Colombia. La respuesta del MuTe ante partículas cargadas se define en función de la respuesta del hodoscopio de centelladores plásticos y la respuesta del detector Cherenkov de agua.

El hodoscopio se emplea para estimar la dirección de las partículas cargadas provenientes del volcán. Como se observa en la figura 2.8, un pixel de detección se define como la intersección de la barra ubicada a lo largo del eje vertical, Y, con la barra ubicada en el eje horizontal, X, del panel. Existe una única dirección promedio dada por el pixel de la matriz frontal y el pixel de la matriz trasera.

Detrás del hodoscopio se ubica el detector Cherenkov de Agua (ver figura 2.7), para

¹<http://halley.uis.edu.co/fuego>

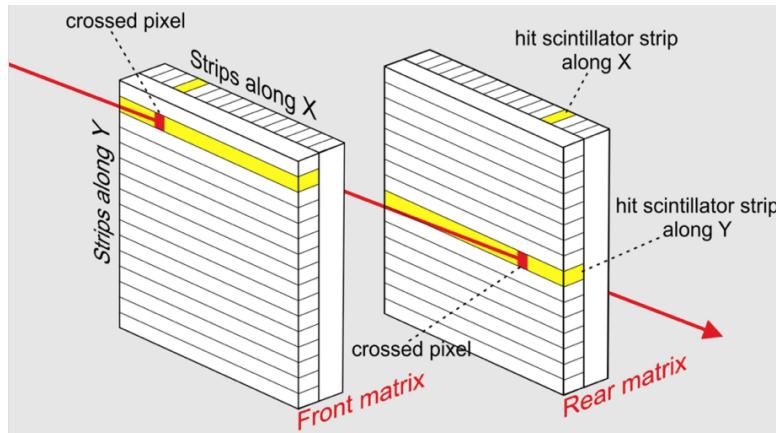


Figura 2.8: Esquema de funcionamiento de un telescopio de muones con barras de centelleo: un muón golpea dos pares de barras X e Y en la matriz frontal y trasera, respectivamente, permitiendo estimar la dirección de la partícula (flecha roja) [22].

identificar si la respuesta de la partícula incidente pertenece a la componente muónica del flujo de secundarios. Además, esta configuración permite seleccionar sólo los eventos requeridos para realizar la muongrafía, en este caso, aquellos muones que han atravesado el volcán serán detectados en el MuTe en el siguiente orden:

1. Panel delantero del hodoscopio.
2. Panel trasero del hodoscopio.
3. WCD.

La detección en cualquiera de los paneles se define como el registro de un número de fotoelectrones N_{FE} en un tiempo t , en el SiPM de dos centelladores (X e Y), mientras que el impacto en el WCD viene dado por el conteo de N_{FE} en el PMT, en un tiempo dado.

Antes de adquirir los datos con el MuTe es necesario realizar una calibración adecuada y para esto se debe determinar cómo responde el detector ante partículas cargadas. La presente investigación se basa en la estimación del número de fotoelectrones registrados al paso de partículas cargadas a través del hodoscopio (respuesta del CP), y del WCD del MuTe (respuesta del WCD en la figura 2.7). Estos eventos se pueden simular con alto detalle utilizando la herramienta Geant4 [25] (para detalles consultar apéndice).

Para iniciar la técnica de la muongrafía en Colombia se estudiaron las condiciones geográficas de 12 volcanes, siendo el Cerro Machín el único que cumple los siguientes criterios [55]:

- El ancho de la base del volcán es menor de 1500 m en el nivel de observación.

- En los puntos de observación seleccionados la topografía que rodea el volcán no afecta las medidas, es decir, los muones que impactan el telescopio cruzan solamente el volcán.
- Los sitios de observación son accesibles y seguros, con los recursos necesarios para instalar el detector MuTe.
- Los sitios de observación están fuera de riesgo debido a la actividad volcánica.

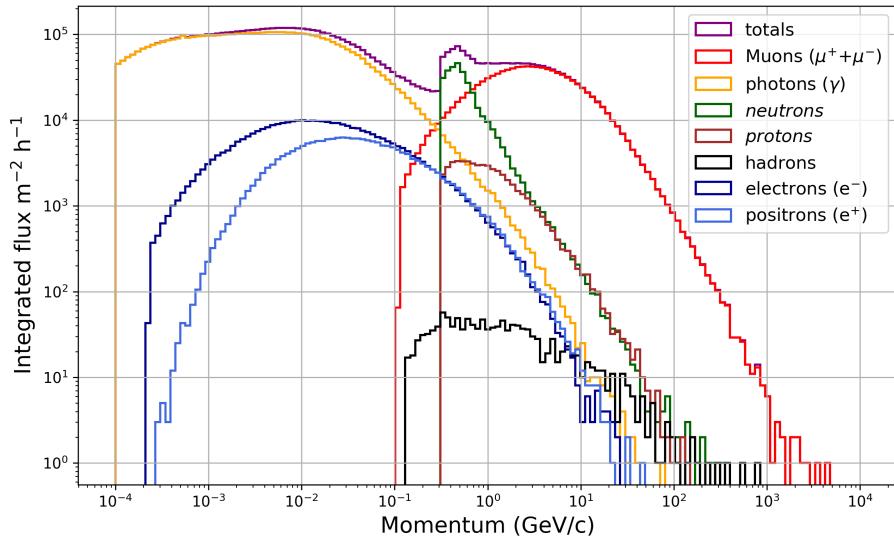


Figura 2.9: Flujo integral de partículas secundarias a nivel del Volcán Cerro Machín (2750 m s.n.m.) [55]. Se observa que los muones más probables llegan con una energía alrededor de los 3 GeV, mientras que los electrones lo hacen con una energía de 20 MeV.

Este volcán se encuentra a 2750 m s.n.m. con latitud de $4^{\circ}29'23.08''$ norte y longitud de $75^{\circ}23'15.30''$ oeste. A partir de estas coordenadas se puede estimar el flujo de partículas secundarias al que estará expuesto el detector MuTe. En la figura 2.9 se muestra el flujo integral de partículas secundarias a nivel del Volcán Cerro Machín, corregido por campo geomagnético, obtenido en [55] a partir de simulaciones realizadas con MAGCOS y CORSIKA.

En los siguientes capítulos se muestran los resultados obtenidos de simular la respuesta del hodoscopio ante muones monoenergéticos y la respuesta del WCD ante muones y electrones monoenergéticos. Igualmente se detalla la respuesta del WCD ante el flujo de partículas secundarias a nivel del Volcán Cerro Machín dado por el gráfico 2.9.

Capítulo 3

Detector MuTe: El hodoscopio

El hodoscopio del MuTe está conformado por dos paneles que definen una matriz de detección de 30×30 barras centelladoras cada uno. Esta configuración establece un total de 900 píxeles, dados por la intersección de una barra horizontal (C_i para el panel delantero y C_k para el trasero) y una barra vertical (C_j o C_l , para el panel frontal o trasero, respectivamente), como se muestra en la figura 3.1. Al definir los píxeles de detección del panel frontal como $P_{i,j}^F$ y los del panel trasero como $P_{k,l}^T$, se puede determinar la trayectoria de la partícula a partir de las coordenadas $Y(i, k)$ y $Z(j, l)$, con una distancia constante entre los paneles, $X = d$. Todo par de píxeles $\{P_{i,j}^F, P_{k,l}^T\}$ con la misma posición relativa $\{m = k - i, n = l - j\}$, comparten la misma dirección promedio $\mathbf{r}_{m,n}$, dada por

$$\mathbf{r}_{m,n} = \frac{-d\hat{x} + m\hat{y} + n\hat{z}}{r}, \quad (3.1)$$

donde $r = \sqrt{d^2 + m^2 + n^2}$.

Por ejemplo, en la figura 3.1 se tiene que una partícula (flecha naranja) que ha impactado en el pixel del panel frontal $P_{30,30}^F$, y luego en el pixel del panel trasero $P_{30,30}^T$, ha llegado completamente horizontal, con una dirección dada por

$$\mathbf{r}_{0,0} = \frac{-d\hat{x} + (30 - 30)\hat{y} + (30 - 30)\hat{z}}{d} = -\hat{x}. \quad (3.2)$$

De esta manera, el número de muones N_μ detectados por el hodoscopio para una dirección $\mathbf{r}_{m,n}$, viene dado por

$$N_\mu(\mathbf{r}_{m,n}, \Delta\tau) = I_\mu(\mathbf{r}_{m,n}) \times \Delta\tau \times T(\mathbf{r}_{m,n}), \quad (3.3)$$

donde I_μ es el flujo integral de muones dado en $\text{cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\Delta\tau$ es el tiempo de exposición del instrumento en el sitio de observación, y T es la aceptancia del telescopio expresada en $\text{cm}^2 \text{ sr}$ [45]. Detalles sobre el cálculo de $\Delta\tau$ y T del MuTe, para una distancia $d = 200\text{cm}$, se encuentran en [55].

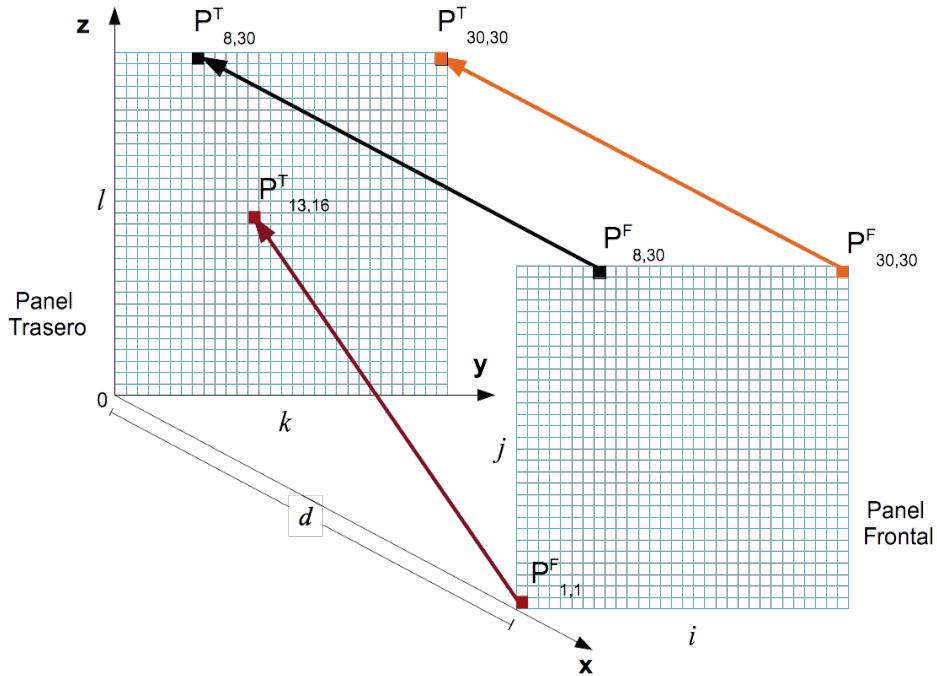


Figura 3.1: Sistema de coordenadas del hodoscopio del MuTe, en términos de los píxeles de detección de los paneles de centelladores plásticos. El panel frontal está conformado por los píxeles $P_{i,j}^F$, mientras que el panel trasero contiene los píxeles $P_{k,l}^T$. La señal producida al paso de un muón en el SiPM del centellador C_i y del centellador C_j , en el panel delantero, y C_k y C_l en el panel trasero, definen la dirección de arriba de la partícula, $\mathbf{r}_{m,n}$. Las flechas representan tres ejemplos hipotéticos de trayectorias recorridas por muones y los píxeles activados en cada caso.

Para estudiar la respuesta del hodoscopio se debe conocer primero la respuesta del detector de centelleo. A continuación se muestran las características y propiedades físicas que se tomaron en cuenta para la simulación de los centelladores en el código de Geant4.

3.1 Detector de Centelleo

3.1.1. Barra Centelladora

Las barras centelladoras del MuTe tienen 120 cm de largo, 4 cm de ancho y 1 cm de espesor, formando píxeles con una superficie de detección de $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$, como se señala en la figura 3.2. Están hechas de poliestireno (Dow Styron 663) dopado con 1 % de 2,5-diphenyloxazole (PPO) y 0,03 % de 1,4-bis(5-Phenylloxazole-2-yl) benceno

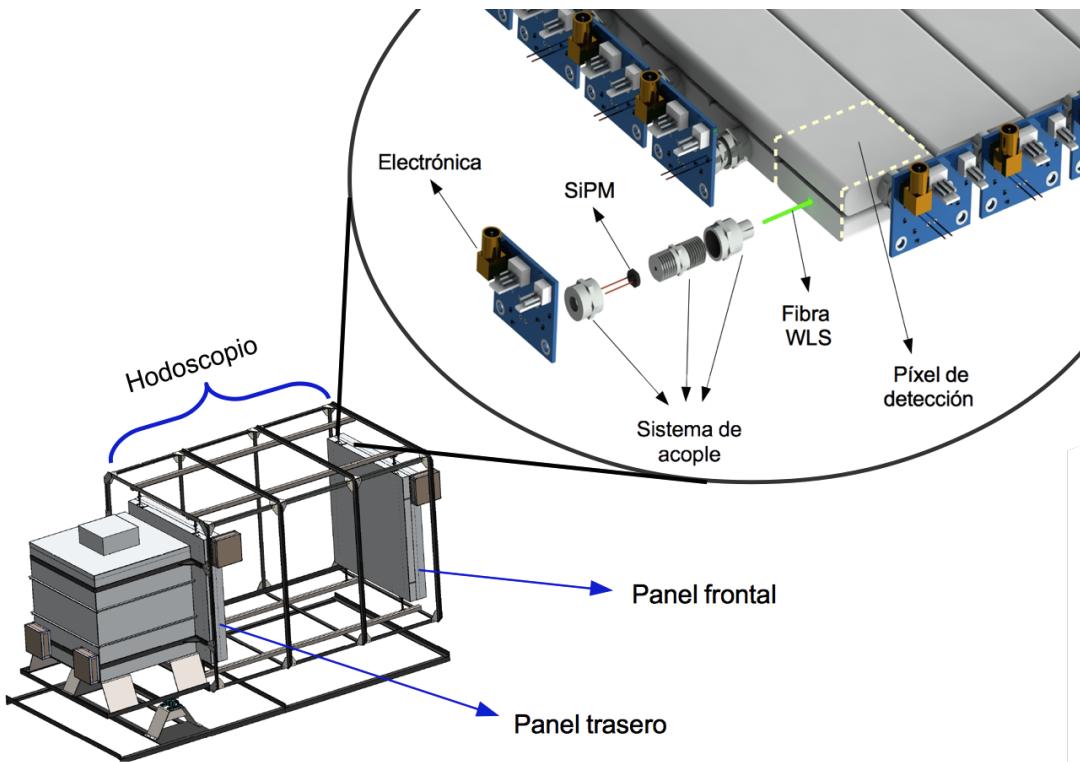


Figura 3.2: Detalle de la configuración de un panel del hodoscopio del MuTe. Los pixeles se delimitan por la intersección de un centellador orientado verticalmente sobre otro centellador orientado horizontalmente, definiendo una superficie de detección de $4 \times 4 \text{ cm}^2$. Por ejemplo, el pixel $P_{1,1}^F$ se delimita por la línea amarilla. Además, se muestran los componentes del detector de centelleo: la barra centelladora con la fibra WLS en su interior que se acopla al SiPM y éste a su vez a la electrónica, a través de un sistema mecánico.

(POPOP). Con esta composición se tiene un pico de emisión centrado en una longitud de onda de $\sim 420 \text{ nm}$. Además están revestidas con poliestireno claro con TiO_2 en una concentración del 15% [56]. El campo de luz producido por estos centelladores es bastante uniforme con variaciones de $\pm 5\%$, y tienen una longitud de atenuación de $\sim 55 \pm 5 \text{ mm}$ para la componente rápida (proceso de centelleo) y de 24 cm para la componente lenta (proceso de fosforescencia) [52].

A lo largo de las barras se tiene una perforación centrada de $\sim 3 \text{ mm}$ de diámetro, donde se sitúa la fibra óptica WLS que absorbe los fotones producidos en el centellador para reemitirlos con una energía menor y transportarlos hasta el SiPM.

Para la simulación se utilizaron barras de poliestireno revestidas de poliestireno claro con TiO_2 , con una longitud de atenuación de fotones de 5.5 cm.

3.1.2. Fibra

Las fibras del detector son las correspondientes a la referencia BCF99-29AMC de Saint-Gobain, cuyo diámetro es de 1 mm. Estas fibras son de multirevestimiento con un interior de PMMA (Polimetilmetacrilato, $C_5H_8O_2$) con 1.2 g/cm^3 de densidad y un índice de refracción (n_f) de 1.6. Están recubiertas con una primera capa de acrílico ($n_{c1} = 1.49$) seguida de otra capa de fluor-acrílico ($n_{c2} = 1.42$). La diferencia en estos índices de refracción produce una reflexión tal que los fotones reemisidos en la fibra, viajen a lo largo de ésta como se ve en la figura 3.3. La fibra tiene una longitud de atenuación para los fotones de más de 3.5 m, un tiempo de decaimiento de 2.7 ns y un máximo de absorción y emisión de luz centrado en 410 nm y 485 nm, respectivamente [57]. Las fibras BCF99-29AMC tienen los mismos dopantes que la referencia estándar BCF-92¹ de los catálogos de Saint Gobain, pero con el doble de concentración. El sistema multi-revestimiento aumenta la señal en un 60 % comparado con las de revestimiento sencillo [52].

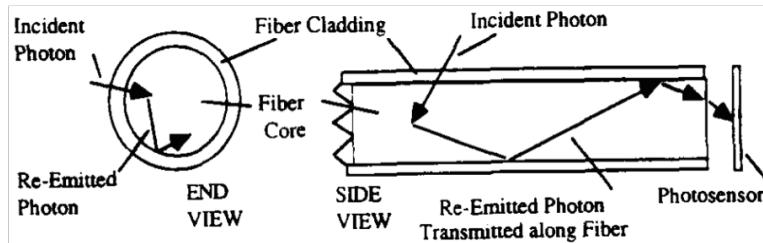


Figura 3.3: Esquema de la absorción y reemisión de luz a través de una fibra óptica que cambia la longitud de onda de los fotones (WLS) [58]. A la derecha se observa el corte longitudinal de la fibra y a la izquierda el corte transversal. El revestimiento evita que los fotones reemisidos en el núcleo de la fibra salgan de este volumen.

En la simulación realizada en Geant4, la fibra consta de un cilindro de PMMA recubierto por los dos revestimientos descritos, como se muestra en la figura 3.4. En uno de los extremos se acopla el SiPM y en el otro se define una superficie óptica que absorbe los fotones que van en dirección contraria al SiPM.

3.1.3. Fotomultiplicador de Silicio

Son dispositivos fotosensibles necesarios para registrar los fotones que viajan por la fibra óptica. Los SiPM son dispositivos opto-semiconductores compuestos por un arreglo de foto-diodos (píxeles) en avalancha, que conforman una matriz de detección capaz de registrar fotones individuales [59]. Cuando un fotón hace contacto con uno de los píxeles

¹<https://www.crystals.saint-gobain.com/products/scintillating-fiber>

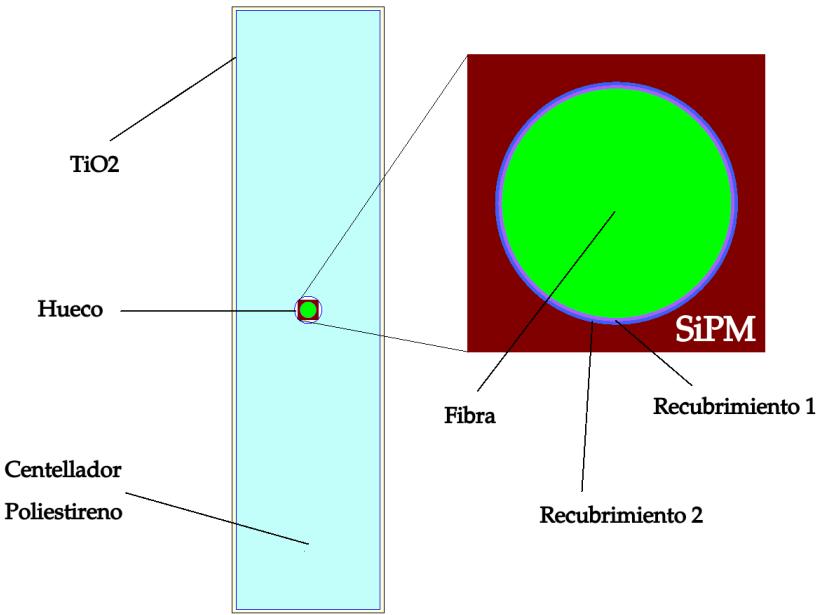


Figura 3.4: Perfil del detector de centelleo simulado en Geant4, conformado por la barra centelladora de poliestireno recubierta de poliestíleno claro con TiO₂, la fibra WLS (verde) recubierta con acrílico (morado) y fluor-acrílico (azul), y el SiPM pegado en un extremo de la fibra para detectar los fotones.

del SiPM, éste excita un electrón de la banda de conducción y crea un par electrón-hueco que se moverá de acuerdo a la orientación del campo eléctrico de polarización del dispositivo.

Para la simulación del SiPM² se ha optado por definir una superficie cuadrada de 1.3 mm de lado, ubicado en uno de los extremos de la fibra (ver superficie cuadrada roja de la figura 3.4). Además se ha introducido su eficiencia cuántica en el código, de modo que un fotón que alcance esta superficie será detectado o absorbido según la probabilidad de detección correspondiente a su longitud de onda. La eficiencia cuántica del SiPM del MuTe se muestra en la figura 3.5, donde se observa una eficiencia máxima del 25 % para detectar fotones con $\lambda = 450$ nm.

3.2 Respuesta del Detector de Centelleo

La respuesta del centellador depende del poder de frenado de cada una de las partículas cargadas que impactan. En este caso se tiene que el poder de frenado de los muones en el poliestireno es de 2 MeV cm²/g, en un amplio rango de energías (ver figura 3.6). Para los electrones ocurre lo mismo en un rango menor de energía, aproximadamente entre

²http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf

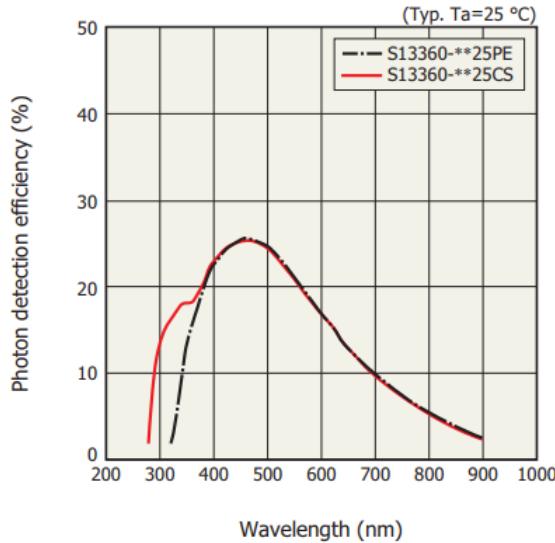


Figura 3.5: Eficiencia cuántica del SiPM S13360-1325PE de Hamamatsu, con un máximo de detección de fotones para una longitud de onda alrededor de 450 nm. A partir de esta curva se establece en el código de Geant4 la probabilidad de detección de los fotones según su longitud de onda (Figura tomada de http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf).

0.5 MeV y 20 MeV (ver figura 3.7). Por lo tanto, se puede considerar que la respuesta del centellador de poliestireno es similar al paso de muones y electrones de energías típicas, es decir, de muones de alrededor de 3 GeV y de electrones con energías alrededor de los 20 MeV. A continuación se muestran los resultados de simular la respuesta del detector de centelleo ante muones monoenergéticos.

3.2.1. Pulso característico de la señal de un muón de 3 GeV

La detección de un muón genera un pulso característico dado en términos del número de fotoelectrones producidos en el SiPM, en un tiempo t . Para obtenerlo se simuló en Geant4 el impacto de 10000 muones de 3 GeV que ingresan perpendicularmente a la barra. La posición inicial de la partícula se escoge de tal manera que impacte en el centro de los pixeles de detección definidos para los paneles del hodoscopio, por ejemplo, para que el muón impacte en el centro del primer pixel, $P_{1,1}$, se define su posición inicial a 2 cm del SiPM. De esta manera, la posición inicial del muón para impactar en el punto medio de cada pixel, se define como

$$x_p = (2 + 4n)\text{cm} \quad y_p = 1\text{cm} \quad z_p = 2\text{cm}, \quad (3.4)$$

a partir del sistema de referencia definido en la figura 3.8, con y_p y z_p constantes, y $p = 0, 1, 2, \dots, 29$.

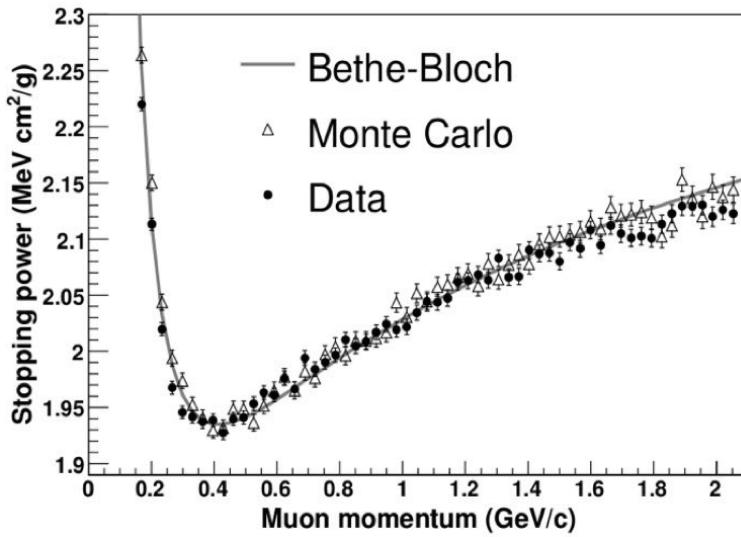


Figura 3.6: Poder de frenado para muones en poliestireno [51]. Se puede observar que para este rango de energías el poder de frenado está alrededor de los 2 MeV cm²/g aproximadamente.

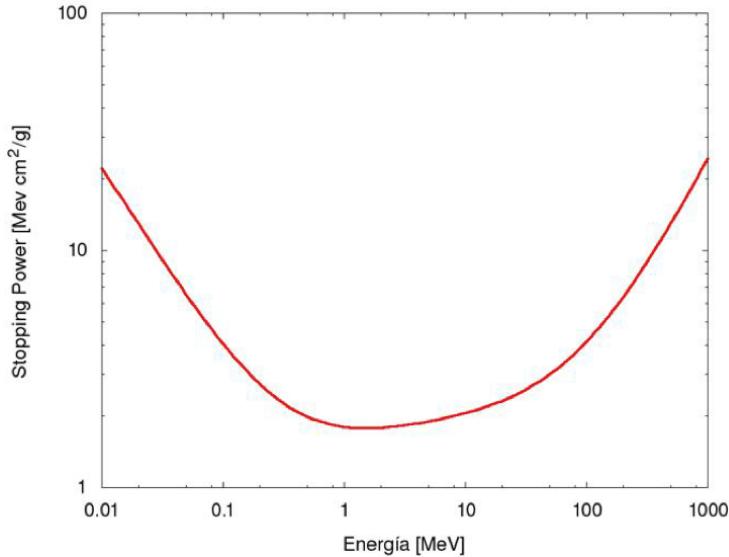


Figura 3.7: Poder de frenado para electrones en poliestireno [51]. Los electrones de energía típica (decenas de MeV) tienen un poder de frenado alrededor de los 2 MeV cm²/g.

El pulso promedio resultante del impacto de estos muones sobre la barra se observa en la figura 3.9. En el primer caso, cuando el muón ha ingresado a 2 cm del SiPM (figura 3.9a), se puede notar que el 40 % de los fotoselectrones se producen en los primeros 10 ns, mientras que en el segundo caso sólo se produce el 12 % (figura 3.9c).

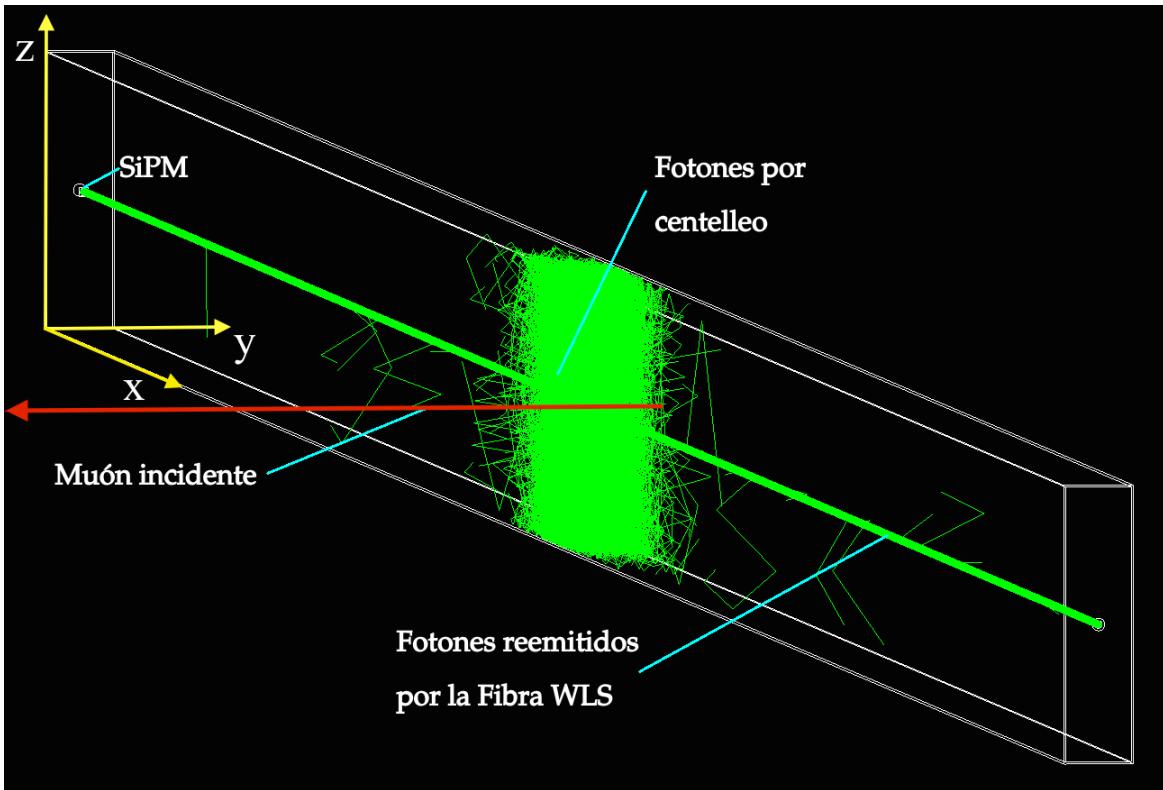


Figura 3.8: Cadena de sucesos simulada en Geant4 para la detección de un muón de 3 GeV que incide horizontalmente (en dirección $-\hat{y}$) sobre un detector de centelleo, a 62 cm del SiPM (en el eje x). Cuando el muón atraviesa la barra se produce un número de fotones por centelleo, con una atenuación media de 5.5 cm en el poliestireno. Parte de estos fotones son absorbidos por la fibra y reemitidos con una energía menor en su interior, para viajar hacia el SiPM o hacia el extremo opuesto. Los fotones que llegan al SiPM pueden ser detectados según la eficiencia cuántica de éste, mientras que los que viajan al otro extremo son absorbidos por el medio.

Estos dos casos representan los extremos de la barra centelladora y el número total de fotoelectrones producidos en cada uno presentan una leve diferencia. Teniendo entonces que a 2 cm del SiPM se producen en promedio 40 fotoelectrones y a 118 cm se producen 37, como se muestra en los gráficos 3.10a y 3.10b, respectivamente. Esta diferencia se asocia a la atenuación de los fotones que viajan por la fibra y para obtener la curva característica, se simuló la respuesta del detector de centelleo en las 30 posiciones dadas por los puntos definidos en las ecuaciones 3.4. Los resultados se detallan en la sección (3.2.2).

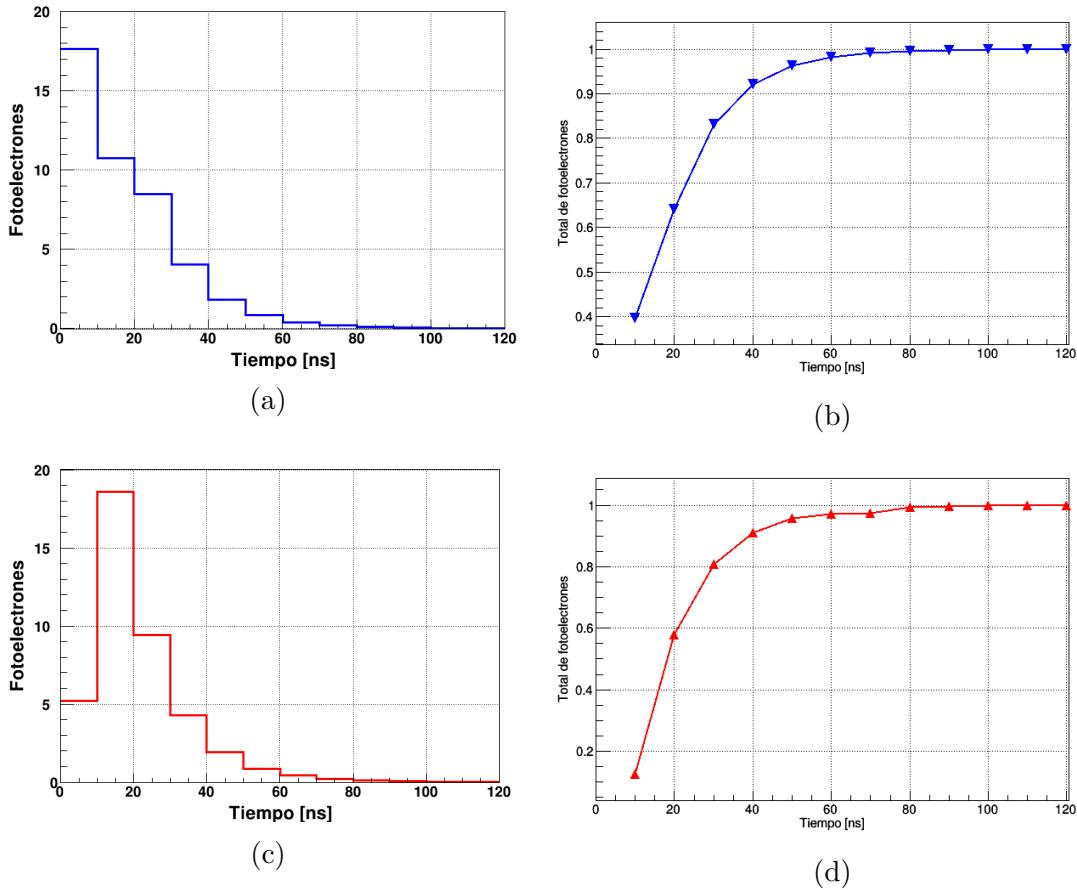


Figura 3.9: Pulso medio correspondiente a la respuesta del detector de centelleo ante el impacto de un muón de 3 GeV que ingresa a 2 cm de distancia al SiPM (a) y a 118 cm (c). En la figura (b) se puede observar que para el caso (a) se acumula el 40 % del total de los photoelectrones del pulso en los primeros 10 ns, mientras que en el caso (c) sólo se acumula el 12 % en la misma ventana temporal (d).

3.2.2. Atenuación del número de photoelectrones

La atenuación de la señal en el detector de centelleo del MuTe, fue obtenida a través de medidas experimentales, dando como resultado un 11 % de diferencia entre el pico resultante de la señal de 10000 eventos a 2 cm del SiPM, y el pico correspondiente a la señal promedio de 10000 impactos a 118 cm del SiPM [60]. Para comparar estos resultados se realizaron una serie de simulaciones, donde el muón de 3 GeV incide sobre la barra centelladora en los distintos puntos descritos en 3.4.

Para el primer pixel se obtuvo en promedio un total de 40 photoelectrones, al paso de 10000 muones. Esta cantidad va decayendo conforme el impacto del muón se aleja del SiPM, como se muestra en la figura 3.11. Típicamente la atenuación de fotones en estas

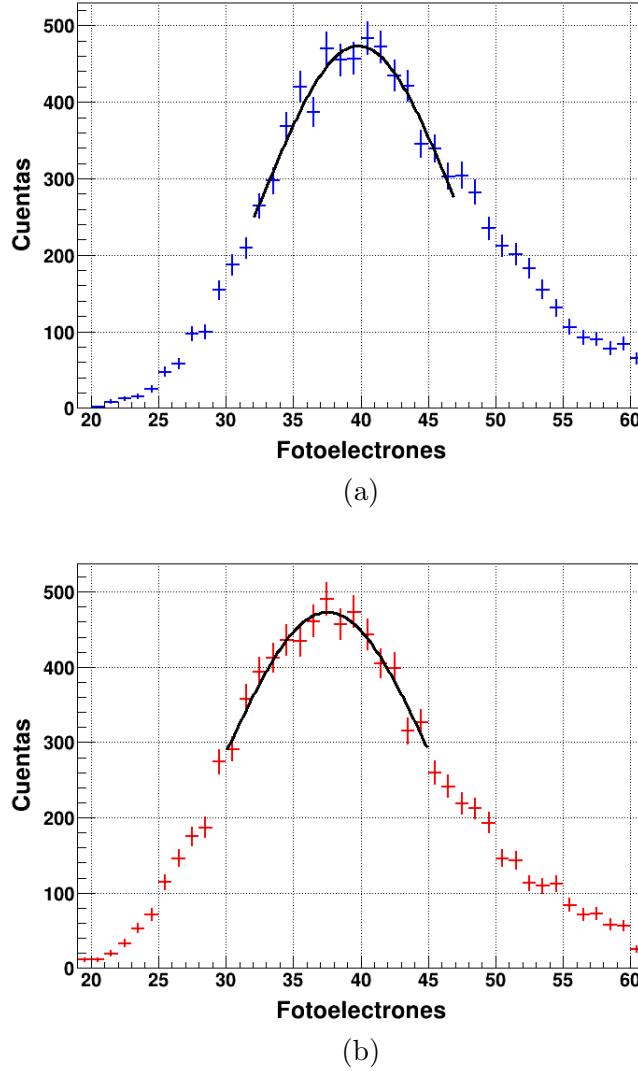


Figura 3.10: Número medio de fotoelectrones producidos por el impacto de un muón de 3 GeV sobre la barra centelladora, a 2 cm del SiPM (a) y 118 cm del SiPM (b). (a) El pico está centrado en 40 fotoelectrones mientras que en (b) se centra en 37, presentando una diferencia de 3 fotoelectrones entre ambos extremos del centellador.

fibras presenta un comportamiento exponencial [51], en este caso se obtuvo una función de ajuste para los datos, $F(x)$, con la siguiente forma

$$F(x) = 0.468 \exp(-0.003(2 - x)) + 0.531 \exp(0.005(2 - x)), \quad (3.5)$$

donde x representa la posición de impacto del muón respecto al SiPM.

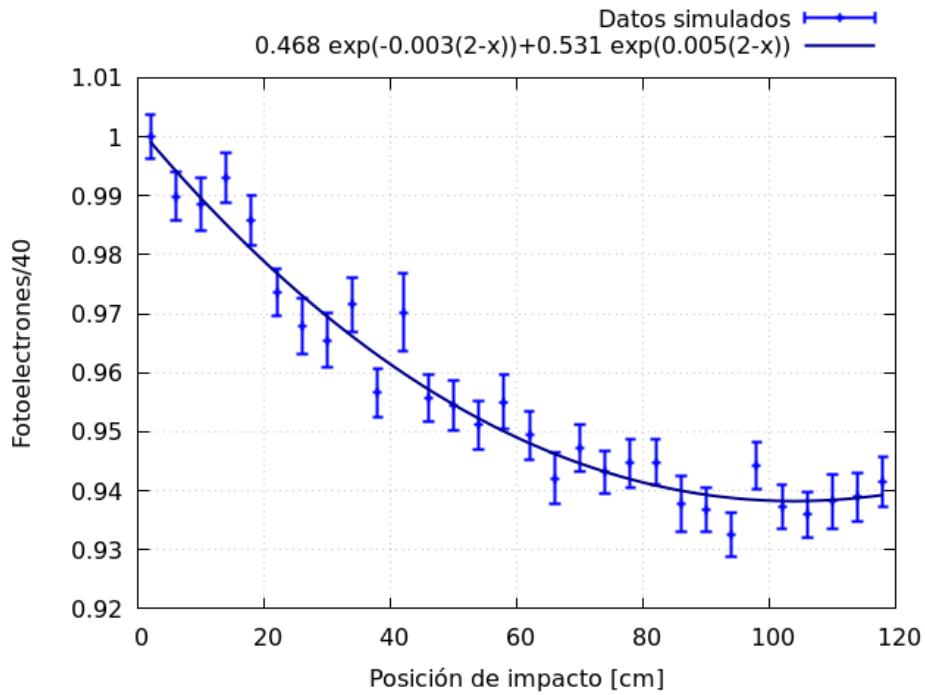


Figura 3.11: Atenuación del número de fotoelectrones respecto a la posición de impacto del muón en la barra. A 2 cm del SiPM se tienen 40 fotoelectrones en promedio y a 118 cm del SiPM se tienen 37. La atenuación de fotones en el extremo opuesto al SiPM es aproximadamente del 7% respecto a la posición más cercana a éste.

3.2.3. Importancia de la ubicación del SiPM

Como se ha descrito, el SiPM es el dispositivo necesario para detectar aquellos fotones que viajan por la fibra. Para evaluar las diferencias entre un acople ideal y uno deficiente, se simuló la respuesta del detector de centelleo ante 10000 muones de 3 GeV (a 2 cm del SiPM) teniendo en cuenta dos casos:

1. SiPM ubicado justo al extremo de la fibra.
2. Distancia entre el SiPM y la fibra de 1.15 mm.

El primer caso se escogió para realizar todas las simulaciones respecto a la respuesta del detector de centelleo, debido a que es la referencia ideal del sistema. En la figura 3.12 se puede observar este caso en la parte superior, donde el SiPM recoge todos los fotones que han llegado al final de la fibra. En la parte inferior de la misma figura, se tiene el segundo caso y se observa que gran parte de los fotones que llegan al extremo de la fibra cambian su dirección debido al índice de refracción del aire, y no alcanzan la superficie del SiPM. Cuantitativamente se tiene que el total de fotoelectrones producidos

es alrededor de 8, representando una pérdida del 80 % de la señal con tan sólo 1.15 mm de separación entre la fibra y el SiPM.

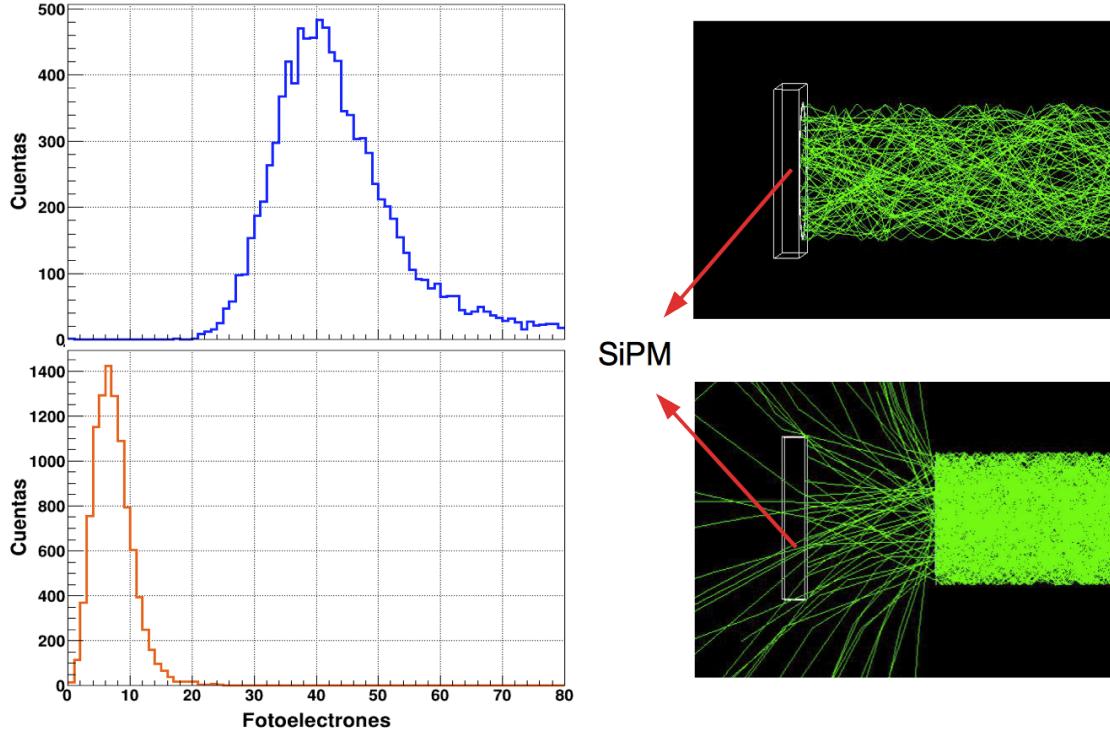


Figura 3.12: Diferencia del número de fotoelectrones medidos con un sistema donde el SiPM está pegado a la fibra (caso 1, arriba) y con un SiPM separado a 1.15 mm de la fibra (caso 2, abajo). Se puede observar que en el segundo caso la señal obtenida es 80 % menor que en el caso ideal, por lo que es importante garantizar un acople óptimo entre el SiPM y la fibra de cada detector de centelleo del MuTe.

3.3 Respuesta del hodoscopio

Determinar la respuesta de cada panel del hodoscopio consiste en contabilizar el número de fotoelectrones que se producen en una barra horizontal y una barra vertical. Por lo tanto, para el panel frontal del hodoscopio, se tiene que el número de fotoelectrones producidos en un pixel viene dado por

$$P_{i,j}^F = N_i^F + N_j^F, \quad (3.6)$$

donde N_i^F y N_j^F son el número de fotoelectrones producidos en la barra horizontal y en la barra vertical, respectivamente.

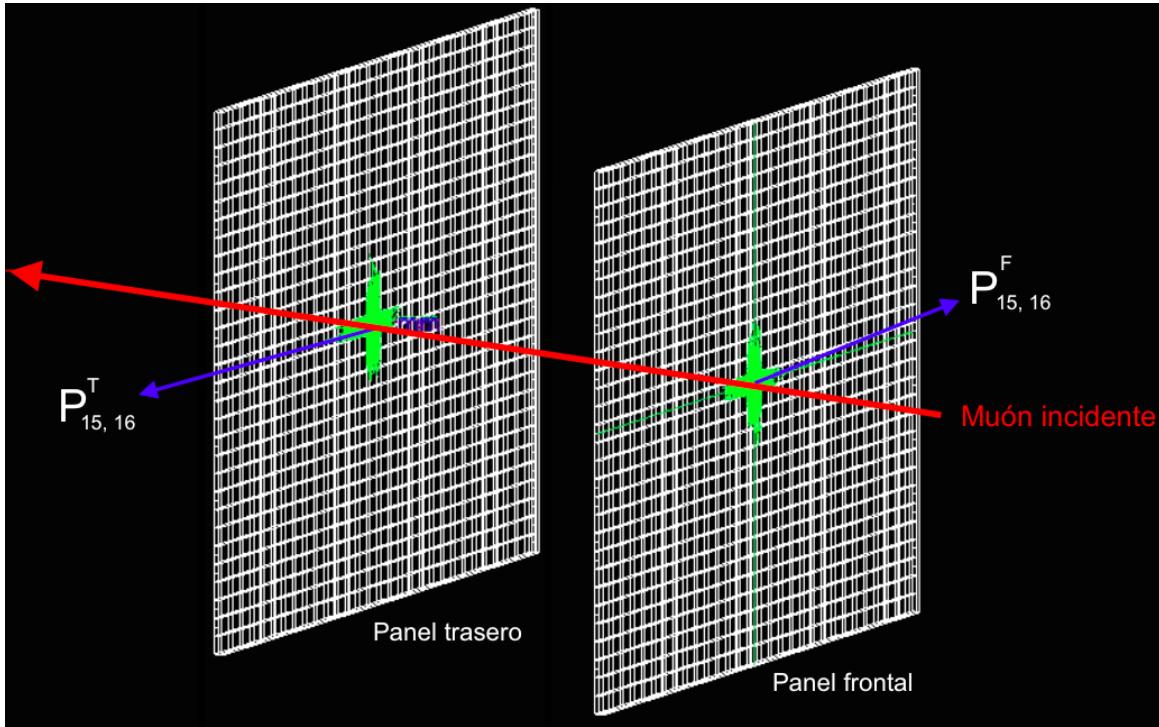


Figura 3.13: Respuesta del hodoscopio del MuTe al paso de un muón de 3 GeV que ingresa de forma perpendicular a la superficie del panel frontal. En esta simulación se observa que para una dirección particular, los píxeles activados al paso de la partícula son $P_{15,16}^F$ y $P_{15,16}^T$ en el panel frontal y el panel trasero, respectivamente. Es decir, el muón entra perpendicularmente al panel.

A partir de los resultados obtenidos de la respuesta característica de una barra centelladora, se puede obtener la respuesta de un panel de detección a muones de 3 GeV. Por ejemplo, de la figura 3.10a se tiene que $N_{i=1}^F = 40$ y $N_{j=1}^F = 40$, por lo que en el píxel $P_{1,1}^F$ se producen en promedio 80 fotoelectrones,

$$P_{1,1}^F = N_{i=1}^F + N_{j=1}^F = 40 + 40 = 80, \quad (3.7)$$

al paso de un muón de 3 GeV, que incide en la dirección normal y en el punto medio del píxel.

De la misma manera, se tiene que en el pixel $P_{30,30}^F$ se producen alrededor de 74 fotoelectrones:

$$P_{30,30}^F = N_{i=30}^F + N_{j=30}^F = 37 + 37 = 74. \quad (3.8)$$

Siguiendo este procedimiento se obtiene el número promedio de fotoelectrones producidos por muones de 3 GeV, que han incidido en cada uno de los píxeles del panel, como se muestra en la figura 3.14.

Estos resultados son válidos tanto para el panel frontal como para el panel trasero, y se observa que hay una diferencia de unos pocos fotoelectrones (≈ 6) entre las distintas

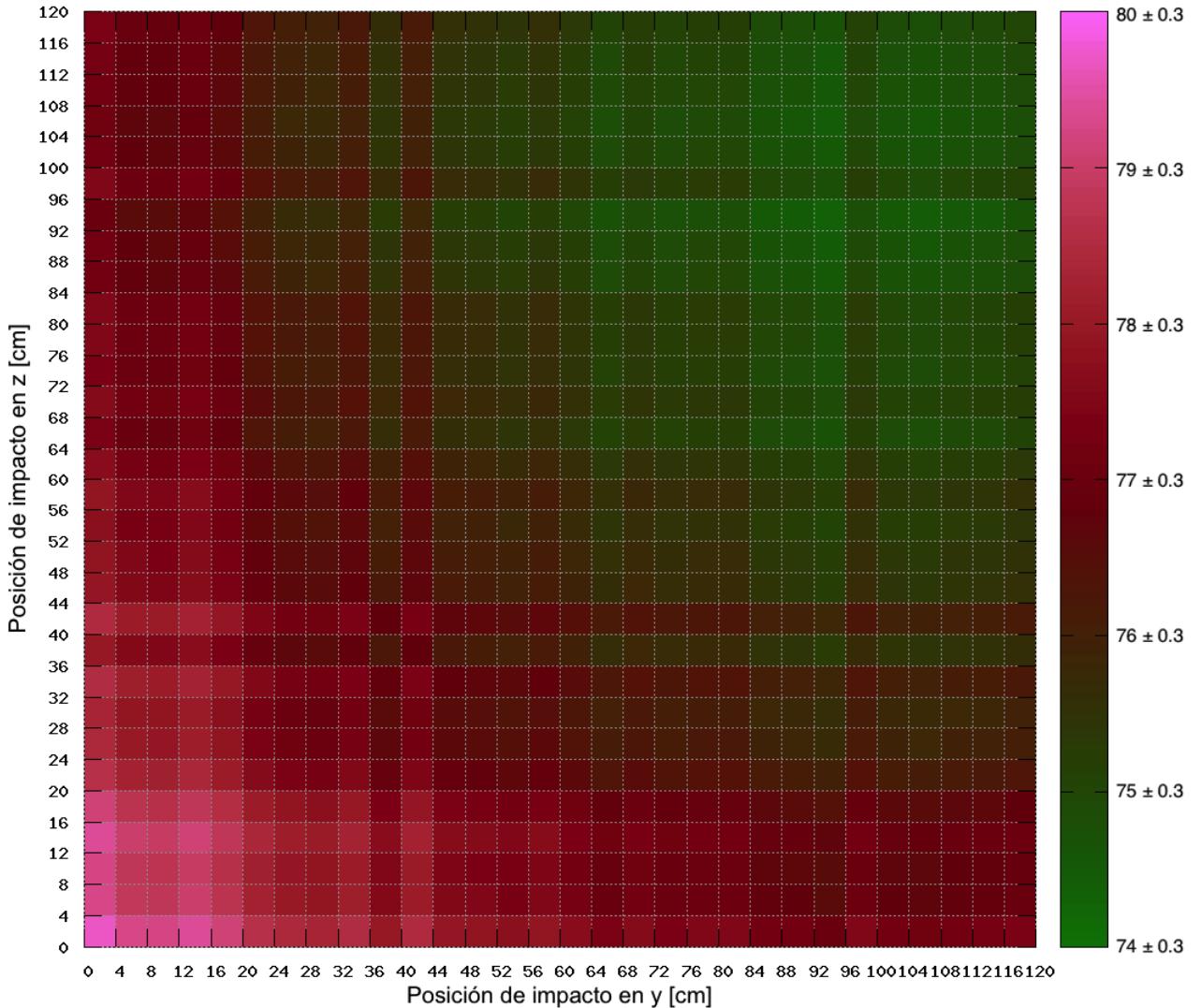


Figura 3.14: Número promedio de fotoelectrones producidos en cada uno de los píxeles de un panel del hodoscopio, por muones incidentes de 3 GeV de energía. Cada cuadro representa un pixel de detección y se puede observar que existe una diferencia entre las distintas zonas del panel. En el pixel P_{11} , donde el SiPM de la barra horizontal y de la barra vertical está a sólo 2 cm del punto de impacto del muón, se producen 80 fotoelectrones, mientras en que los píxeles correspondientes a la zona verde este número disminuye hasta 74. Este resultado es válido tanto para el panel frontal como para el panel trasero.

zonas del gráfico 3.14. Por ejemplo, en la zona verde definida por $44\text{cm} \leq y \leq 120\text{cm}$ y $44\text{cm} \leq z \leq 120\text{cm}$, el número de fotoelectrones producidos está alrededor de 75, mientras que en el resto del panel (zona rosa) se tienen alrededor de 79 fotoelectrones. Esta diferencia está asociada a la atenuación de fotones en el detector de centelleo, es decir, los píxeles que están más cercanos al SiPM cuentan más fotoelectrones.

La inhomogeneidad en la respuesta de los paneles se debe a la geometría de los mismos. Es por esto que es necesario definir un umbral de detección de muones, es decir, se deben producir por encima de los 74 fotoelectrones en los píxeles de cada panel para registrar un evento.

Capítulo 4

Detector MuTe: El detector Cherenkov de agua

Los detectores Cherenkov de agua se basan en la detección de la radiación Cherenkov producida cuando una partícula de alta energía atraviesa el agua, con una velocidad v mayor a la velocidad de la luz c en un medio con constante dieléctrica $\epsilon(\omega)$ [3], es decir,

$$v > \frac{c}{\sqrt{\epsilon(\omega)}} \rightarrow \beta > \frac{1}{\sqrt{\epsilon(\omega)}}. \quad (4.1)$$

Las pérdidas de energía que sufre una partícula al atravesar una distancia dl en el medio dispersor de densidad constante ρ , en el interior de un cilindro de radio a cuyo eje coincide de la dirección de movimiento,

$$\frac{dE}{dl} = \rho \frac{dE}{dX}, \quad (4.2)$$

vienen dadas por

$$\left(\frac{dE}{dl} \right)_{b>a} = -ca \Re \left(\int_0^\infty B_3^*(\omega) E_1(\omega) d\omega \right), \quad (4.3)$$

donde E_1 es la componente longitudinal del campo eléctrico, B_3 es la componente transversal del campo magnético, presentes en el medio, ambos funciones de la frecuencia ω y b es el parámetro de impacto de la partícula medido sobre la línea que da la dirección del movimiento. Esta ecuación relaciona la pérdida diferencial de energía para regiones con $b > a$ luego de atravesar una cantidad de materia, X , en la dirección de movimiento [3].

Si el medio es ligeramente absorbente la ecuación (4.3) se ve modificada y resulta la ecuación de Frank-Tamm (4.4), que muestra una fuerte dependencia en la frecuencia para la emisión de fotones Cherenkov,

$$\left(\frac{dE}{dl} \right)_{Cherenkov} = \left(\frac{Ze}{c} \right)^2 \int_{\beta^2 \epsilon(\omega) > 1} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\omega)} \right) d\omega, \quad (4.4)$$

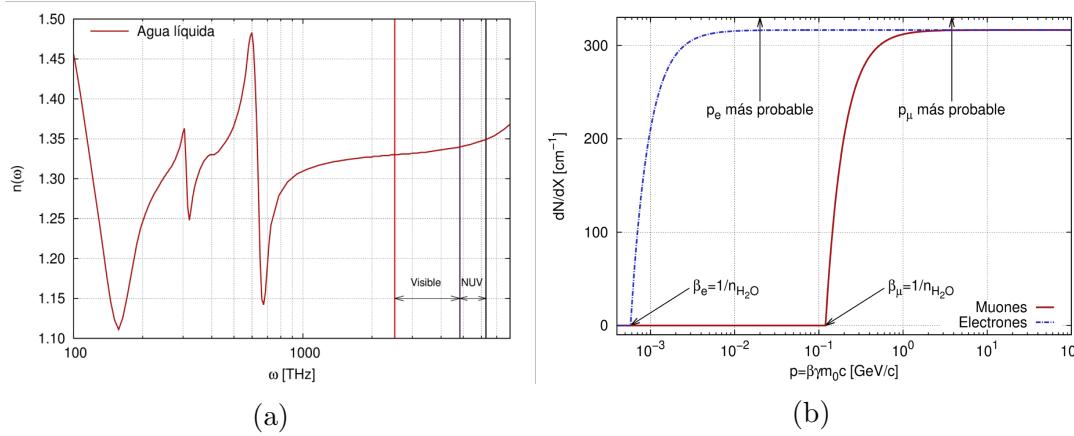


Figura 4.1: (a) Índice de refracción del agua líquida ($n(\omega) \approx \sqrt{\epsilon(\omega)}$) como función de la frecuencia angular ω . La banda visible se tiene entre 400 y 790 THz. (b) Producción de fotones Cherenkov en la banda $300\text{nm} < \lambda < 570\text{nm}$ (visible y NUV) como función del impulso de un electrón (puntos y rayas) y de un muón (línea sólida), al recorrer 1 cm en agua líquida. En este caso la cantidad de fotones tiende a un valor constante de 315 fotones por centímetro (figura tomada de [3]).

donde Z es el número atómico. Para el agua y en el rango del espectro visible, esta radiación se produce en longitudes de onda cortas, donde el índice de refracción $n = \sqrt{\epsilon(\omega)\mu(\omega)} \approx \sqrt{\epsilon(\omega)}$ aumenta levemente con la frecuencia. Esto se puede observar en la figura (4.1a). El rango de frecuencias de interés para el WCD del MuTe está entre el visible y el cercano ultravioleta, donde $n(\omega)$ se puede considerar constante y el número de fotones N producidos en un intervalo de longitudes de onda λ_1 y λ_2 es

$$N = 2\pi\alpha_{EM}l \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right), \quad (4.5)$$

donde $\alpha_{EM} = (e^2/\hbar c)$ es la constante de estructura fina.

El número de fotones Cherenkov producidos por una partícula con impulso, p , al recorrer una longitud, l , en un medio con índice de refracción, n , se puede determinar a partir de

$$\beta(p) = \left[1 + \left(\frac{m_0 c}{p}\right)^2\right]^{-1/2} \quad (4.6)$$

siempre que $\beta > 1/n$. Los fotones emitidos por unidad de longitud tienden rápidamente a un valor constante, que sólo depende del rango de longitudes de onda considerado, del índice de refracción del medio y de la distancia recorrida (ver figura 4.1b).

La radiación Cherenkov se propaga en la dirección dada por el vector de Poynting, donde el ángulo de emisión θ_c viene dado por

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta\sqrt{\epsilon(\omega)}}. \quad (4.7)$$

En general, la respuesta de un WCD al flujo de partículas secundarias, está dominada por las componentes electromagnética y muónica del flujo [3]. A continuación se muestra la respuesta del WCD del MuTe ante muones y electrones monoenergéticos, que ingresan verticalmente al detector. Para esto se ha desarrollado un código en Geant4 que permite estimar el número de fotones Cherenkov producidos por la partícula incidente, la fracción de estos fotones que logran tocar la superficie externa del photocátodo del PMT y la cantidad de fotoelectrones que se producen por efecto fotoeléctrico. Además, se puede estimar el pulso promedio y la distancia recorrida en el agua por la partícula al producir esta señal.

4.1 Descripción

El WCD del MuTe está compuesto por un contenedor metálico de agua, un material reflector y dispersivo de luz (Tyvek) y un fotomultiplicador con cierta eficiencia cuántica para detectar fotones.

4.1.1. El contenedor, el Tyvek y el agua

El contenedor del agua simulado es un cubo de longitud $l_c = 1.21$ m, de acero inoxidable. El agua ocupa un cubo de $l = 1.20$ m de lado con índice de refracción n , que varía entre 1.3435 y 1.3608, y una longitud de absorción de fotones que va desde los 0.69 m a los 2.90 m según su energía. En las paredes del cubo de agua se define el Tyvek como una superficie óptica con índice de reflexión $n_{Tyvek} = 1$, que difunde los fotones Cherenkov.

4.1.2. El Fotomultiplicador

Para el tubo fotomultiplicador (de referencia R5912 de Hammamatsu), se simuló el photocátodo como un semielipsoide de aire con semiejes $s_x = 10.1$ cm, $s_y = 10.1$ cm y $s_z = 6.5$ cm, ubicado en la parte superior del cubo de agua (ver figura 4.2). La eficiencia cuántica de este dispositivo se introdujo en el código, de modo que los fotones que alcancen tocar la superficie externa del photocátodo sean absorbidos o detectados según la probabilidad de detección. Ésta depende de la longitud de onda λ , como se muestra en la figura (4.3) y se tiene que el valor máximo de probabilidad de detección es del 25 % para fotones con $\lambda = 400$ nm¹. A los fotones detectados, es decir, aquellos fotones que tengan la energía suficiente para liberar un electrón de la superficie del photocátodo por efecto fotoeléctrico, se les denomina fotoelectrones.

¹<http://pdf.datasheetcatalog.com/datasheet/hamamatsu/R5912.pdf>

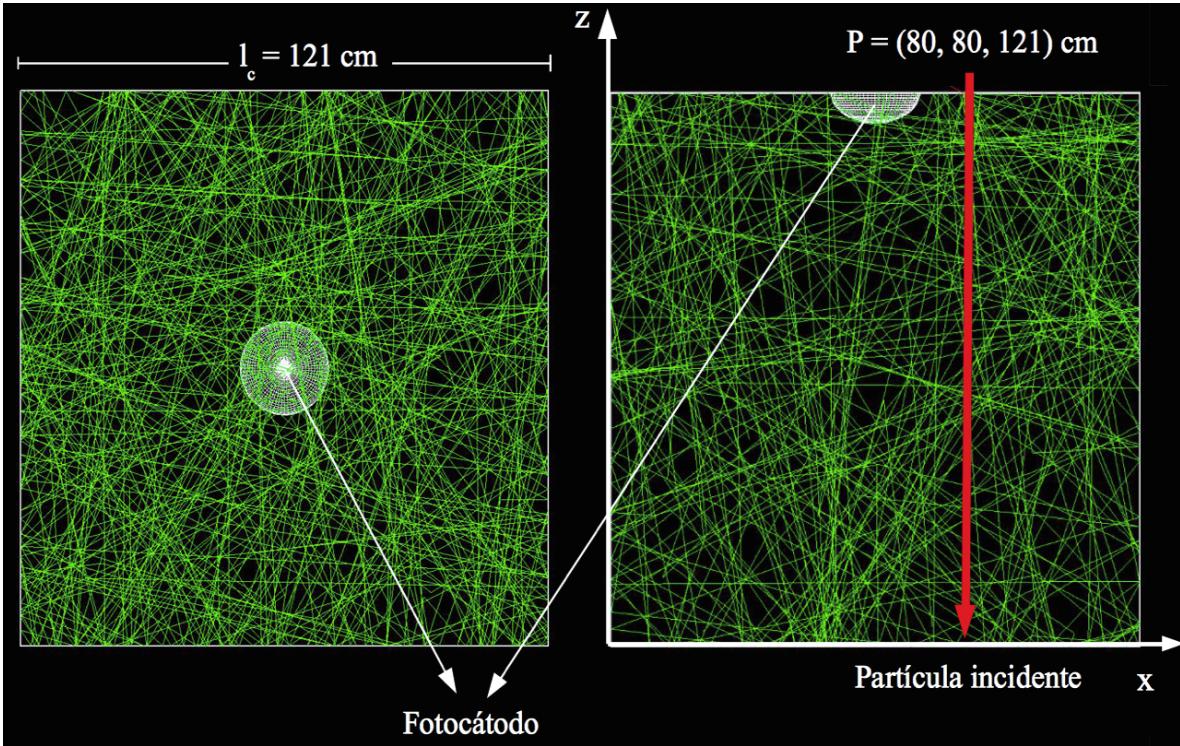


Figura 4.2: Geometría del WCD del MuTe simulado en Geant4, vista longitudinalmente (derecha) y transversalmente (izquierda). El cubo exterior de 121 cm de lado es de acero inoxidable y contiene el agua. Entre estos dos volúmenes se encuentra el Tyvek, que difunde los fotones Cherenkov (líneas verdes) hacia dentro del detector. La semielipse blanca representa el photocátodo del PMT, donde se ha definido la eficiencia cuántica del mismo para detectar fotones según su energía. A la derecha se observa el sistema de coordenadas utilizado y el punto P desde donde se lanzan las partículas.

Cabe destacar que la inclusión de la eficiencia del PMT en el código, como una función dependiente de λ , representa una mejora respecto a las simulaciones de WCDs realizadas anteriormente dentro del grupo de investigación. En el trabajo de [61], se toma una eficiencia única del 25 %, para el rango de longitudes de onda entre 330 nm y 570 nm [62]. Por lo tanto, el nuevo código ofrece resultados más precisos de los pulsos producidos al paso de partículas en el agua. Además, éste permite estimar la respuesta de los WCDs ante todo el flujo de partículas secundarias de un sitio particular, mientras que en [62] se seleccionan ciertas partículas para ser inyectadas una a una en el detector. Los detalles sobre esta metodología se muestran en la sección 4.3 y, el código en el apéndice A.

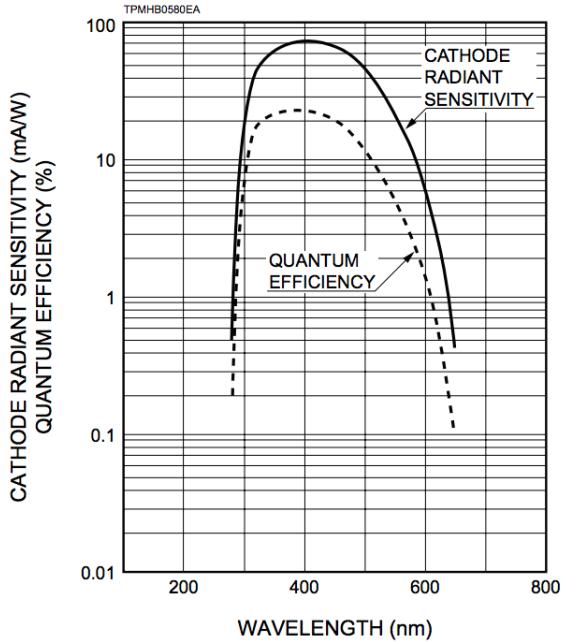


Figura 4.3: Eficiencia cuántica del PMT R5912 de Hamamatsu, tomada de <http://pdf.datasheetcatalog.com/datasheet/hamamatsu/R5912.pdf>.

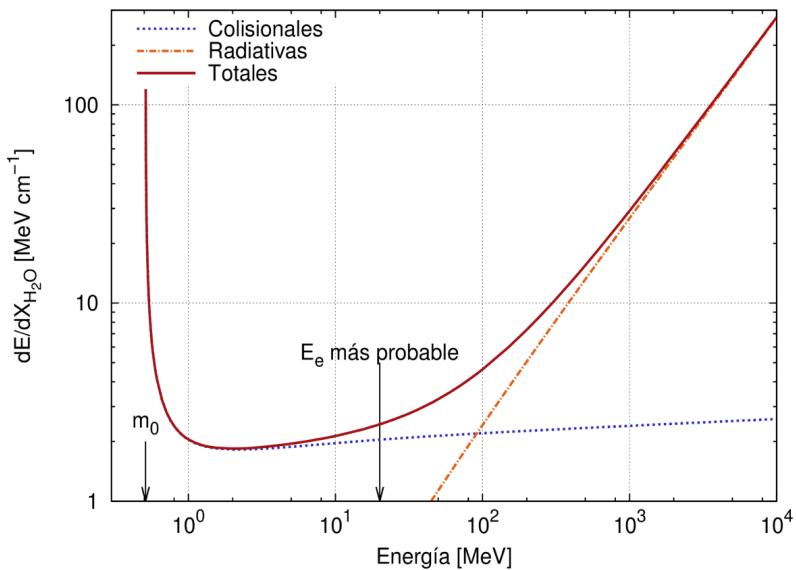


Figura 4.4: Poder de frenado dE/dX para electrones moviéndose a través de agua líquida como función de la energía del electrón en el rango $10^3 < E/\text{MeV} < 10^4$. Se muestran las contribuciones radiativas (puntos y rayas), las pérdidas debidas a colisiones (punteado) y la suma de ambos términos (línea sólida), figura tomada de [3].

4.2 Respuesta del WCD ante muones y electrones

El umbral de energía para la emisión fotones Cherenkov por parte de los electrones es $E_{Ch}^e = 0,773$ MeV [3]. La energía típica de los electrones atmosféricos es del orden de los MeV, como se observa en la figura (2.9) a nivel del Volcán Cerro Machín. Con un poder de frenado en el agua dado por la figura (4.4), un electrón de 20 MeV recorre alrededor de 10 cm antes de ser absorbido en el agua.

Por otra parte, la energía depositada por los muones atmosféricos que penetran el detector permanece constante, y se aproxima al valor

$$\frac{dE}{dx}_{H_2O} \simeq 2\text{MeV/cm}. \quad (4.8)$$

A partir de lo anterior, se puede afirmar que un muón atmosférico con energía típica de 3 GeV es capaz de recorrer varios metros en agua o en roca [3]. La respuesta del WCD ante estas partículas depende de la deposición de energía, la producción de fotones Cherenkov y la geometría del detector.

4.2.1. Detección de muones verticales

Para medir la energía depositada por las partículas incidentes se necesita una calibración absoluta del detector, por lo que generalmente se adopta la unidad de medida del Muón Vertical Equivalente (VEM) [63]. Ésta se define como la carga promedio colectada en el PMT cuando un muón de alta energía atraviesa todo el detector de manera vertical. En la calibración de los WCD estos muones se pueden identificar fácilmente instalando centelladores plásticos encima y debajo del detector, centrados en su eje [63], de modo que el muón puede ser detectado antes y después de salir del WCD.

En la simulación del detector no es necesario implementar este método, pues el código de Geant4 permite inyectar muones con una energía y dirección inicial escogida. En este caso se inyectaron 100000 muones con 3 GeV de energía inicial, en dirección $-\hat{z}$ hacia el agua y la posición inicial dada por el punto $P = (80, 80, 121)$ cm, justo sobre el WCD como se muestra en la figura 4.2. A partir de esto se obtiene el número promedio de fotones Cherenkov, N , que se producen en el agua al paso de estas partículas (figura 4.5a). Una porción de N logra alcanzar la superficie externa del photocátodo, denominados como N_{PMT} (figura 4.5b). Finalmente, los N_{PMT} , producen un número de fotoelectrones, N_{FE} , dependiendo de su longitud de onda. Los N_{FE} son contabilizados para obtener la carga depositada por un VEM, como se muestra en la figura (4.5c). Con el ajuste gaussiano se obtiene el pico de este último histograma, que está centrado alrededor de los 203 fotoelectrones.

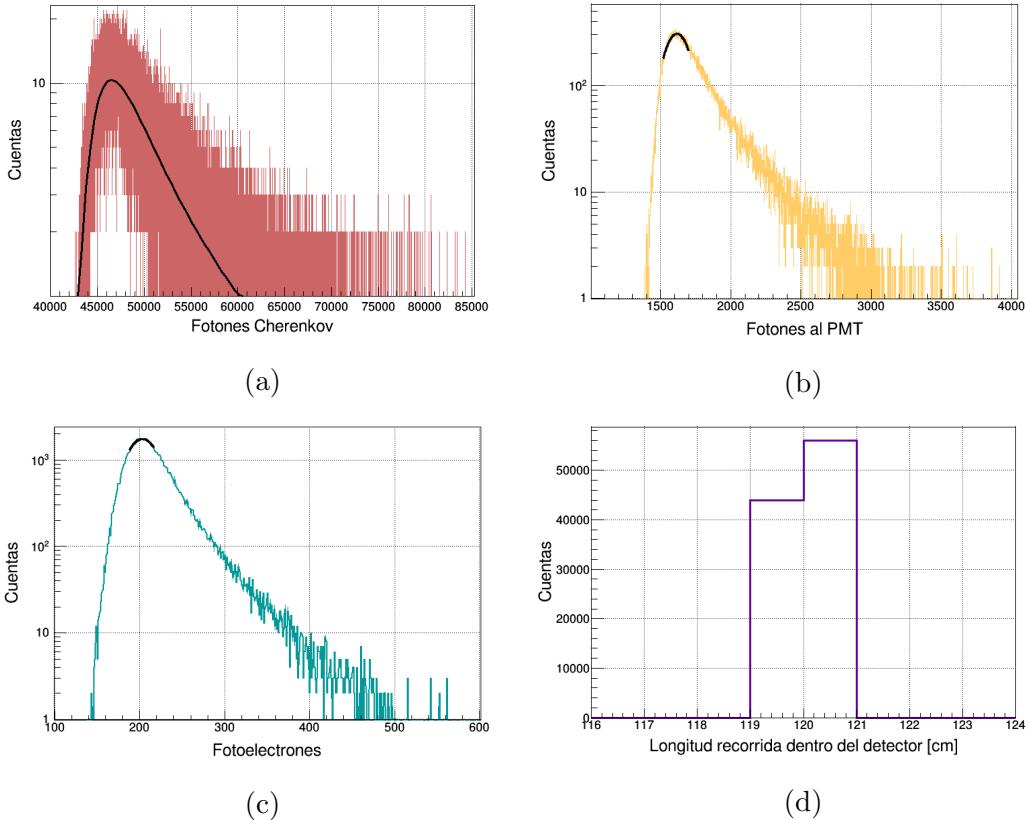


Figura 4.5: Número de (a) fotones Cherenkov producidos producidos en el WCD, (b) fotones que alcanzan la superficie externa del photocátodo del PMT y (c) fotoelectrones generados por 100000 muones de 3 GeV que ingresan de forma vertical y recorren una distancia (d). Se observa que el pico de (a) está centrado en 46857 fotones, el de (b) está en 1617 y el de (c) en 203 fotoelectrones, siendo esta última la unidad de medida VEM para el WCD del MuTe. Además se tiene que alrededor de 60000 muones atraviesan por completo el WCD, es decir, recorren 120 cm en el agua.

Además, la simulación permite evaluar la eficiencia del WCD ante muones, es decir, en promedio se tiene que un VEM de 3 GeV genera alrededor de 46857 fotones Cherenkov en el agua, sólo 1617 de estos fotones alcanzan la superficie externa del photocátodo y a partir de su eficiencia cuántica se generan alrededor de 203 fotoelectrones en total. Así el sistema tiene una eficiencia de detección de muones del 0.4 %, es decir,

$$\eta_{\text{WCD}} = \frac{N_{\text{FE}}}{N} 100 \% = \frac{203}{46857} 100 \% = 0.4 \% \quad (4.9)$$

La simulación también arroja la distancia l recorrida por las partículas en el agua, como se muestra en la figura (4.5d), que está linealmente relacionada con el número de fotones Cherenkov, N , que se producen.

4.2.2. Detección de electrones verticales

Para analizar la respuesta de WCD ante electrones de energía típica (20 MeV) se inyectaron 100000 electrones de manera vertical hacia el detector desde una posición fija, dada por el punto $P = (80, 80, 121)$ cm de la figura 4.2, obteniendo los resultados que se muestran en la figura 4.6. De aquí se tiene que el número de fotones Cherenkov producidos en promedio es de 3538 (figura 4.6a), mientras que los que llegan al PMT son alrededor de 132 fotones (figura 4.6b), generando 17 fotoelectrones (figura 4.6c).

La distancia recorrida en el agua por estos electrones varía desde los 2 cm hasta los 12 cm, lo que explica el bajo número de fotones Cherenkov producidos en este caso respecto al VEM, ver figura (4.6d).

4.2.3. Señal producida por muones y electrones verticales

Comparando los resultados obtenidos para muones y electrones verticales, y tomando el VEM como unidad de calibración, se tiene que el número promedio de fotoelectrones producidos por un electrón vertical (VE), representa sólo el 8 % de la señal depositada por el VEM (ver figura 4.7). También se observa que los electrones alcanzan a recorrer apenas 10 cm en el agua (figura 4.6d), debido a su poder de frenado (figura 4.4), produciendo un 7.5 % del número de fotones Cherenkov que generan los muones verticales (figura 4.6a). Por lo tanto se puede decir que la señal depositada por un electrón de energía típica es mucho menor que la de un muón de energía típica, en el sitio de observación. Esto permite al detector MuTe diferenciar los muones de los electrones, como se puede comparar en el cuadro 4.1.

La señal en un detector real viene dada por un pulso característico, que en este caso se ha definido como el número de fotoelectrones registrados en un tiempo t . Los histogramas

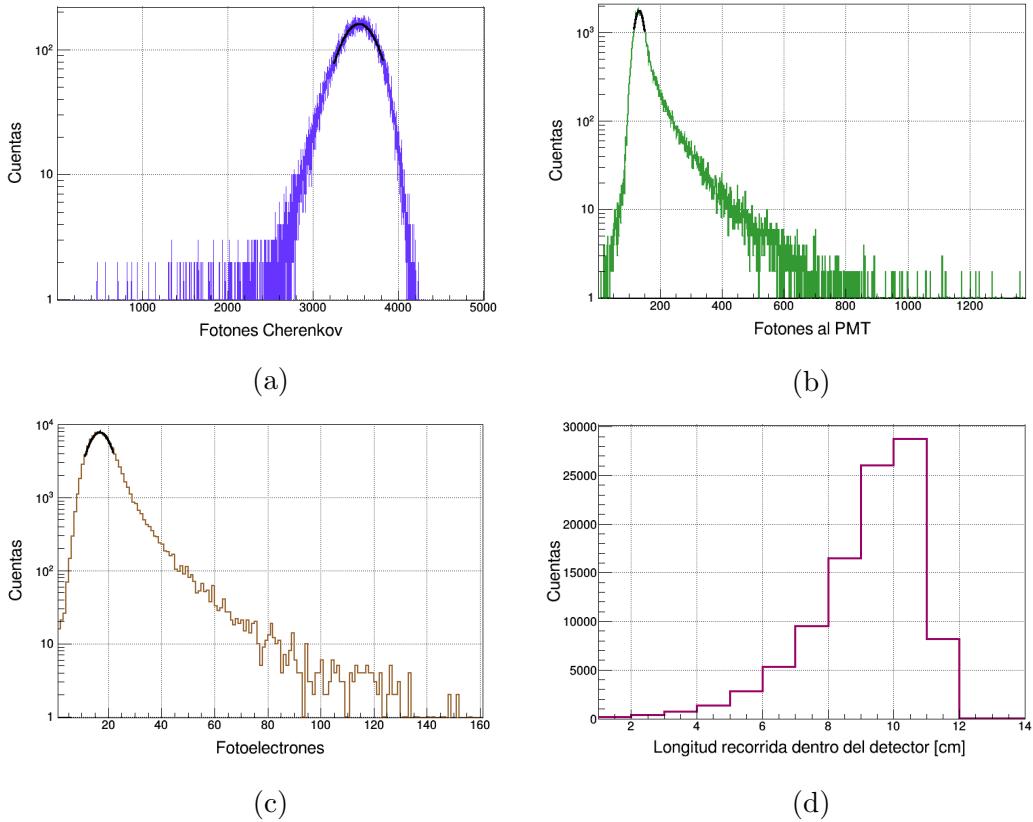


Figura 4.6: Número de (a) fotones Cherenkov producidos, (b) fotones que alcanzan la superficie externa del photocátodo y (c) fotoelectrones producidos por 100000 electrones de 20 MeV que ingresan al WCD de forma vertical y recorren una distancia (d) en el agua. Se tiene que el pico de (a) está centrado en 3538 fotones, el de (b) está en 132 y el de (c) en 17 fotoelectrones. En este caso los electrones alcanzan a recorrer un máximo de 11 cm en el agua que representa un 9.2 % de la longitud total vertical del WCD. El pico de (d) está alrededor de 10 cm.

obtenidos para muones y electrones se han construido de forma tal, que se pueda obtener el número de fotoelectrones en ventanas temporales de 25 ns, ya que la electrónica de adquisición del WCD opera con esta ventana de tiempo. En la figura 4.8 se puede observar que el pulso generado por un muón vertical de 3 GeV tiene una amplitud máxima de 88 fotoelectrones en los primeros 25 ns, mientras que el electrón deposita alrededor de 11 fotoelectrones en la misma ventana temporal. Ambos pulsos tienen aproximadamente la misma duración temporal pero uno se atenúa más rápidamente que el otro.

El tiempo de atenuación τ del pulso se obtiene a partir del ajuste exponencial dado por la función

$$y = Ae^{-bt}, \quad (4.10)$$

donde

$$\tau = \frac{1}{b}. \quad (4.11)$$

Para el pulso promedio del muón se tiene que $b_{\mu^-} = 0.023740 \text{ ns}^{-1}$, de modo que el tiempo de atenuación es $\tau_{\mu^-} = 42.12 \text{ ns}$ mientras que para el pulso del electrón de 20 MeV se tiene $b_{e^-} = 0.03053 \text{ ns}^{-1}$, dando un tiempo de atenuación $\tau_{e^-} = 32.75 \text{ ns}$, es decir, la señal del electrón decae más rápido que la señal producida por el muón (alrededor de 9.37 ns antes), como se muestra en la figura 4.8, donde las curvas negras representan el ajuste exponencial de cada pulso.

Por otra parte la longitud de atenuación l_a representa la distancia recorrida por los fotones Cherenkov antes de ser absorbidos en el agua o en el Tyvek, y viene dada por

$$l_a = \frac{\tau c}{n}, \quad (4.12)$$

donde τ es el tiempo de atenuación, c la velocidad de la luz en el vacío y n el índice de refracción del agua. Tomando $n = 1.34$ se tiene la longitud de atenuación media, $l_a^{e^-} = 7.332 \text{ m}$ y $l_a^{\mu^-} = 9.430 \text{ m}$, para electrones y muones, respectivamente.

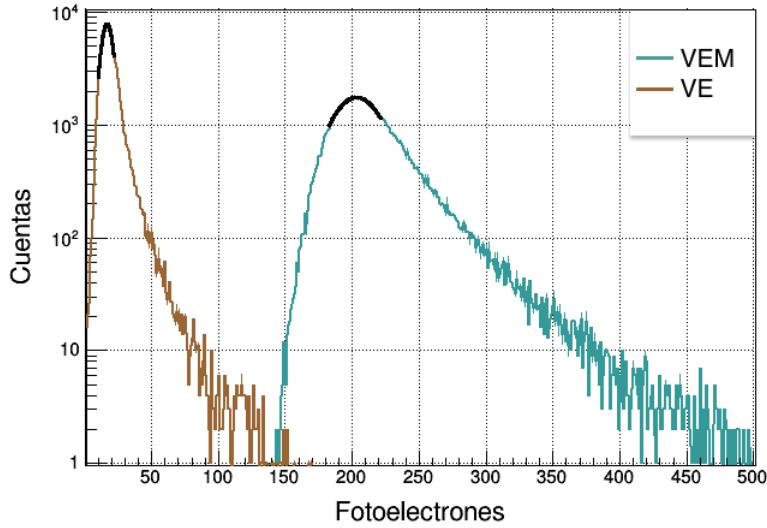


Figura 4.7: Número de fotoselectrónes producidos por la incidencia vertical de muones de 3 GeV (VEM) y electrones de 20 MeV (VE) sobre el WCD. El número medio de fotoselectrónes del VE es aproximadamente 17 (con $\sigma = 4.5$) y representa un 8 % del número medio de fotoselectrónes del VEM, aproximadamente 203 con $\sigma = 20$.

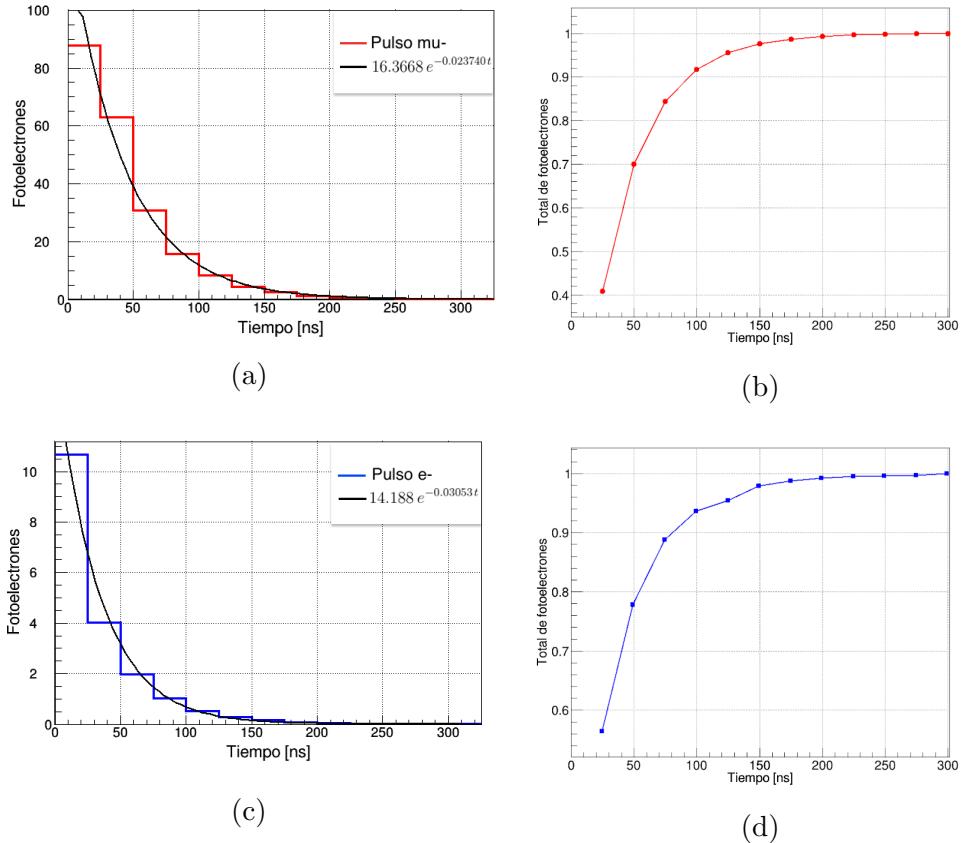


Figura 4.8: Pulso medio correspondiente a la detección de un VEM de 3 GeV (a) y la detección de un VE de 20 MeV (c). Las curvas negras representan el ajuste exponencial para cada pulso, de donde se obtiene el tiempo de atenuación, $\tau_{\text{VEM}} = 42.12 \text{ ns}$ y $\tau_{\text{VE}} = 32.75 \text{ ns}$ para el VEM y el VE, respectivamente. En la figura (b) se puede observar que para el caso (a) se acumula el 70 % del total de los fotoelectrones del pulso en los primeros 50 ns, mientras que en el caso (b) se acumula el 78 % en la misma ventana temporal (d).

4.3 Respuesta del WCD ante el flujo de fondo de rayos cósmicos

El WCD es un detector sensible al flujo de partículas secundarias que constantemente impactan en el agua y su respuesta típica se basa en un histograma de carga caracterizado por dos picos importantes: el primero perteneciente a la componente electromagnética de las EAS y el segundo a la componente muónica.

Obtener la respuesta del WCD ante el flujo de partículas secundarias a nivel de la base del Cerro Machín, dio lugar a la codirección y el desarrollo del trabajo de pregrado del

Cuadro 4.1: Resumen de las magnitudes físicas obtenidas para el VEM y el VE: Longitud recorrida en el agua (l), Número de Fotones Cherenkov producidos (N), Número de Fotones que alcanzan el PMT (N_{PMT}), Número de Fotoelectrones (N_{FE}), Tiempo de atenuación del pulso (τ) y Longitud de atenuación (l_a).

	μ^- (3 GeV)	e^- (20 MeV)
l	(120 ± 1) cm	(10 ± 1) cm
N	46857 ± 13 $\sigma = (1632 \pm 10)$	3538 ± 1 $\sigma = (243 \pm 2)$
N_{PMT}	1617 ± 1 $\sigma = (96 \pm 2)$	132.1 ± 0.1 $\sigma = (17.0 \pm 0.2)$
N_{FE}	203.2 ± 0.2 $\sigma = (20 \pm 1)$	16.729 ± 0.003 $\sigma = (4.520 \pm 0.004)$
τ	(42.12 ± 0.01) ns	(32.75 ± 0.03) ns
l_a	(7.332 ± 0.001) m	(9.430 ± 0.002) m

estudiante Andrei Jaimes, titulado “*Estimación de la respuesta de un detector Cherenkov de agua al fondo de rayos cósmicos en Bucaramanga (956 m s.n.m)*” [64]. En éste se origina la cuarta etapa de una cadena de simulaciones utilizada por la colaboración LAGO [62], para el estudio de la respuesta de los WCD. LAGO (Latin American Giant Observatory) es una colaboración internacional de 10 países, que tiene como objetivo la detección de destellos gamma y el estudio de la actividad solar mediante la modulación que produce el flujo de rayos cósmicos, utilizando detectores Cherenkov de agua [65]. La cadena de simulaciones de los WCD de LAGO consiste de cuatro etapas ([64], [66]):

1. Determinación de la función de rigidez magnética de la posición geográfica particular.
2. Calculo del flujo de primarios en la alta atmósfera (~ 112 km s.n.m) filtrados por la función de rigidez magnética.
3. Estimación del número de partículas secundarias al nivel del sitio de observación, producidos por la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera.
4. Estimación de la respuesta del WCD al paso de las partículas secundarias obtenidas en la etapa anterior.

Los resultados de las etapas 2 y 3 se obtienen a través de los códigos CORSIKA y MAGCOS, mientras que la última etapa se basa en propagar estas partículas secundarias hacia el WCD, utilizando la herramienta Geant4. Para esto se distribuyen los secundarios sobre una superficie de manera aleatoria, manteniendo su energía y momentum inicial. El tamaño y la altura de la superficie respecto al WCD, debe ser tal que existan partículas que entren de manera casi horizontal al detector, es decir, con ángulos cenitales alrededor de los 80° . En la figura 4.9a se muestra un ejemplo de la superficie determinada para un WCD, simulado por [64]. Para el caso del MuTe, esta superficie tiene un radio $R = 12.36$ m y está ubicada a una altura $h = 1.21$ m. Además,

en la figura 4.9b se puede observar cómo las partículas secundarias se propagan desde la superficie definida hacia el medio, en distintas direcciones, entrando algunas al WCD.

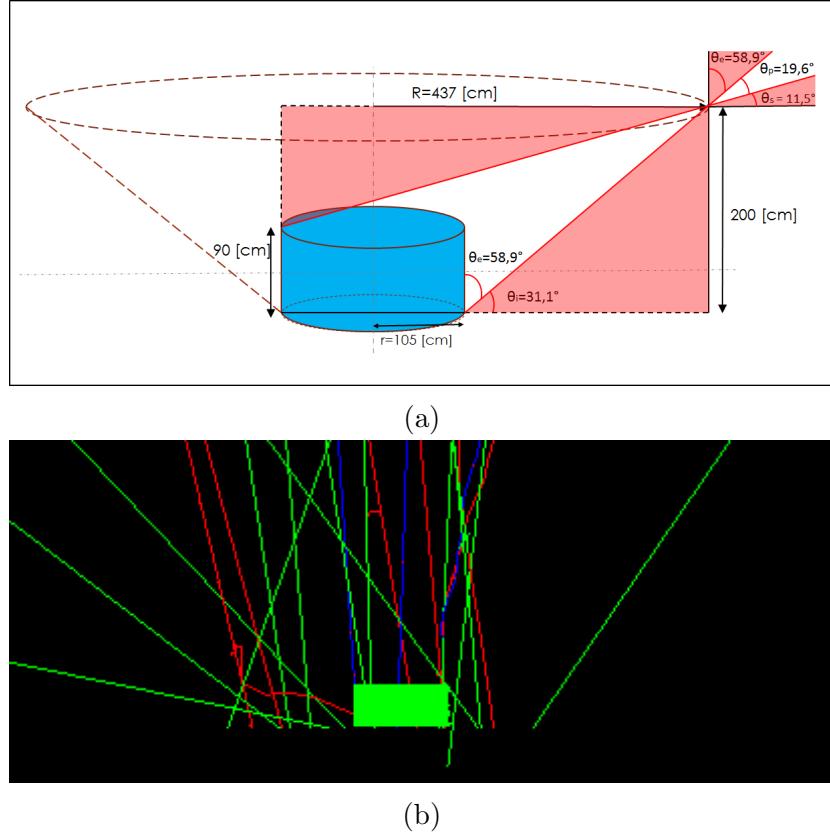


Figura 4.9: (a) Esquema de la definición de la superficie donde se ubican las partículas secundarias del flujo. Para el WCD del MuTe, esta superficie tiene un radio $R = 12.36$ m y está ubicada a una altura $h = 1.21$ m. (b) Representación del flujo de secundarios pasando por el WCD, obtenida con la implementación de Geant4+CORSIKA+MAGCOS. Los secundarios se propagan desde la parte superior a la inferior. En color azul se representan las partículas con carga positiva, en rojo las partículas con carga negativa y en verde las partículas con carga neutra. El rectángulo de color verde es el detector donde se generan los fotones Cherenkov. (Las figuras (a) y (b) fueron tomadas de [64].

La implementación de esta cadena de simulaciones, permite analizar la respuesta de cualquier detector Cherenkov de agua que contenga un PMT, especificando la geometría y las dimensiones del detector (para más detalles sobre esta metodología consultar [64]). En el caso del WCD del MuTe se obtuvo la respuesta ante el flujo de partículas secundarias a nivel de la base del Volcán Cerro Machín, que se muestra en la figura 2.9. El histograma del número de fotoelectrones producidos por estas partículas en el sitio donde se ubicará el detector, se aprecia en la figura 4.10, y se puede observar que la contribución principal al primer pico está dada por la componente electromagnética, centrada alrededor de 5 fotoelectrones, mientras que el segundo pico está dominado

por los muones, centrada alrededor de 210 fotoelectrones. En la figura 4.11 se puede observar que esta cantidad presenta un diferencia de 7 fotoelectrones comparada con el número correspondiente al VEM, es decir, equivale a 1.034 VEM. Mientras que la componente electromagnética representa 0.024 VEM.

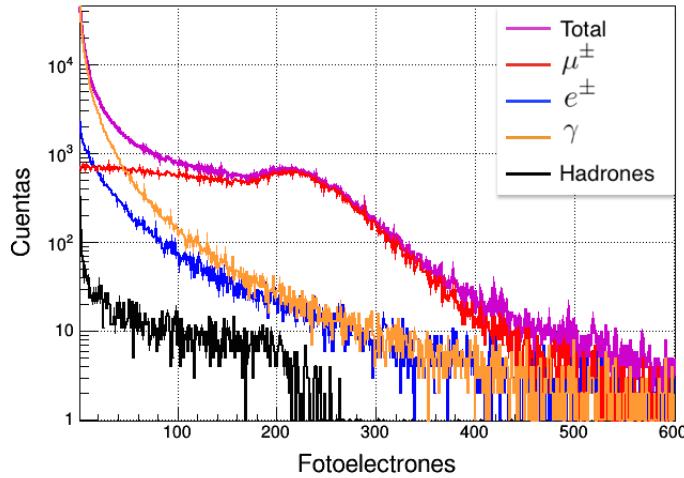


Figura 4.10: Número de fotoelectrones producidos en el PMT debido a la incidencia de: un flujo total de partículas secundarias sobre el WCD a nivel del Cerro Machín (violeta), muones y antimuones (rojo), electrones y positrones (azul), gammas (naranja) y hadrones (negro). Se puede diferenciar la componente electromagnética, centrada alrededor de 5 fotoelectrones, de la componente muónica, centrada alrededor de 210 fotoelectrones.

La producción de fotones Cherenkov está directamente relacionada a la distancia recorrida por las partículas en el agua, por lo que el número de fotoelectrones es mayor para aquellas partículas que atraviesan más cantidad de agua, en este caso los muones. En la figura 4.12 se puede observar un pico máximo alrededor de 120 cm que corresponde a la distancia recorrida por los muones que atraviesan el detector de manera vertical, o incluso de manera horizontal por la geometría cúbica del WCD del MuTe. La cola de la curva roja está asociada a los muones que ingresan diagonalmente al WCD. Por otro lado se observa que los electrones y positrones recorren en su mayoría alrededor de 10 cm en el agua. Esto explica la baja producción de fotoelectrones en el PMT, comparada con la producción dada por los muones.

Con esta simulación es posible además obtener el pulso característico de cada componente del flujo, que se ha definido antes como el número de fotoelectrones en un tiempo t . En el gráfico 4.13 se tiene que la componente muónica es la principal contribuyente al pulso total registrado por el PMT en comparación con la señal producida por los electrones, positrones y gammas. La señal depositada por los hadrones es casi nula en comparación a las demás partículas.

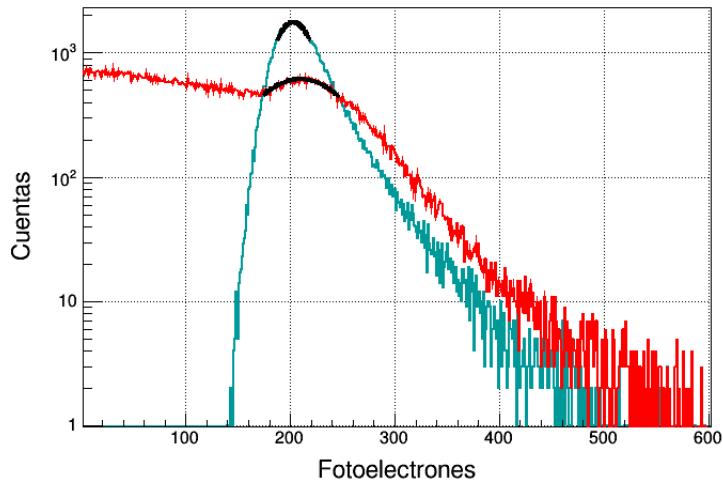


Figura 4.11: Comparación del número de photoelectrones producidos por el flujo de muones a nivel de la base del Cerro Machín (rojo) con la unidad de calibración VEM (verde). Se puede observar que el pico de la curva roja está centrado en los 210 photoelectrones, lo que equivale a 1.034 VEM.

Las partículas secundarias del flujo tienen una posición, momentum y energía inicial que determinan si impactarán o no sobre el WCD para ser detectadas. En este caso se obtuvo que 730760 partículas de 173183278 fueron detectadas al incidir sobre el WCD. Las proporciones correspondientes a cada componente se listan en la figura 4.14.

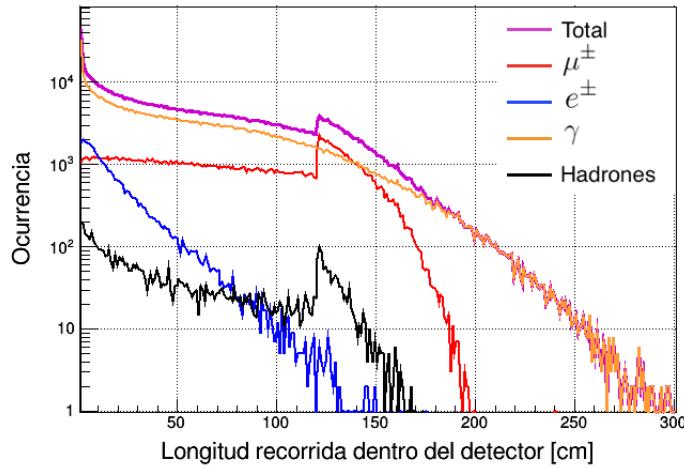


Figura 4.12: Distribución de distancias recorridas en el interior del detector por: muones y antimuones (rojo), electrones y positrones (azul), gammas (naranja) y hadrones (negro). Se puede observar el pico correspondiente al VEM alrededor de 120 cm; los muones que entran por la tapa y salen por un costado del detector recorren entre 1 y 110 cm, mientras que los que entran cerca de la diagonal recorren hasta 208 cm. Los electrones y positrones recorren menos distancia que los muones, alrededor de 10 cm, mientras que los fotones pueden recorrer hasta 300 cm antes de absorberse en el agua. Algunos hadrones en cambio alcanzan a recorrer 125 cm en el detector.

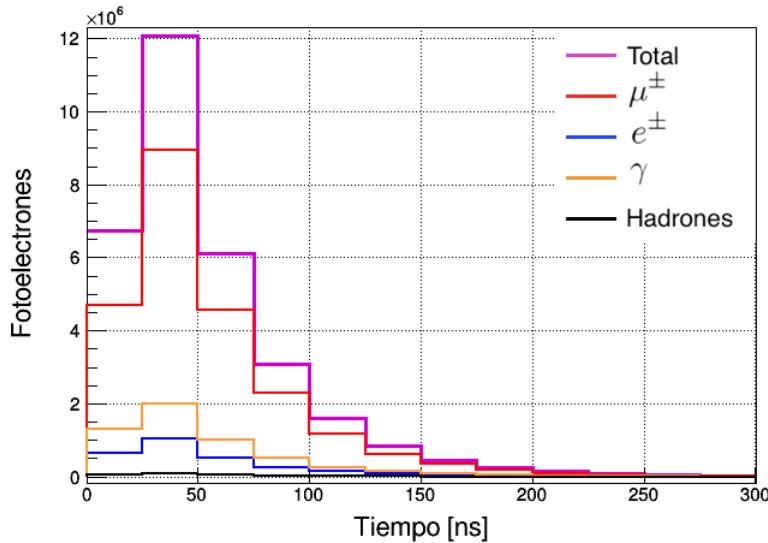


Figura 4.13: Pulso total generado por el flujo de partículas secundarias sobre el WCD a nivel la base del Volcán Cerro Machín: muones y antimuones (rojo), electrones y positrones (azul), gammas (naranja) y hadrones (negro). La señal depositada por los muones es la principal contribuyente en comparación a la producida por los electrones, positrones y gammas. La señal depositada por los hadrones es casi nula en comparación a las demás partículas.

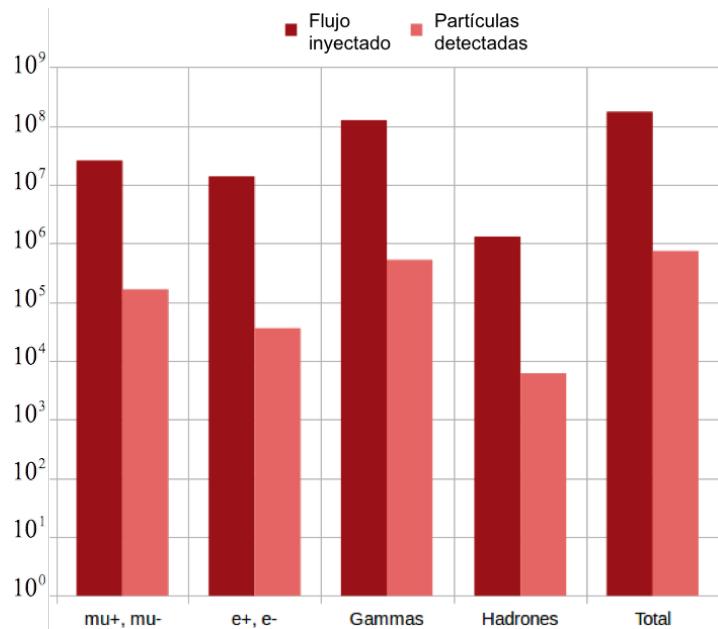


Figura 4.14: Fracción del número de partículas secundarias del flujo (rojo) que son detectadas por el WCD (rosa). Sólo el 0.64 % de los muones y antimuones, el 0.26 % de los electrones y positrones, el 0.42 % de los gammas y el 0.47 % de los hadrones son detectados por el WCD, dando un total de 730760 partículas secundarias detectadas de las 173183278 partículas inyectadas en el código.

Capítulo 5

Detector híbrido MuTe

Como se discutió en el capítulo 2, el Telescopio de Muones es un detector híbrido que se compone de un hodoscopio y un detector Cherenkov de agua. Habiendo analizado la respuesta del hodoscopio en el capítulo 3, se puede afirmar que este detector permite estimar la trayectoria y la dirección de arriba de las partículas incidentes, pero su sensibilidad ante electrones y muones es indiferenciable. De esta manera el hodoscopio presenta la misma respuesta ante los muones y los electrones provenientes del flujo de partículas secundarias, pero para la muongraffía se busca guardar solamente los datos correspondientes a los muones. Es por esto que el MuTe utiliza la respuesta de otro detector, es decir, la información aportada por del WCD.

Analizando la respuesta del WCD obtenida en el capítulo 4, se tiene que el histograma de carga originado por las partículas secundarias detectadas (figura 4.10), presenta dos picos bien definidos: el primero correspondiente a los electrones, positrones y gammas; y el segundo dominado por la señal depositada por los muones y antimuones. De aquí se puede afirmar, que el MuTe es capaz de diferenciar las componentes electromagnética y muónica de las cascadas atmosféricas. Esto último es importante para eliminar los datos producidos por el fondo, es decir, es necesario para seleccionar solamente la señal producida por los muones.

A partir de estos resultados se propone el *trigger* para la detección de muones en el detector híbrido MuTe. Este trigger se define como la correlación de la respuesta del hodoscopio con la respuesta del WCD, ante muones atmosféricos.

Por lo tanto, para registrar el conteo de muones en los puntos de observación donde se desarrollará la muongraffía del volcán Cerro Machín, se deben presentar el siguiente orden de sucesos:

1. Conteo de al menos **37 fotoelectrones** en el SiPM de los dos centelladores que componen un píxel, $P_{i,j}^F$, del panel delantero del hodoscopio, es decir, $N_i^F \geq 37$ y

$$N_j^F \geq 37.$$

2. Conteo de al menos **37 fotoelectrones** en el SiPM de los dos centelladores que componen un píxel, $P_{k,l}^T$, del panel trasero del hodoscopio, es decir, $N_k^T \geq 37$ y $N_l^T \geq 37$.
3. Conteo de alrededor de **(203±20) fotoelectrones** en el photocátodo del WCD.

Para tener una idea de cuánta energía representa este número de fotoelectrones, se toma en cuenta el poder de frenado del muón en el poliestireno y en el agua. Entonces, aquellos muones que ingresan a la barra centelladora con energías del orden de los GeV tienen una pérdida de energía en el poliestireno dada por la figura 3.6, es decir,

$$\frac{dE}{d\rho_{\text{pol}}} \approx 2 \text{ MeV cm}^2/\text{g}. \quad (5.1)$$

Considerando que esta pérdida es constante, para 3 MeV de energía, se integra (5.1), obteniendo lo siguiente

$$E_d = 2 \text{ MeV cm}^2/\text{g} \times \rho_{\text{pol}} = 2 \text{ MeV cm}^2/\text{g} \times l_{\text{pol}} \times \rho_{\text{pol}} \approx 2.08 \text{ MeV}, \quad (5.2)$$

donde $l_{\text{pol}} = 1 \text{ cm}$, es la distancia recorrida por el muón y $\rho_{\text{pol}} = 1.04 \text{ g/cm}^3$, es la densidad del poliestireno. Así, los 37 fotoelectrones producidos en el SiPM equivalen a depositar alrededor de 2.08 MeV de energía en el centellador.

Por otra parte, se tiene que el poder de frenado del muón en el agua es aproximadamente de 2 MeV/cm. Por consiguiente, se tiene que los 203 fotoelectrones producidos por un muón que atraviesa el detector de forma vertical, y recorre alrededor de 120 cm en el agua, representan 240 MeV de energía depositada en el WCD, es decir,

$$1\text{VEM} \approx 240 \text{ MeV}. \quad (5.3)$$

A partir de la información anterior se puede hacer el análisis de los datos que se tomarán con el MuTe. Para discriminar los eventos que pertenezcan a la detección de un muón, se comparan los datos del hodoscopio, donde se haya depositado 2.08 MeV de energía en dos centelladores del panel frontal y en dos centelladores del panel lateral, con los datos del WCD donde se haya depositado cerca de 240 MeV. Esto debe ocurrir en una ventana temporal que no exceda un segundo, es decir, a los tres datos les debe corresponder al menos el mismo GPS.

Capítulo 6

Conclusiones

A partir de los resultados obtenidos en los capítulos 3 y 4, se obtuvo la respuesta del detector híbrido MuTe ante partículas cargadas, como la correlación entre la respuesta del hodoscopio de centelladores plásticos, y la respuesta del detector Cherenkov de agua. Con esta correlación se propuso el *trigger* de detección de muones del MuTe en el capítulo 5. El trigger está basado en un conjunto de condiciones que deben ocurrir en los componentes del detector, en un orden específico.

La respuesta del hodoscopio del MuTe, dada por el gráfico 3.14, se obtuvo a partir del análisis de la interacción de partículas cargadas con el detector de centelleo. En el caso de los muones con energía típica (~ 3 GeV), se obtuvo un promedio de 40 fotoelectrones producidos en el SiPM de la barra. Debido a que el poder de frenado de los electrones de energía típica (~ 20 MeV) en el poliestireno, es similar al poder de frenado de estos muones, se puede afirmar que la respuesta del detector de centelleo ante muones y electrones, es indiferenciable.

Por otro lado, en el gráfico 3.11, se observa que el número de fotoelectrones producidos en el SiPM va decreciendo conforme el muón impacta a una distancia x más alejada del fotosensor, alcanzando un valor mínimo de 37 fotoelectrones. Este efecto se conoce como la atenuación de la señal, que ocurre debido a la absorción de fotones en la fibra óptica. La diferencia porcentual entre las señales producidas, cuando el muón impacta en los extremos de la barra, es de 7 % aproximadamente, similar a los resultados experimentales realizados por [60], donde la atenuación está alrededor del 11 %.

Sin embargo, el número de fotoelectrones reportado en el experimento de [60], puede alcanzar un máximo valor promedio de 12. Este exceso de fotoelectrones que se presenta en la simulación, puede estar asociado al hecho de haber simulado el SiPM como una superficie continua, debido a que el dispositivo real posee una matriz de pixeles de detección, donde dos o varios fotones que lleguen en una ventana temporal de 10 ns [67], producen un único fotoelectrón. Además, se debe considerar que el material escogido para simular las barras centelladoras, no contiene los dopantes de la barra real.

Por lo tanto, se recomienda incluir estos materiales y los píxeles del SiPM, en futuras simulaciones donde se busque estimar o fijar el umbral de fotoelectrones, por encima del cual operará la electrónica de adquisición de datos. Cabe destacar que esto último no está planteado dentro de los objetivos del presente trabajo.

En cuanto a la respuesta del WCD, del gráfico 4.5c se obtuvo que la unidad de calibración definida como VEM, está alrededor de los 203 fotoelectrones. Esta cantidad puede ser expresada en términos de la energía depositada por el muón en el agua, dando como resultado 240 MeV. Además se obtuvo que la respuesta del WCD ante electrones que atraviesan el detector de forma vertical, está alrededor de los 17 fotoelectrones, que equivale al 8 % del VEM, como se observa en la figura 4.7. Entonces, el WCD responde de manera diferente ante electrones y muones de energías típicas (20 MeV y 3 GeV, respectivamente), como se observa en el cuadro comparativo 4.1.

Sabiendo que el WCD es un dispositivo sensible a las distintas partículas secundarias, se analizó su respuesta ante el flujo de fondo de rayos cósmicos a nivel del Volcán Cerro Machín, obteniendo el histograma del número de fotoelectrones producidos por cada componente. En el gráfico 4.10, se puede apreciar que el primer pico está dominado por la componente electromagnética, mientras que el segundo pico está dominado por la componente muónica. Además, se observa que el aporte por parte de los hadrones es insignificante en comparación con las dos componentes mencionadas. Estos resultados son cruciales para eliminar el ruido en los datos que se tomen con el WCD, es decir, aquellas señales que no pertenecen a los muones [24].

Cabe resaltar que el proyecto MuTe es pionero en el empleo de dos detectores independientes para la detección de muones atmosféricos. Como se ha descrito, la respuesta del hodoscopio de centelladores plásticos es similar ante muones y electrones de energías típicas; mientras que con el WCD es posible discriminar estas partículas. Por lo tanto, se tiene que el trigger de detección de este instrumento, es más restrictivo que aquellos utilizados en los hodoscopios de centelladores plásticos empleados para la muongrafiá, por [35], [45], [17], [9], [46] y [47]. Entonces, se puede decir que el detector híbrido MuTe permite estimar el flujo de muones con mayor presión. Los resultados del presente trabajo son producto de la primera simulación completa realizada para obtener el trigger del MuTe.

Durante la ejecución de este trabajo de maestría en Física, se generaron los siguientes aportes científicos:

- 1. Astroparticle projects at the Eastern Colombia region: facilities and instrumentation.** H. Asorey, R. Calderón-Ardila, C. R. Carvajal-Bohorquez, S. Hernández-Barajas, L. Martínez-Ramírez, A. Jaimes-Motta, F. León- Carreño, J. Peña-Rodríguez, J. Pisco-Guavabe, J.D. Sanabria-Gómez, M. Suárez-Durán, A. Vásquez-Ramírez, K. Forero-Gutiérrez, J. Salamanca-Coy, L. A. Núñez, D. Sierra-Porta. *Aceptado para publicación en la Revista Scientia et Technica de la*

Universidad Tecnológica de Pereira. Diciembre 2017.

2. Como producto del desarrollo y el análisis de la respuesta del WCD, se co-dirigió el trabajo de pregrado en Física del estudiante Andrei Jaimes, con el título: **Estimación de la respuesta de un detector Cherenkov de agua al fondo de rayos cósmicos en Bucaramanga (956 m s.n.m)**. A partir de esto, se cerró la cadena de simulaciones que se emplea en la colaboración LAGO, para estimar la respuesta de detectores Cherenkov de agua, en diferentes sitios de observación [64]. Actualmente se está escribiendo un artículo donde se detalla la metodología y los resultados obtenidos.

Además, los avances y resultados del presente trabajo fueron expuestos en un evento nacional y dos eventos internacionales, con los siguientes títulos:

1. **The Mute Project.** En *The Latin American School of High Energy Physics CERN 2017*. European Organization for Nuclear Research. San Juan del Río, México, Marzo de 2017.
2. **Estudio de la Respuesta de un Hodoscopio de Centelladores Plásticos al Paso de Muones para el Estudio de Estructuras Volcánicas.** En el *V Congreso Colombiano de Astrofísica y Astronomía (COCOA)*. Pereira, Colombia, Octubre de 2017.
3. **MuTe: Digital Astroparticle Detector for Volcano Tomography.** En *41st International School of Young Astronomers*. Socorro, Colombia, Julio de 2018.

Apéndice A

Geant4

El Geant4¹ (GEometry ANd Tracking) es una herramienta que ha sido desarrollada por el CERN para la simulación del paso de las partículas a través de la materia. Los códigos están escritos en el lenguaje C++ y en torno a la Programación Orientada a Objetos, permitiendo definir e implementar diferentes clases que incluyen todos los aspectos del proceso de simulación. Estos códigos se utilizan en diferentes áreas de investigación, como la física nuclear, la física de partículas, el diseño y el desarrollo de aceleradores y detectores, la ingeniería espacial y la física médica. Los procesos que involucran colisiones o transporte de partículas son de naturaleza estocástica, por lo que el Geant4 se basa en el método de Monte Carlo para proporcionar soluciones aproximadas, a partir de la realización de experimentos con muestreos de números aleatorios.

En este programa es posible introducir los elementos involucrados en el proceso físico que se quiera estudiar, a partir de las diferentes clases definidas en el software. En el esquema (A.1) se observan las clases principales de los códigos de Geant4, donde aquellas pertenecientes al conjunto *User Initializations* permiten inicializar las condiciones iniciales del sistema a simular, es decir, los procesos físicos que rigen las interacciones de las partículas, las geometrías de los detectores, los materiales y sus propiedades. Por otra parte, el conjunto de clases que definen el grupo *User Actions*, permiten la generación de las partículas primarias de los eventos, el seguimiento de todas las partículas a través de materiales y de campos electromagnéticos, la respuesta de los componentes sensibles del detector, la generación de datos de los eventos, el almacenamiento de eventos, la visualización del detector y las trayectorias de las partículas. Estos procesos se gestionan a través del G4MTRunManager, para obtener los resultados de la simulación y proceder al análisis de datos en diferentes niveles de detalle y refinamiento [25].

Esta herramienta cuenta con una amplia gama de aplicación, ofreciendo ejemplos que van en torno a la física de altas energías, la física nuclear y aceleradores, así como

¹<https://geant4.web.cern.ch/>

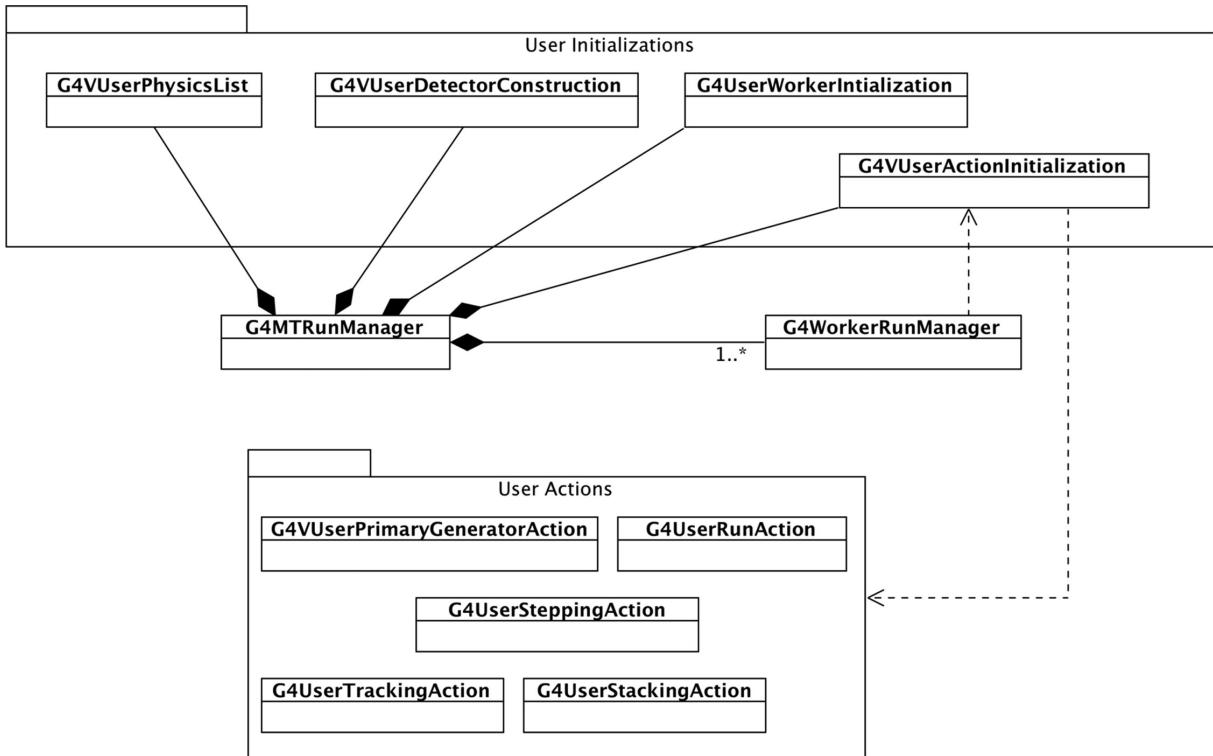


Figura A.1: Diagrama de clases principales del Geant4 (tomado de [68]).

también estudios en ciencias médicas y espaciales. En este trabajo, se ha adaptado el ejemplo “WLS” para la construcción de las barras del hodoscopio del MuTe, debido a que éste contiene todos los procesos ópticos involucrados en la interacción de las partículas con el centellador, principalmente los procesos de centelleo, de absorción, emisión, reflexión y refracción de la luz. Entre otras modificaciones realizadas, se han construido las clases SiPMSD.cc y SiPMHiT.cc en el código, para definir el conteo de fotoelectrones generados en el SiPM. En la clase SiPMHiT.cc se define la eficiencia cuántica de detección del SiPM a partir de los datos del gráfico (3.5).

Por otro lado, se ha construido un código más general² que los existentes para la simulación de detectores Cherenkov de agua, que contiene los siguientes aspectos:

1. Implementación de la clase PrimarySpectrum.cc para tomar los datos de salida de una simulación realizada con CORSIKA, es decir, los referentes al flujo de partículas secundarias en un sitio dado, para lanzar estas partículas hacia el detector conservando su energía y momentum inicial.
2. Implementación de las clases PMTSD.cc y PMTHiT.cc, para tomar la energía del fotón que alcanza la superficie del photocátodo, transformarla en la longitud de

²<git@bitbucket.org:msdcodes/muontelescope.git>

onda correspondiente y generar el conteo de fotoelectrones que se producen en el PMT a partir de su eficiencia cuántica.

Bibliografía

- [1] J. Beringer, J. F. Arguin, R. M. Barnett, K. Copic, O. Dahl, D. E. Groom, C. J. Lin, J. Lys, H. Murayama, and C. G. Wohl. Review of particle physics*. *Phys. Rev. D*, 86:010001, Jul 2012.
- [2] K. Jourde, D. Gibert, J. Marteau, J. de Bremond dÁrs, S. Gardien, C. Girerd, J-C Ianigro, and D. Carbone. Experimental detection of upward going cosmic particles and consequences for correction of density radiography of volcanoes. *Geophysical Research Letters*, 40(24):6334–6339, 2013.
- [3] H. Asorey. *Los Detectores Cherenkov del Observatorio Pierre Auger y su Aplicación al Estudio de Fondos de Radiación*. Tesis, Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo, Comisión Nacional de Energía Atómica, 2012.
- [4] C. Grupen and B. A. Shwartz. *Particle Detectors*. Cambridge University Press, 2008.
- [5] M. Spurio. *Particles and Astrophysics. A Multi-Messenger Approach*. Springer International Publishing, 2015.
- [6] A. Anastasio, F. Ambrosino, D. Basta, L. Bonechi, M. Brianzi, A. Bross, S. Callier, A. Caputo, R. Ciaranfi, L. Cimmino, R. DÁlessandro, L. DÁuria, C. de La Taille, S. Energico, F. Garufi, F. Giudicepietro, A. Lauria, G. Macedonio, M. Martini, V. Masone, C. Mattone, M.C. Montesi, P. Noli, M. Orazi, G. Passeggio, R. Peluso, A. Pla-Dalmau, L. Raux, P. Rubinov, G. Saracino, E. Scarlini, G. Scarpati, G. Sekhniaidze, O. Starodubtsev, P. Strolin, A. Taketa, H.K.M. Tanaka, and A. Vanzanella. The mu-ray detector for muon radiography of volcanoes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 732:423 – 426, 2013. Vienna Conference on Instrumentation 2013.
- [7] C. Carloganu, V. Niess, S. Bene, E. Busato, P. Dupieux, F. Fehr, P. Gay, D. Miallier, B. Vulpeșcu, and P. Boivin. Towards a muon radiography of the puy de dôme. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 2:55–60, 2013.

- [8] N. Lesparre, D. Gibert, J. Marteau, Y. Déclais, D. Carbone, and E. Galichet. Geophysical muon imaging: feasibility and limits. *Geophysical Journal International*, 183(3):1348–1361, 2010.
- [9] K. Nagamine, M. Iwasaki, K. Shimomura, and K. Ishida. Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic eruption prediction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 356(2):585 – 595, 1995.
- [10] H.K.M. Tanaka, K. Nagamine, N. Kawamura, S. N. Nakamura, K. Ishida, and K. Shimomura. Development of the cosmic-ray muon detection system for probing internal-structure of a volcano. *Hyperfine Interactions*, 138(1):521–526, 2001.
- [11] H.K.M. Tanaka, T. Nakano, S. Takahashi, J. Yoshida, M. Takeo, J. Oikawa, T. Ohminato, Y. Aoki, E. Koyama, and H. Tsuji. High resolution imaging in the inhomogeneous crust with cosmic-ray muon radiography: The density structure below the volcanic crater floor of mt. asama, japan. *Earth and Planetary Science Letters*, 263(1-2):104 – 113, 2007.
- [12] H.K.M. Tanaka, T. Nakano, S. Takahashi, J. Yoshida, and K. Niwa. Development of an emulsion imaging system for cosmic-ray muon radiography to explore the internal structure of a volcano, mt. asama. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 575(3):489 – 497, 2007.
- [13] H.K.M. Tanaka, K. Nagamine, S.N. Nakamura, and K. Ishida. Radiographic measurements of the internal structure of mt. west iwate with near-horizontal cosmic-ray muons and future developments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 555(1-2):164 – 172, 2005.
- [14] H.K.M. Tanaka, T. Nakano, S. Takahashi, J. Yoshida, H. Ohshima, T. Maekawa, H. Watanabe, and K. Niwa. Imaging the conduit size of the dome with cosmic-ray muons: The structure beneath Showa-Shinzan Lava Dome, Japan. *Geophysical Research Letters*, 34:L22311, November 2007.
- [15] F. Beauducel, S. Buontempo, L. D'Auria, G. De Lellis, G. Festa, P. Gasparini, D. Gibert, G. Iacobucci, N. Lesparre, and A. Marotta. Muon radiography of volcanoes and the challenge at mt. vesuvius, 2008.
- [16] H.K.M. Tanaka and I. Yokoyama. Muon radiography and deformation analysis of the lava dome formed by the 1944 eruption of usu, hokkaido - contact between high-energy physics and volcano physics -. *Proceedings of the Japan Academy. Series B, Physical and biological sciences*, 84(4):107, 2008.

- [17] H.K.M. Tanaka, T. Uchida, M. Tanaka, H. Shinohara, and H. Taira. Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: Degassing process of satsuma iwojima volcano, japan. *Geophysical Research Letters*, 36(1), 2009.
- [18] H.K.M. Tanaka, H. Taira, T. Uchida, M. Tanaka, M. Takeo, T. Ohminato, Y. Aoki, R. Nishitama, D. Shoji, and H. Tsuiji. Three-dimensional computational axial tomography scan of a volcano with cosmic ray muon radiography. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 115(B12), 2010.
- [19] C. Cârloganu. Density imaging of volcanoes with atmospheric muons using grpcs. In *International Europhysics Conference on High Energy Physics-HEP 2011*, pages 5–p, 2011.
- [20] A. Portal, P. Labazuy, J.F. Lénat, S. Béné, P. Boivin, E. Busato, C. Cârloganu, C. Combaret, P. Dupieux, and F. Fehr. Inner structure of the puy de dôme volcano: cross-comparison of geophysical models (ert, gravimetry, muon imaging). *Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems*, 2:47–54, 2013.
- [21] N. Lesparre, D. Gibert, J. Marteau, J.C. Komorowski, F. Nicollin, and O. Coutant. Density muon radiography of la soufrière of guadeloupe volcano: comparison with geological, electrical resistivity and gravity data. *Geophysical Journal International*, 190(2):1008–1019, 2012.
- [22] D. Carbone, D. Gibert, J. Marteau, M. Diament, L. Zuccarello, and E. Galichet. An experiment of muon radiography at mt etna (italy). *Geophysical Journal International*, 196(2):633–643, 2014.
- [23] H.K.M. Tanaka, Taro Kusagaya, and Hiroshi Shinohara. Radiographic visualization of magma dynamics in an erupting volcano. *Nature communications*, 5, 2014.
- [24] M. Suárez-Durán. *Detección de radiación cósmica usando centelladores plásticos*. Monografía, Universidad Industrial de Santander, 2016.
- [25] S. Agostinelli. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [26] P. K. F. Grieder. *Cosmic rays at earth Researcher's Reference Manual and Data Book*. Elsevier Science, Institute of Physics University of Bern Bern Switzerland, 2001.
- [27] J. Marteau, D. Gibert, N. Lesparre, F. Nicollin, P. Noli, and F. Giacoppo. Muons tomography applied to geosciences and volcanology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 695:23 – 28, 2012. New Developments in Photodetection NDIP11.
- [28] K. Nagamine. *Introductory Muon Science*. Cambridge University Press, 2003.

- [29] Luis W. Alvarez, Jared A. Anderson, F. El Bedwei, James Burkhard, Ahmed Fakhry, Adib Girgis, Amr Goneid, Fikhry Hassan, Dennis Iverson, Gerald Lynch, Zenab Miligy, Ali Hilmy Moussa, Mohammed Sharkawi, and Lauren Yazolino. Search for hidden chambers in the pyramids. *Science*, 167(3919):832–839, 1970.
- [30] K. Morishima, M. Kuno, A. Nishio, N. Kitagawa, Y. Manabe, M. Moto, F. Takasaki, H. Fujii, K. Satoh, and H. Kodama. Discovery of a big void in khufu’s pyramid by observation of cosmic-ray muons. *Nature*, 552(7685):386, 2017.
- [31] G. Ambrosi, F. Ambrosino, R. Battiston, A. Bross, S. Callier, F. Cassese, G. Castellini, R. Ciaranfi, F. Cozzolino, R. DAlessandro, C. de La Taille, G. Iacobucci, A. Marotta, V. Masone, M. Martini, R. Nishiyama, P. Noli, M. Orazi, L. Parascandolo, P. Parascandolo, G. Passeggio, R. Peluso, A. Pla-Dalmau, L. Raux, R. Rocco, P. Rubinov, G. Saracino, G. Scarpato, G. Sekhniaidze, P. Strolin, H.K.M. Tanaka, M. Tanaka, P. Trattino, T. Uchida, and I. Yokoyamao. The mu-ray project: Volcano radiography with cosmic-ray muons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 628(1):120 – 123, 2011. VCI 2010Proceedings of the 12th International Vienna Conference on Instrumentation.
- [32] G. Macedonio and M. Martini. Motivations for muon radiography of active volcanoes. *Earth, Planets and Space*, 62(2):139–143, 2010.
- [33] K. Jourde, D. Gibert, and J. Marteau. Improvement of density models of geological structures by fusion of gravity data and cosmic muon radiographies. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 4(2):177–188, 2015.
- [34] R. Nishiyama, Y. Tanaka, S. Okubo, H. Oshima, H.K.M. Tanaka, and T. Maekawa. Integrated processing of muon radiography and gravity anomaly data toward the realization of high-resolution 3-d density structural analysis of volcanoes: Case study of showa-shinzan lava dome, usu, japan. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119(1):699–710, 2014.
- [35] H. Fujii, K. Hara, S. Hashimoto, F. Ito, H. Kakuno, S.H. Kim, M. Kochiyama, K. Nagamine, A. Suzuki, Y. Takada, Y. Takahashi, F. Takasaki, and S. Yamashita. Performance of a remotely located muon radiography system to identify the inner structure of a nuclear plant. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2013(7), 2013.
- [36] H.K.M. Tanaka and H. Muraoka. Interpreting muon radiographic data in a fault zone: possible application to geothermal reservoir detection and monitoring. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems Discussions*, 2:875–891, October 2012.
- [37] C. L. Morris, K. Borozdin, J. Bacon, E. Chen, Z. Lukić, E. Milner, H. Miyadera, J. Perry, D. Schwellenbach, and D. Aberle. Obtaining material identification with cosmic ray radiography. *AIP Advances*, 2(4), 2012.

- [38] V. A. Kudryavtsev, N.J.C. Spooner, J. Gluyas, C. Fung, and M. Coleman. Monitoring subsurface CO₂ emplacement and security of storage using muon tomography. *International Journal of Greenhouse Gas Control*, 11:21 – 24, 2012.
- [39] L.J. Schultz, K.N. Borozdin, J.J. Gomez, G.E. Hogan, J.A. McGill, C.L. Morris, W.C. Priedhorsky, A. Saunders, and M.E. Teasdale. Image reconstruction and material z discrimination via cosmic ray muon radiography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 519(3):687 – 694, 2004.
- [40] K. Nagamine. Radiography with cosmic-ray and compact accelerator muons; exploring inner-structure of large-scale objects and landforms. *Proceedings of the Japan Academy, Series B*, 92(8):265–289, 2016.
- [41] R. Sehgal, V.K.S. Kashyap, I. Kanungo, A. Saxena, A. Jain, A. Jindal, V. Singh, P. Kanavi, S.T. Sehgal, and G. Kekre. Simulations and track reconstruction for muon tomography using resistive plate chambers. In *DAE Symp. Nucl. Phys.*, volume 61, pages 1034–1035, 2016.
- [42] F. Fehr and Tomuvol Collaboration. Density imaging of volcanos with atmospheric muons. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 375, page 052019. IOP Publishing, 2012.
- [43] S. Bouteille, D. Attié, P. Baron, D. Calvet, P. Magnier, I. Mandjavidze, M. Riaillot, and M. Winkler. A micromegas-based telescope for muon tomography: The watto experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 834:223–228, 2016.
- [44] L. Oláh, H.K.M. Tanaka, T. Ohminato, and D. Varga. High-definition and low-noise muography of the sakurajima volcano with gaseous tracking detectors. *Scientific reports*, 8(1):3207, 2018.
- [45] N. Lesparre, J. Marteau, Y. Déclais, D. Gibert, B. Carlus, F. Nicollin, and B. Kergosien. Design and operation of a field telescope for cosmic ray geophysical tomography. *Geoscientific Instrumentation Methods and Data Systems*, 1:33–42, 2012.
- [46] P. Aguiar, E. Casarejos, J. Silva-Rodríguez, J.A. Vilan, and A. Iglesias. Geant4-gate simulation of a large plastic scintillator for muon radiography. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 62(3):1233–1238, 2015.
- [47] S.W Tang, Y.H. Yu, Y. Zhou, Z.Y. Sun, X.H. Zhang, S.T. Wang, K. Yue, L.X. Liu, F. Fang, and D. Yan. A large area plastic scintillation detector with 4-corner-readout. *Chinese Physics C*, 40(5):056001, 2016.
- [48] R Nishiyama, S Miyamoto, and N Naganawa. Experimental study of source of background noise in muon radiography using emulsion film detectors. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 3(1):29–39, 2014.

- [49] Peña-Rodríguez, J. *Telescopio de muones para el estudio de estructuras volcánicas en Colombia*. Monografía, Universidad Industrial de Santander, 2018.
- [50] S. Procureur. Muon imaging: Principles, technologies and applications. *Nuclear instruments & methods in physics research section A: accelerators spectrometers detectors and associated equipment*, 878:169–179, 2018.
- [51] M. González. *Caracterización de un detector de centelleo para determinación de composición de rayos cósmicos primarios en el observatorio Pierre Auger*. Tesis de maestría, Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo, Comisión Nacional de Energía Atómica, 2012.
- [52] A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, E.J. Ahn, I. Al Samarai, I.F.M. Albuquerque, I. Allekotte, P. Allison, A. Almela, J. Alvarez Castillo, J. Alvarez-Muñiz, R. Alves Batista, M. Ambrosio, A. Aminaei, G.A. Anastasi, L. Anchordoqui, B. Andrada, S. Andringa, C. Aramo, F. Arqueros, N. Arsene, H. Asorey, P. Assis, J. Aublin, G. Avila, N. Awal, A.M. Badescu, C. Baus, J.J. Beatty, K.H. Becker, J.A. Bellido, C. Berat, M.E. Bertaina, X. Bertou, P.L. Biermann, P. Billoir, S.G. Blaess, A. Blanco, M. Blanco, J. Blazek, C. Bleve, H. Blümer, M. Boháková, D. Boncioli, C. Bonifazi, N. Borodai, A.M. Botti, J. Brack, I. Brancus, T. Bretz, A. Bridgeman, P. Brogueira, P. Buchholz, A. Bueno, S. Buitink, M. Buscemi, K.S. Caballero-Mora, B. Caccianiga, L. Caccianiga, M. Candusso, L. Caramete, R. Caruso, A. Castellina, G. Cataldi, L. Cazon, R. Cester, A.G. Chavez, A. Chiavassa, J.A. Chinellato, J. Chudoba, M. Cilmo, R.W. Clay, G. Cocciolo, R. Colalillo, A. Coleman, L. Collica, M.R. Coluccia, R. Conceicao, F. Contreras, M.J. Cooper, A. Cordier, S. Coutu, C.E. Covault, J. Cronin, R. Dallier, B. Daniel, S. Dasso, K. Daumiller, B.R. Dawson, R.M. de Almeida, S.J. de Jong, G. De Mauro, J.R.T. de Mello Neto, I. De Mitri, J. de Oliveira, V. de Souza, L. del Peral, O. Deligny, N. Dhital, C. Di Giulio, A. Di Matteo, J.C. Diaz, M.L. Díaz Castro, F. Diogo, C. Dobrigkeit, W. Docters, J.C. DÓlivo, A. Dorofeev, Q. Dorosti Hasankiadeh, R.C. dos Anjos, M.T. Dova, J. Ebr, R. Engel, M. Erdmann, M. Erfani, C.O. Escobar, J. Espadanal, A. Etchegoyen, H. Falcke, K. Fang, G. Farrar, A.C. Fauth, N. Fazzini, A.P. Ferguson, B. Fick, J.M. Figueira, A. Filevich, A. Filipcic, O. Fratu, M.M. Freire, T. Fujii, A. Fuster, F. Gallo, B. García, D. García-Gámez, D. Garcia-Pinto, F. Gate, H. Gemmeke, A. Gherghel-Lascu, P.L. Ghia, U. Giaccari, M. Giannarchi, M. Giller, D. Glas, C. Glaser, H. Glass, G. Golup, M. Gómez Berisso, P.F. Gómez Vitale, N. González, B. Gookin, J. Gordon, A. Gorgi, P. Gorham, P. Gouffon, N. Griffith, A.F. Grillo, T.D. Grubb, F. Guarino, G.P. Guedes, M.R. Hampel, P. Hansen, D. Harari, T.A. Harrison, S. Hartmann, J.L. Harton, A. Haungs, T. Hebbeker, D. Heck, P. Heimann, A.E. Hervé, G.C. Hill, C. Hojvat, N. Hollon, E. Holt, P. Homola, J.R. Hörandel, P. Horvath, M. Hrabovský, D. Huber, T. Huege, A. Insolia, P.G. Isar, I. Jandt, S. Jansen, C. Jarne, J.A. Johnsen, M. Josebachuili, A. Kääpä, O. Kambeitz, K.H. Kampert, P. Kasper, I. Katkov, B. Keilhauer, E. Kemp, R.M. Kieckhafer, H.O. Klages, M. Kleifges, J. Kleinfeller, R. Krause, N. Krohm, D. Kuempel, G. Kukec Mezek, N. Kunka, A.W. Kuoth Awad, D. LaHurd, L. Latronico, R. Lauer,

- M. Lauscher, P. Lautridou, S. Le Coz, D. Lebrun, P. Lebrun, M.A. Leigui de Oliveira, A. Letessier-Selvon, I. Lhenry-Yvon, K. Link, L. Lopes, R. López, A. López Casado, K. Louedec, A. Lucero, M. Malacari, M. Mallamaci, J. Maller, D. Mandat, P. Mantsch, and A.G. Marizzi. Prototype muon detectors for the amiga component of the pierre auger observatory. *Journal of Instrumentation*, 11(02):P02012, 2016.
- [53] A. Sótér, K. Todoroki, T. Kobayashi, D. Barna, D. Horváth, and M. Hori. Segmented scintillation detectors with silicon photomultiplier readout for measuring antiproton annihilations. *Review of Scientific Instruments*, 85(2):023302, 2014.
- [54] P. Adamson, K. Alexandrov, G. Alexeev, T. Alexopoulos, W. W. M. Allison, G. J. Alner, B. Anderson, D. F. Anderson, K. Anderson, C. Andreopoulos, C. Arroyo, D. Attree, E. Avignone, D. S. Ayres, B. Baller, B. Barsh, M. Barker, P. D. Barnes, W. L. Barrett, R. H. Bernstien, S. Bilenky, G. J. Bock, D. J. Boehlein, D. Bogert, P. M. Border, C. Bower, E. Buckley-Geer, A. Byon-Wagner, T. R. Chase, S. Chernichenko, S. Childress, B. C. Choudhary, J. H. Cobb, A. Cohee, J. D. Cossairt, H. Courant, J. W. Dawson, D. DeMuth, P. J. Dervan, A. DeSanto, N. Diaczenko, M. V. Diwan, G. Drake, M. Drew, R. Ducar, T. Durkin, R. Edgecock, S. Eichblatt, A. Erwin, E. Falk Harris, G. J. Feldman, N. Felt, T. H. Fields, H. R. Gallagher, M. Gebhard, Y. Gilitsky, N. Giokaris, M. C. Goodman, Y. Gornushkin, N. Grossman, J. J. Grudzinski, V. J. Guarino, V. Gudkov, J. Guo, Y. Gutnikov, R. Halsall, J. Hanson, D. Harris, P. G. Harris, E. Hartouni, R. Hatcher, S. Hayden, R. Heinz, K. Heller, N. Hill, Q. H. Hu, T. Hu, J. Hylen, M. Ignatenko, G. Irwin, C. James, T. Joffe-Minor, T. Kafka, S. M. S. Kasahara, E. Katsavounidis, J. Kilmer, H. Y. Kim, V. Kochetkov, G. Koizumi, S. Kopp, M. Kordosky, D. Krakauer, Z. Krumsstein, A. Kulik, Y. F. Lai, K. Lang, C. Laughton, R. LeBeau, A. Lebedev, R. Lee, P. J. Litchfield, J. Liu, N. P. Longley, P. Lucas, S. Madani, V. Makeev, W. A. Mann, A. Marchionni, M. L. Marshak, J. McDonald, J. R. Meier, E. Melnikov, G. I. Merzon, M. D. Messier, D. G. Michael, R. H. Milburn, L. Miller, W. H. Miller, S. R. Mishra, P. S. Miyagawa, J. Mofin, R. Morse, L. Mualem, S. Mufson, M. Murtagh, J. Musser, A. Napier, D. Naples, C. Nelson, J. K. Nelson, H. Newman, T. C. Nicholls, A. Nozdrin, J. Oliver, W. Oliver, A. Olshevski, V. Onuchin, V. Paolone, A. Para, T. Patzak, G. F. Pearce, N. Pearson, C. W. Peck, C. Perry, E. A. Peterson, D. A. Petty, A. Pla-Dalmau, R. K. Plunkett, L. E. Price, D. R. Pushka, R. A. Rameika, A. L. Read, B. Rebel, C. Rosenfeld, K. Ruddick, V. A. Ryabov, R. Saakyan, A. Sadovski, M. Sanchez, N. Saoulidou, J. Schneps, P. V. Schoesow, V. Semenov, I. Shein, B. W. Sheng, A. Sisakian, W. Smart, V. Smirnitsky, C. Smith, P. N. Smith, V. Smotriac, and A. Soldatov. The minos scintillator calorimeter system. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49(3):861–863, June 2002.
- [55] H. Asorey, L.A. Núñez, J.D. Sanabria-Gómez, C. Sarmiento-Cano, D. Sierra-Porta, M. Suárez-Durán, M. Valencia-Otero, and A. Vesga-Ramírez. Muon tomography sites for colombia volcanoes. *arXiv preprint arXiv:1705.09884*, 2017.

- [56] A. Pla-Dalmau, V.V. Rykalin, and A.D. Bross. Extruding plastic scintillator at fermilab. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2003 IEEE*, volume 1, pages 102–104 Vol.1, Oct 2003.
- [57] Saint-Gobain Ceramics and Plastics Inc. Scintillation products, scintillating optical fibers specification datasheet., 2005.
- [58] W. Worstell, S. Doulas, O. Johnson, and Cheng-Ju Lin. Scintillator crystal readout with wavelength-shifting optical fibers. In *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, 1994., 1994 IEEE Conference Record*, volume 4, pages 1869–1873 vol.4, Oct 1994.
- [59] Slawomir P., Hamamatsu Corporation, and New Jersey Institute of Technology. Measuring the electrical and optical properties of an mppc, 2014.
- [60] R. Calderón-Ardila. *Estudio de centelladores plásticos en el proyecto MuTe para muongrafía de volcanes*. Tesis de maestría, Universidad Industrial de Santander, en proceso.
- [61] R. Calderón-Ardila. *Simulación de los detectores Cherenkov de agua de la colaboración LAGO*. Tesis de pregrado, Universidad Indultrial de Santander, 2015.
- [62] R. Calderón, H. Asorey, L.A. Núñez, and LAGO Collaboration. Geant4 based simulation of the water cherenkov detectors of the lago project. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 267:424–426, 2015.
- [63] A. Etchegoyen, P. Bauleo, X. Bertou, C.B. Bonifazi, A. Filevich, M.C. Medina, D.G. Melo, A.C. Rovero, A.D. Supanitsky, and A. Tamashiro. Muon-track studies in a water cherenkov detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 545(3):602 – 612, 2005.
- [64] A. Jaimes-Motta. *Estimación de la respuesta de un detector Cherenkov de agua al fondo de rayos cósmicos en Bucaramanga(956 m s.n.m)*. Tesis de pregrado, Universidad Industrial de Santander, 2018.
- [65] D. Allard, C. Alvarez, H. Asorey, H. Barros, X. Bertou, M. Castillo, J. M. Chirinos, A. De Castro, S. Flores, J. Gonzalez, M. Gomez Berisso, J. Grajales, C. Guada, W. R. Guevara Day, J. Ishitsuka, J. A. Lopez, O. Martinez, A. Melfo, E. Meza, P. M. Loza, E. Moreno Barbosa, C. Murrugarra, L. A. Nunez, L. J. Otiniano Ormachea, G. Perez, Y. Perez, E. Ponce, J. Quispe, C. Quintero, H. Rivera, M. Rosales, A. C. Rovero, O. Saavedra, H. Salazar, J. C. Tello, R. Ticona Peralda, E. Varela, A. Velarde, L. Villasenor, D. Wahl, and M. A. Zamalloa. The Large Aperture GRB Observatory. *ArXiv e-prints*, June 2009.
- [66] H. Asorey, L.A. Núñez, and M. Suárez-Durán. Preliminary results from the latin american giant observatory space weather simulation chain. *Space Weather*, 16(5):461–475, 2018.

- [67] S Piatek. Measuring the electrical and optical properties of an mppc. *URL: http://www.hamamatsu.com/jp/en/community/silicon_photomultipliers/tutorials/measuring_mppc/index.html*, 2014.
- [68] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand, B.R. Beck, A.G. Bogdanov, D. Brandt, J.M.C. Brown, H. Burkhardt, Ph. Canal, D. Cano-Ott, S. Chauvie, K. Cho, G.A.P. Cirrone, G. Cooperman, M.A. Cortés-Giraldo, G. Cosmo, G. Cuttone, G. Depaola, L. Desorgher, X. Dong, A. Dotti, V.D. Elvira, G. Folger, Z. Francis, A. Galoyan, L. Garnier, M. Gayer, K.L. Genser, V.M. Grichine, S. Guatelli, P. Guèye, P. Gumpelinger, A.S. Howard, I. Hřivnáčová, S. Hwang, S. Incerti, A. Ivanchenko, V.N. Ivanchenko, F.W. Jones, S.Y. Jun, P. Kaitaniemi, N. Karakatsanis, M. Karamitros, M. Kelsey, A. Kimura, T. Koi, H. Kurashige, A. Lechner, S.B. Lee, F. Longo, M. Maire, D. Mancusi, A. Mantero, E. Mendoza, B. Morgan, K. Murakami, T. Nikitina, L. Pandola, P. Paprocki, J. Perl, I. Petrović, M.G. Pia, W. Pokorski, J.M. Quesada, M. Raine, M.A. Reis, A. Ribon, A. Ristić Fira, F. Romano, G. Russo, G. Santin, T. Sasaki, D. Sawkey, J.I. Shin, I.I. Strakovský, A. Taborda, S. Tanaka, B. Tomé, T. Toshito, H.N. Tran, P.R. Truscott, L. Urban, V. Uzhinsky, J.M. Verbeke, M. Verderi, B.L. Wendt, H. Wenzel, D.H. Wright, D.M. Wright, T. Yamashita, J. Yarba, and H. Yoshida. Recent developments in geant4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 835:186 – 225, 2016.