

Variaciones del flujo de radiación cósmica en distintos escenarios geofísicos y de clima espacial

Mauricio Suárez Durán

Tesis para optar al título de Doctor en Ciencias Naturales Física

Director

Luis Alberto Núñez de Villavicencio Martínez

Doctorado en Física

Co-director

Hernán Gonzalo Asorey

Doctorado en Física

Universidad Industrial de Santander

Facultad de Ciencias Básicas

Escuela de Física

Bucaramanga

2020

Dedicatoria

A mi papá Triunfo Suárez Rangel y mi mamá Alejandrina Durán Aguilar, por su Amor y por enseñarme el valor del trabajo y la tenacidad.

A mis hermanas Ayleen y Lizbeth, por su apoyo incondicional.

A mi esposa Marilyn, por su compañía, Amor incondicional y por estar siempre ahí.

A la familia Asorey-Finauri, por abrirme sus corazones.

Agradecimientos

Agradezco a Luis Núñez por la confianza, discusiones y apoyo, sin lo cual este logro no hubiera sido posible.

Gracias a mis amigos de siempre, Pakar, Chucho, Víctor. Por la moral y apoyo.

Gracias Christian y Rolando, por las infinitas discusiones, ideas y empuje.

Mamá, Papá, Lizbeth, Ayleen, Lizbeth, Marilyn y Hernán... Gracias por Creer en mi... Siempre.

Tabla de Contenido

Introducción	21
1. Rayos cósmicos y el campo geomagnético	27
1.1. Rayos cósmicos	28
1.2. Campo geomagnético	34
1.2.1. Modelo de campo geomagnético interno: IGRF	37
1.2.2. Modelo de campo geomagnético externo: TSY01	39
1.2.3. Perturbación axial del dipolo del campo geomagnético: índice Dst	42
1.2.4. Propagación de partículas cargadas a través del Campo Geomagnético	44
1.3. Lluvias atmosféricas extendidas	47
1.3.1. Lluvias originadas por electrones o fotones	53
1.3.2. Lluvias originadas por un hadrón	59
2. Modelado de campo geomagnético y EAS	66
2.1. Técnica de trayectoria en reversa y rigidez magnética	69
2.2. Rigidez magnética y penumbra	72
2.2.1. Cálculo de rigidez magnética	73
2.2.2. Interpretación de la región de penumbra	77

2.3. Estimación del flujo de rayos cósmicos en condiciones dinámicas del campo geomagnético	81
2.4. Estimación del flujo de secundarios en condiciones dinámicas del campo geomagnético	89
3. Detectores de rayos cósmicos en superficie	99
3.1. Detector Cherenkov de Agua	100
3.1.1. Calibración de un Detector Cherenkov de agua	105
3.2. Detector plástico centellador	116
3.2.1. Calibración de un detector plástico centellador	127
3.3. Observatorios LAGO y Pierre Auger	135
3.3.1. Observatorio LAGO	136
3.3.2. Observatorio Pierre Auger	139
4. Modelado de detectores de rayos cósmicos en superficie	143
4.1. Modelado de un detector Cherenkov de agua	146
4.1.1. WCD tipo LAGO	151
4.1.2. WCD tipo Pierre Auger	160
4.2. Modelado de un detector plástico centellador	161
5. Aplicaciones a los decrecimientos Forbush	170
5.1. Decrecimientos Forbush	171
5.2. Rayos cósmicos durante un Fd	175

5.3. Espectro de secundaries durante un Fd	176
5.4. Respuesta de un WCD durante un decrecimiento Forbush	182
5.5. Modelo de modulación de rayos cósmicos durante un decrecimiento Forbush	188
6. Aplicaciones a la muongrafía de volcanes	193
6.1. Tomografía de muones	195
6.2. El detector MuTe	199
6.3. Modelado del detector MuTe	204
6.4. Modelado de roca estándar	211
6.5. Estimación de la respuesta del detector MuTe a muones que atraviesan una estructura volcánica	220
7. Aplicaciones futuras	239
7.1. Estudios del fondo de radiación	241
7.2. Aplicaciones a la navegación aérea	246
7.3. Aplicaciones a la detección de Gammas y átomos pesados	248
8. Discusión de resultados	254
9. Conclusiones	262
Referencias Bibliográficas	266
Referencias Bibliográficas	266

Apéndices

307

Lista de Figuras

Figura 1.	Espectro diferencial de Rayos Cósmicos	30
Figura 2.	Componentes del vector campo geomagnético	36
Figura 3.	Mapa de intensidad del campo geomagnético de acuerdo al modelo IGRF	40
Figura 4.	Modelo IGRF y Tysganenko 2001	42
Figura 5.	Conos de Störmer para partículas con carga positiva	44
Figura 6.	Intensidad de rayos cósmicos en función de la latitud geomagnética y la rigidez de corte en función de la latitud geomagnética	46
Figura 7.	Desarrollo de una lluvia atmosférica extendida	48
Figura 8.	Relación entre distancia recorrida en la atmósfera y la altura sobre el nivel del mar	50
Figura 9.	Relación entre profundidad atmosférica y ángulo cenital	51
Figura 10.	Estructura general de una EAS generada por un RC tipo hadrón	54
Figura 11.	Desarrollo longitudinal y lateral de lluvias iniciadas por un fotón, un protón y un núcleo de hierro de 5×10^{14} eV	55
Figura 12.	Diagrama de la metodología empleada para modelar el flujo de secundarios a nivel del suelo	68
Figura 13.	Técnica de trayectoria en reversa	69
Figura 14.	Trayectorias de protones a través del campo geomagnético	71

Figura 15.	Rigidez magnética $R_{C(0)}$ para las posiciones BGA, BRC y MGE.	76
Figura 16.	Interpretación de la región de penumbra	83
Figura 17.	Función acumulativa de probabilidad para la zona de penumbra ($R_{C(1)}$) de cada posición BGA, BRC y MGE.	84
Figura 18.	Espectro de primarios sin y con corrección por campo geomagnético para las posiciones BGA, BRC y MGE	90
Figura 19.	Espectro de energía de secundarios a nivel del suelo para las tres posiciones de interés BGA, BRC y MGE	97
Figura 20.	Diferencia porcentual relativa entre flujo de secundarios con y sin corrección por campo geomagnético	98
Figura 21.	Esquema de un detector Cherenkov de agua	100
Figura 22.	Representación del efecto Cherenkov	103
Figura 23.	índice de refracción del agua y producción de fotones Cherenkov en agua	104
Figura 24.	Esquema de amplificación de la señal en un PMT	105
Figura 25.	Pulso característico de los WCD Chitaga y Caju	107
Figura 26.	Histograma de pico típico de los detectores Chitaga y Nahuelito	112
Figura 27.	Histograma de pico típico de los detectores Caju y Pierre Auger	113
Figura 28.	Histograma de carga típico de los detectores Chitaga y Nahuelito	114
Figura 29.	Histograma de carga típico de los detectores Caju y Pierre Auger	115
Figura 30.	Geometría de las barras centelladoras.	117

Figura 31.	Esquema del proceso de centelleo	118
Figura 32.	Representación del espectro de absorción y emisión para un centellador orgánico	120
Figura 33.	Esquema del montaje barra centelladora-fibra óptica	121
Figura 34.	Ilustración de la absorción y re-emisión de luz lo largo de una fibra óptica	122
Figura 35.	Probabilidad de <i>cross-talk</i> como función de la ganancia para diferentes series de SiPM	125
Figura 36.	Esquema de funcionamiento de un MPPC tipo SiPM	126
Figura 37.	Dispositivo <i>Dewar</i> empleado en la calibración de los SiPM	128
Figura 38.	Corriente en el SiPM como función del V_{bias} para diferentes temperaturas	129
Figura 39.	Búsqueda del voltaje de ruptura a partir de dos ajustes lineales para una temperatura de -165.4°C	131
Figura 40.	Linealidad entre el voltaje de ruptura como función de la temperatura	133
Figura 41.	Pulso característico de respuesta de un SiPM S13360-1325CS a una temperatura de 22°C	134
Figura 42.	Integral bajo la curva de respuesta de un SiPM S13360-1325CS a 22°C	135
Figura 43.	Ganancia para diferentes temperaturas como función del V_{bias} para el SiPM S13360-1325CS	136
Figura 44.	Distribución geográfica y altitudes del Observatorio LAGO	137
Figura 45.	Esquema del programa de clima espacial de la Colaboración LAGO	139
Figura 46.	Localización geográfica del observatorio Pierre Auger	140
Figura 47.	Grupos de trabajo de la Colaboración Pierre Auger	142

Figura 48.	Esquema de librerías para una simulación en Geant4	145
Figura 49.	Geometría de los WCD modelados con Geant4	146
Figura 50.	Modelado de la producción de fotones Cherenkov por centímetro	150
Figura 51.	Energía como función de la distancia recorrida en agua por electrones en el modelo de Geant4	152
Figura 52.	Producción de fotones Cherenkov ($300\text{nm} < \lambda < 700\text{nm}$) en agua como función de la energía de la partícula en Geant4	153
Figura 53.	Total de fotones Cherenkov producidos en el interior de un WCD por el paso de muones verticales y centrales	154
Figura 54.	Total de fotones Cherenkov que llegan al foto-cátodo de un WCD por el paso de muones centrales y verticales	155
Figura 55.	Total de foto-electrones que se producen en un WCD por el paso de muones y electrones centrales y verticales	156
Figura 56.	Resultado del pulso medio obtenido para los modelos de WCD del observatorio LAGO	159
Figura 57.	Respuesta de un WCD del observatorio Pierre Auger al paso de muones y electrones verticales y centrales	160
Figura 58.	Eficiencia de detección de un fotón para el SiPM 13360-1325PE	162
Figura 59.	Respuesta del modelo barra-fibra-SiPM para muones y electrones que inciden perpendicular a la superficie de la barra centelladora	164
Figura 60.	Modelo de sistema barra-fibra-sipm conformando un pixel	166

Figura 61.	Cadena de sucesos simulada en Geant4 para la detección de un muón de 3 GeV	167
Figura 62.	Atenuación de foto-electrones estimada en el modelo barra-fibra-SiPM	168
Figura 63.	Foto-electrones registrados en modelo de centellador plástico con SiPM/fibra sin espacio y SiPM/fibra con espacio	169
Figura 64.	Estructura de un evento Forbush visto a través de detectores de Neutrones	172
Figura 65.	Esquema del origen de un decrecimiento Forbush	177
Figura 66.	Forbush registrado por la Colaboración Pierre Auger en Mayo de 2005	178
Figura 67.	Evolución temporal de ΔE_{2-1} para secundarios durante un decrecimiento Forbush	179
Figura 68.	Evolución temporal de ΔE_{2-1} para secundarios tipo muon durante un decrecimiento Forbush	180
Figura 69.	Evolución temporal de ΔE_{2-1} para secundarios tipo neutron durante un decrecimiento Forbush	181
Figura 70.	Histograma de carga modelado para la respuesta de un WCD del observatorio Pierre Auger al flujo de secundarios	182
Figura 71.	Estimación del efecto del CG durante un Fd en la respuesta de un WCD del observatorio Pierre Auger	186
Figura 72.	Histogramas de carga registrados para el observatorio Pierre Auger el 13 de diciembre a las 00:00 horas y el 15 de diciembre a las 00:00 horas	187
Figura 73.	Evolución temporal del conteo de secundarios registrados por el observatorio Pierre Auger durante el decrecimiento Forbush de diciembre de 2006	190

Figura 74. Ajuste exponencial para la fase de recuperación del decrecimiento Forbush de diciembre de 2006	191
Figura 75. Modelo de la modulación de rayos cósmicos para el decrecimiento Forbush de diciembre de 2006	192
Figura 76. Perfil de densidad para el monte Showa Shinzan usando muongrafía	194
Figura 77. Esquema del detector híbrido MuTe	198
Figura 78. Sistema de coordenadas para el hodoscopio de MuTe	203
Figura 79. Aceptancia y resolución angular del hodoscopio del detector MuTe	207
Figura 80. Modelo del detector MuTe y definición del sistema de coordenadas	208
Figura 81. Modelo de un panel del hodoscopio del detector MuTe y producción de fotones ópticos por el paso de un muon	209
Figura 82. Atenuación de la señal en el modelo de un solo panel del hodoscopio del detector MuTe	210
Figura 83. Modelo del detector MuTe	212
Figura 84. Distancia recorrida en roca estándar como función de la energía inicial del muon	214
Figura 85. Dispersión de Coulomb en roca estándar para muones para muones con energía de 10 GeV	218
Figura 86. Dispersión de Coulomb en roca estándar para muones para muones con energía de 100 GeV	219

Figura 87.	Dispersión de Coulomb en roca estándar para muones para muones con energía de 1000 GeV	227
Figura 88.	Espectro de rayos cósmicos secundarios al nivel del suelo del cerro Machín	228
Figura 89.	Histograma de carga estimado para la respuesta del detector MuTe a un minuto de flujo de secundarios	229
Figura 90.	Ajuste a la joroba del muon en el histograma de carga estimado para el detector MuTe	230
Figura 91.	Respuesta del hodoscopio del detector MuTe a un minuto de flujo de secundarios	231
Figura 92.	Modelo en Geant4 del volumen del edificio volcánico y del detector MuTe	232
Figura 93.	Píxeles impactados en los paneles del hodoscopio por muones que han atravesado el edificio volcánico	236
Figura 94.	Reconstrucción de las posiciones sobre el edificio volcánico en el plano $x = 1000$ m a partir de los eventos registrados por MuTe	237
Figura 95.	Reconstrucción de la dirección de incidencia de eventos registrados por MuTe	238
Figura 96.	Respuesta a un minuto de fondo de radiación para los detectores LAGO Chitaga, Nahuelito y Caju	243
Figura 97.	Histograma de carga de la respuesta del detector Nahuelito a las fuentes de neutrones AmBe y Cf252	251
Figura 98.	Estimación del flujo integrado de radiación secundaria durante la ruta Nueva York - Tokio	252

Figura 99. Dispersión de muones al atravesar 10 cm de muestras de aluminio, hierro, cobre, plomo y uranio

253

Lista de Tablas

Tabla 1.	Índice e intensidad espectral para cada especie del espectro medido de rayos cósmicos	35
Tabla 2.	Definición y descripción de las componentes de Campo Geomagnético	38
Tabla 3.	Parámetros para el modelado de una hora de rayos cósmicos	87
Tabla 4.	Número de secundarios producidos en el piso de Bucaramanga por una hora de primarios	92
Tabla 5.	ΔE_{10} por tipo de secundario en la banda de 100 MeV a 3 GeV para las tres posiciones de interés: BGA, BRC y BGE	94
Tabla 6.	Producción y detección de fotones Cherenkov para los WCD cilíndrico y cúbico	158
Tabla 7.	Tiempo medio de atunación (medido y modelado) de los pulsos en los detectores Chitaga y Caju	158

Lista de Apéndices

	pág.
Apéndice A. Códigos	307

Resumen

Título: Variaciones del flujo de radiación cósmica en distintos escenarios geofísicos y de clima espacial *

Autor: Mauricio Suárez Durán **

Palabras Clave: Rayos cósmicos, EAS, WCD, centelladores plásticos, decrecimientos Forbush, muongrafía.

Descripción: Este trabajo doctoral se fundamenta en tres aspectos: la detección de partículas secundarias a nivel del suelo (derivadas de la interacción entre rayos cósmicos (RC) y la atmósfera terrestre); en el modelado de tres tipos de detectores de radiación: Cherenkov de agua (WCD), centelladores plásticos (CP) y un detector híbrido (MuTe: WCD+CP); y en el uso de datos registrados por los observatorios LAGO y Pierre Auger. En este contexto, esta tesis respondió la pregunta de cómo los datos registrados por detectores WCD, CP y MuTe pueden aportar información sobre fenómenos de clima espacial y distribución de densidad al interior de estructuras como volcanes. Se desarrolló entonces un conjunto de herramientas computacionales (validadas a través de datos) que permiten modelar y estimar: el espectro de secundarios a nivel del suelo, incluyendo sus afectaciones durante la evolución de fenómenos como los decrecimientos Forbush (Fd, en términos de la interacción RC y campo Geomagnético); la respuesta de detectores WCD (diferentes configuraciones), CP y MuTe, al flujo de secundarios; y el resultado de la interacción de la componente muónica de estos secundarios con roca estándar. Como resultados principales, se destacan: la estimación de la contribución del CG en la señal registrada por un WCD al flujo de secundarios registrados durante un Fd; la estimación de la dispersión de Coulomb para muones que atraviesan un volumen compuesto de roca estándar y la respuesta de MuTe a éstas partículas. Finalmente, se resaltan como impactos de esta tesis, que a partir de los resultados obtenidos se estudiaron nuevas aplicaciones como: uso de WCD para la detección de neutrones; y el diseño, construcción y caracterización de nuevos modelos de detectores que permitan medir el flujo direccional de muones atmosféricos para aplicaciones en tomografías de objetos naturales y artificiales (desde metros hasta kilómetros).

* Tesis Doctoral

** Facultad de Ciencias Básicas. Escuela de Física. Director: Luis A. Núñez, Doctorado en Física; co-director: Hernán Asorey, Doctorado en Física.

Abstract

Title: Variations of the cosmic radiation flux in different geophysical and space weather scenarios *

Autor: Mauricio Suárez Durán **

Keywords: Cosmic Rays, EAS, WCD, Plastic scintillators, Forbush Decrease, Muography.

Description: This doctoral work is based on three aspects: the detection of secondary particles at ground level (derived from the interaction between cosmic rays (CR) and the Earth's atmosphere); on the modelling of three types of radiation detectors: water Cherenkov (WCD), plastic scintillators (CP) and a hybrid detector (MuTe: WCD+CP); and on the use of data recorded by the LAGO and Pierre Auger observatories. In this context, this thesis answered the question of how data recorded by WCD, CP and MuTe detectors can provide information on space weather phenomena and density distribution inside structures such as volcanoes. A set of computational tools (validated through data) was then developed to model and estimate: the spectrum of ground level secondary, including their effects during the evolution of phenomena such as Forbush decreases (Fd, in terms of CR and Geomagnetic field interaction); the response of WCD detectors (different configurations), CP and MuTe, to the flow of secondary; and the result of the interaction of the muonica component of these secondary with standard rock. As main results, we highlight: the estimation of the GC contribution in the signal recorded by a WCD to the secondary flow recorded during an Fd; the estimation of the Coulomb scattering for muons passing through a volume composed of standard rock and the MuTe response to these particles. Finally, it is highlighted as impacts of this thesis, that from the results obtained, new applications were studied such as: the use of WCD for neutron detection; and the design, construction and characterization of new detector models that allow the measurement of the directional flow of atmospheric muons for applications in tomography of natural and artificial objects (from meters to kilometers).

* Doctoral Thesis

** Facultad de Ciencias Básicas. Escuela de Física. Director: Luis A. Núñez, Doctorado en Física; co-director: Hernán Asorey, Doctorado en Física.

Introducción

En la actualidad, diferentes escenarios geofísicos han mostrado algún tipo de correlación con la radiación secundaria, originada por la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera de la tierra. Entre éstos, se encuentran los decrecimientos Forbush (Usoskin y cols., 2008), las perturbaciones del campo geomagnético (A. V. Belov, 2008; D. Smart y Shea, 2005), las descargas eléctricas atmosféricas (Zalikhhanov, 2016; Gurevich y Zybin, 2011) y las estructuras geológicas (Lesparre y cols., 2010; Tanaka, Uchida, Tanaka, Shinohara, y Taira, 2009).

La presente tesis doctoral se enfocó en inferir información sobre la interacción de los rayos cósmicos con dos de estos escenarios: los decrecimientos Forbush (Fd, por sus siglas en inglés), y la estructura geológica del volcán Cerro Machín (ubicado en el departamento de Tolima, Colombia). Para estudiar qué rayos cósmicos son afectados durante un Fd, se usaron datos registrados por los observatorios LAGO y Pierre Auger. Por otra parte, para estimar la distribución de densidad de materia al interior del edificio volcánico, se realizaron modelos computacionales que permiten simular la interacción de radiación secundaria con la estructura geológica.

En lo referente a los escenarios Forbush, estos consisten en un decrecimiento abrupto del flujo de radiación secundaria registrada a nivel del suelo, seguido por una lenta recuperación. Estos decrecimientos fueron reportados por primera vez en 1937 por Scott E. Forbush (Forbush, 1937). Años después, Simpson J. A. mostró que los Fd se originan en el medio interplanetario (Simpson,

Fonger, y Treiman, 1953), mientras que Scott E. Forbush en el mismo año -usando neutrones producidos en las denominadas cascadas aéreas extendidas (EAS, por sus siglas en inglés)¹- encontró una correlación entre: la ocurrencia de decrecimientos Forbush, el paso de una eyección de masa coronal interplanetaria (EMCI) por la magnetósfera, las perturbaciones en el campo geomagnético y el flujo de neutrones a nivel del suelo (Forbush, 1954).

Además del uso de neutrones, nuevas alternativas han surgido para la detección de Fd. Dentro de éstas se encuentra la detección de muones atmosféricos -así llamados porque se producen en las EAS- a través de detectores Cherenkov de agua (Braun, Engler, Hörandel, y Milke, 2009; Angelov, Malamova, y Stamenov, 2009; Asorey, H. for The Pierre Auger Collaboration, 2011). Este método ha sido implementado en esta tesis para explorar y estudiar los Fd, ya que se conoce que los EMCI pueden producir Fd y que estos últimos impactan significativamente tanto a la Física como a la sociedad, debido a los efectos destructores que tienen las EMCI sobre los satélites de comunicación, redes de distribución de energía y sistemas de posicionamiento global, entre otros (Moldwin, 2008).

En cuanto a las distribuciones de densidad al interior de edificios volcánicos, éstas tienen un efecto significativo sobre el flujo de radiación secundaria debido principalmente a sus dimensiones características. Estos edificios (que pueden llegar a tener cientos de metros de espesor) pueden

¹ Partículas producidas por la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera terrestre.

absorber casi la totalidad de las partículas que se forman en las cascadas aéreas extensas; sólo aquellas partículas lo suficientemente energéticas y con alta capacidad de penetración en la materia pueden atravesarlos. Este efecto sobre la radiación secundaria permite inferir si al interior del edificio volcánico existen, o no, cambios en la densidad de la materia que los compone. En otras palabras, una diferencia en la densidad de cierta zona del edificio, podría significar un cambio del flujo de partículas que atraviesan por esta zona comparado con el flujo de zonas aledañas. Este efecto ha sido la base para la implementación de la técnica denominada Muongrafía, que se basa en la detección del flujo de partículas tipo muon producidas en las EAS y con alta capacidad de penetración en la materia (Nagamine, 2003; Groom, 2001).

La Muongrafía permite estimar qué lugares del edificio volcánico tienen más o menos densidad, a partir de las diferencias relativas en el flujo medido de muones. En las últimas décadas, la Muongrafía se ha venido aplicando en la búsqueda de cámaras de magma al interior de edificios volcánicos, que se manifestarían como regiones con menor densidad (H. Tanaka, Nakano, Takahashi, Yoshida, y Niwa, 2007; Marteau y cols., 2012; Ambrosino y cols., 2014). En este contexto, la presente tesis se enfocó en el diseño y modelado de un detector que permita aplicar esta técnica a un edificio volcánico como el Cerro Machín. En particular, el diseño que se presenta en este libro fusiona dos técnicas de detección: Cherenkov en agua y centelleo, siendo este último la base de los detectores más recientes enfocados en estudiar la distribución de densidad en el interior de edificios volcánicos (Lesparre y cols., 2010; Ambrosino y cols., 2014).

Es importante destacar que este trabajo doctoral se enmarca en las líneas de investigación de los observatorios LAGO y Pierre Auger que están orientadas al estudio de fenómenos geofísicos usando datos de sus detectores Cherenkov de agua (Brown y cols., 2012; Mussa, Pierre Auger Collaboration, y Ciaccio, 2012; The Pierre Auger Collaboration, 2011; Dasso, Asorey, y Pierre Auger Collaboration, 2012). Así mismo, que con base en la experiencia en LAGO, en la Universidad Industrial de Santander se ha diseñado un instrumento (denominado MuTe) que permite estudiar el interior de estructuras geológicas, y que fue modelado en su totalidad en esta tesis.

El desarrollo de este trabajo doctoral y sus contribuciones al conocimiento científico se exponen en este libro a través de los siguientes nueve capítulos. En el Capítulo. 1 se describe qué son los rayos cósmicos, su naturaleza y su espectro energético luego de haber interactuado con el campo geomagnético. En este sentido, en el mismo capítulo se presentan cómo se modela el campo magnético terrestre (Sección. 1.2) y posteriormente, qué son y cómo se forman las EAS. Por otra parte, en el Capítulo. 2 se expone la primera contribución original de este trabajo doctoral. Esta consiste en predecir cómo cambia el número de partículas secundarias, producidas en las EAS y para cualquier posición geográfica, en condiciones dinámicas del campo geomagnético. Estos resultados fueron publicados en la revista *Space Weather*, de la *American Geophysical Union* (Asorey, Núñez, y Suárez-Durán, 2018).

Considerando que la base de este trabajo doctoral son los detectores Cherenkov de agua y de centelleo, en el Capítulo. 3 se describe qué son y cómo funcionan los detectores Cherenkov

de agua (Sección. 3.1), los detectores de centelleo (Sección. 3.2) y cómo operan los observatorios LAGO y Pierre Auger (Sección. 3.3). En este contexto, el Capítulo. 4 presenta otra contribución original de este trabajo -surgida dentro y para beneficio inicial de la colaboración LAGO- que consiste en modelar la respuesta de diferentes geometrías de WCD a las partículas producidas en las EAS. Este resultado es importante para LAGO porque aporta una herramienta, que no existía en la Colaboración, que permite no sólo entender estos detectores, sino también calibrar y diseñar nuevos instrumentos. Así mismo, a partir de este desarrollo se derivaron un trabajo de pregrado en Física y uno de maestría en Física, los cuales ya fueron defendidos y aprobados. El primero de ellos distinguido por la universidad como trabajo de grado laureado (Jaimes Motta A. E., 2018; Vásquez Ramírez, 2018).

Usando como base la Física implicada en los diseños de los detectores de los observatorios LAGO y Pierre Auger, cómo funcionan y qué parámetros son claves para su modelado, el Capítulo. 5 presenta los resultados de estudiar el fenómeno del decrecimiento Forbush (Sección. 5.1) usando los modelos desarrollados en los capítulos previos. En la última sección del capítulo (Sección. 5.5) se propone un modelo que, en términos de la rigidez de corte magnética, pretende entender cómo el espectro de rayos cósmicos que arriban a la atmósfera es afectado durante un decrecimiento Forbush, usando como parámetros la estructura de la señal registrada por el observatorio Pierre Auger.

El Capítulo. 6 presenta otra contribución original de este trabajo: el modelado de un detec-

tor híbrido MuTe y la respuesta de éste al fondo de partículas secundarias en el suelo y a muones que han atravesado un volumen compuesto de roca estándar; modelado realizado aplicando los resultados obtenidos en los Capítulos. 2 y 4.

Debido a la versatilidad de los resultados y modelos computacionales desarrollados durante el presente trabajo doctoral, en el Capítulo. 7 se presentan tres aplicaciones: detección de neutrones, navegación aérea y detección materiales pesados. La primera de estas aplicaciones ya ha sido aplicada por otro grupo de investigación, la segunda está en desarrollo, y la última fue aceptada como propuesta de investigación a financiar y desarrollar por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas del estado de Argentina.

Finalmente, en el Capítulo. 8 se presenta la discusión de los resultados obtenidos, mientras el Capítulo. 9 expone las conclusiones de esta tesis doctoral, resaltando que en este trabajo se estimó cuánto de la señal registrada para un decrecimiento Forbush es producida por la perturbación del campo geomagnético; y se propone un método que -a primera aproximación- permite estimar cotas en función de la energía al flujo de rayos cósmicos afectados durante un Fd. En cuanto al edificio volcánico se resalta la estimación de la respuesta del detector MuTe al paso de muones que han atravesado un edificio volcánico constituido de roca estándar, permitiendo eventualmente determinar la distribución de densidad de materia al interior del volcán Cerro Machín.

1. Rayos cósmicos y el campo geomagnético

Los Rayos Cósmicos (RC) son las partículas cargadas, y núcleos atómicos que se originan fuera de la Tierra y que llegan a la atmósfera terrestre, luego de haber interactuado con el campo magnético terrestre. Desde la confirmación de su existencia en 1912, los avances en el entendimiento, y la detección directa e indirecta de los RC ha permitido estudiar desde fenómenos solares (The Pierre Auger Collaboration, 2011) hasta estructuras internas de volcanes (Lesparre y cols., 2010). Los anteriores procesos físicos constituyen el eje central de la Física que se desarrolla en el presente trabajo doctoral.

Entender la naturaleza de los rayos cósmicos es importante, no solo para el avance de la Física sino además para estudios que involucren su aplicación. Por lo tanto, en el presente capítulo, Sección. 1.1, se presenta una introducción a los procesos físicos asociados a los RC y el espectro de energía que de éstos se mide antes de llegar a la atmósfera terrestre.

En su avance hacia la atmósfera, los rayos cósmicos interactúan con el campo magnético terrestre (CG, por campo geomagnético). Esta interacción implica que parte de su espectro es modulado por este campo. Cuánto y cómo es esta modulación hacen parte de las preguntas que se abordan en la presente tesis. Por esta razón, la Sección. 1.2 presenta una introducción al campo

geomagnético y los modelos que se emplean para estudiarlo.

Una vez los RC llegan a la atmósfera terrestre, su interacción con los elementos allí presentes originan nuevas partículas. Estas partículas avanzan hacia la superficie terrestre, originando nuevas partículas y formando lo que se conoce como lluvias atmosféricas extendidas (EAS); a estas partículas se les denomina secundarios. Las partículas que se originan en las EAS son registradas por observatorios en el suelo, por lo que constituyen el objeto de estudio del presente trabajo; razón por la cual la Sección. 1.3 presenta los procesos físicos involucrados en este fenómeno.

En este sentido, el presente capítulo presenta las bases teóricas necesarias para los desarrollos que se presentan más adelante en el libro.

1.1. Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos, en general, pueden ser de origen galáctico y/o extra galáctico (Letessier-Selvon y Stanev, 2011). Antes de 1912, ya se tenían indicios de la existencia de los RC. Sin embargo, ese año, Víctor Hess demostró su existencia y origen extraterrestre a través de diversos experimentos que registraban el grado de ionización de la materia como función de la altura sobre el nivel del mar, y concluyó que su origen solo puede explicarse por "la existencia de una radiación muy penetrante que proviene desde fuera la Tierra"; además de demostrar que esta radiación se caracteriza por tener alta capacidad de penetración en la materia (Hess, 1912). Desde las observa-

ciones de Hess, el estudio de los rayos cósmicos ha permitido aportes importantes a la Física. Por ejemplo el descubrimiento del muon por Carl Anderson y Seth Neddermeyer en 1936 (Anderson y Neddermeyer, 1936); y del mesón π en 1948 por Occhialini y Powell (Occhialini y POWELL, 1948).

Diferentes experimentos han medido de forma indirecta el flujo de RC que llegan a la parte superior de la atmósfera terrestre (~ 112 km). La mayoría de estas mediciones se han realizado desde fuera del campo geomagnético (puntos de Lagrange²) (Ahn y cols., 2010; Adriani y cols., 2011; Aguilar y cols., 2010), por lo que en principio este espectro es una extrapolación al flujo que debiera medirse directamente en la atmósfera. A partir de estas mediciones, el flujo de RC presenta un espectro energético que va desde 10^9 eV hasta 10^{20} eV. Este espectro se ajusta a una ley de potencias de la forma

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}, \quad (1)$$

donde N representa el número de RC, E su energía, y el exponente α se denomina índice espectral. Los resultados para las respectivas mediciones se presentan en la Fig. 1, donde se pueden observar tres cambios en el índice espectral α . Estos cambios implican el dominio de ciertos procesos, o fenómenos, físicos en la aceleración y transporte de los RC. En este sentido, el estudio de los rayos cósmicos se realiza en tres bandas de energía, que se encuentran delimitadas por los cambios en el

² En particular el punto L1, ubicado $\sim 1.5 \times 10^6$ km del centro de la Tierra.

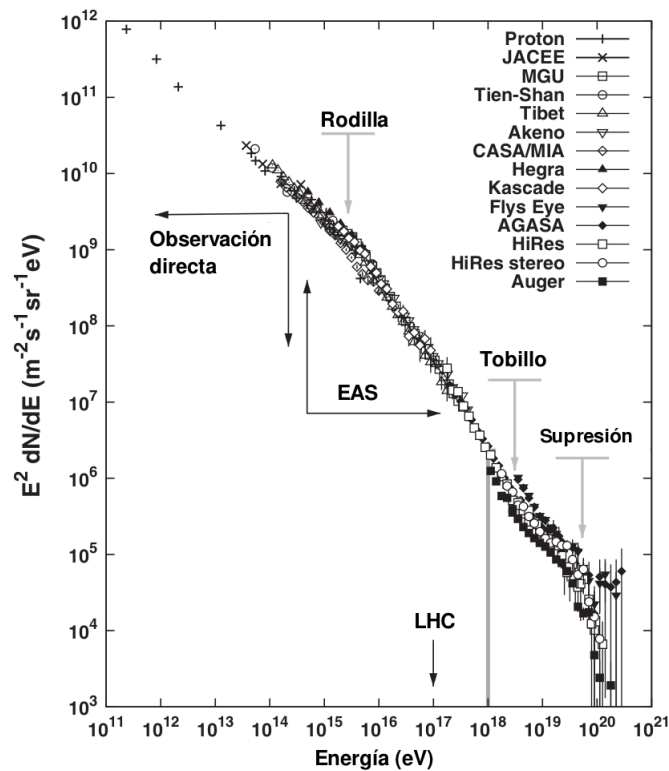


Figura 1. Para enfatizar los cambios en el valor del índice espectral, el flujo observado (eje vertical) está multiplicado por E^2 . Las tres regiones donde se observa un cambio significativo del valor de α se indican con las flechas grises. Como referencia, se incluye la energía de protones acelerados en el LHC a 7 TeV ($E_{cm} = 14$ TeV) expresados en el sistema del laboratorio, donde uno de los protones está en reposo. En ese caso, se encuentra que $E_{lab} = (E_{cm} - 2m_p^2)/m_p \simeq 10^{17}$ eV. Figura tomada y adaptada de (Letessier-Selvon y Stanev, 2011).

índice espectral:

- Baja: RC con energías menores a 10^{15} eV.
- Alta: RC con energías entre 10^{15} eV y 10^{18} eV.
- Ultra alta energía: RC con energías superiores a 10^{18} eV.

El presente trabajo se enfoca en rangos de baja energía, donde el flujo de RC es afectado y modulado por eventos solares y cambios en el campo geomagnético.

A las regiones donde se producen cambios del índice α se les conoce por el nombre de rodilla, tobillo y supresión, respectivamente. Estos nombres se deben a la analogía que tienen la forma de estos cambios con estas partes del cuerpo humano. A continuación se describen los procesos físicos involucrados en cada cambio del índice espectral:

- **Rodilla:** Corresponde a un cambio de -2.7 a -3.3 a energías del orden de 2×10^{15} eV a 4×10^{15} eV (The Pierre Auger Collaboration y cols., 2017). Los modelos apuntan a que este cambio de índice espectral es debido a una transición a elementos más pesados (protón a hierro), producido por el agotamiento de mecanismos de aceleración de tipo galáctico para elementos livianos (Antoni y cols., 2005; Hörandel, 2003).
- **Tobillo:** Corresponde a un cambio de -3.3 a -2.5 a energías del orden de $\sim 5 \times 10^{18}$ eV (The Pierre Auger Collaboration y cols., 2017). Este cambio está asociado con la transición del espectro de RC con origen galáctico al espectro de origen extra-galáctico (A. M. Hillas, 2005), aunque también podría tener su origen en la producción de pares durante la propagación en un flujo dominado por protones (Berezinskii y Grigoréva, 1988; Aloisio, Berezhinsky, Blasi, y Ostapchenko, 2008).
- **Corte o supresión:** Corresponde a una energía de $\sim 3.9 \times 10^{19}$ eV, donde el flujo es $\propto [1 + E^{-\Delta\alpha}]^{-1}$, con $\Delta\alpha \sim 2.5$ (The Pierre Auger Collaboration y cols., 2017). Esta región del espectro es consistente con la disminución del flujo de RC causada por el agotamiento de las fuentes extra-galácticas (Aloisio, Berezhinsky, y Gazizov, 2012), y a la interacción de los RC, con energías superiores a 10^{19} eV, con el fondo de radiación de microondas, predicha por

Greisen (Greisen, 1966) y Zatsepin y Kuz'min (Zatsepin y Kuz'min, 1966) y denominado efecto GZK.

En la actualidad existe una discusión sobre la existencia, o no, de una segunda rodilla a partir de observaciones registradas por el experimento KASCADE en 2004 (Antoni y cols., 2003). Esta segunda rodilla correspondería a un cambio de $\alpha = -3$ a $\alpha \simeq -3.3$, que implicaría un decrecimiento de elementos pesados en la galaxia (Hörandel, 2003). Para más detalles de esta discusión ver (KASCADE-Grande Collaboration - A. Haungs, Apel, y Badea, 2005) y las referencias allí citadas.

De acuerdo al espectro de RC presentado en la Fig. 1, éste se describe como una ley de potencias como función de la energía de la forma,

$$j(E) = \frac{dN(E)}{dS d\Omega dt dE} = j_0 E^\alpha, \quad (2)$$

con $E = E_p/E_0$ (E_p como la energía del rayo cósmico, o primario, y $E_0 = 10^{12}$ eV) y j_0 es una constante de proporcionalidad que se ajusta al rango de energías de interés a través del índice espectral, α . Este índice se corresponde con la composición química de cada especie del espectro total. Para este trabajo se utilizó la compilación realizada por Wiebel-Sooth y Bierman (Wiebel-Sooth y Biermann, 1998), donde se ajusta la Ecuación. (2) al conjunto de datos disponible para cada especie. Los resultados de este ajuste, con los respectivos valores de α y j_0 , fueron extraídos de (Grieder, 2001) y se presentan en las columnas uno a la cinco en la Tabla. 1. Esto para todos los

núcleos estudiados (${}^1\text{H}_1 \rightarrow {}^{56}\text{Fe}_{26}$) en el rango del número atómico $1 \leq Z \leq 26$, correspondiente a un rango de número másico $1 \leq A \leq 56$.

La integral de la Ecuación. (2) en todo el espectro permite obtener el flujo esperado de RC en un intervalo de tiempo Δt . De esta manera, el número total de RC que se espera medir en un área S durante un determinado tiempo Δt , proveniente de un intervalo angular $\Delta\theta$ y $\Delta\phi$ y en un determinado rango de energía, $\Delta E \equiv E_{\text{máx}} - E_{\text{mín}}$, será

$$N = \int_{\Delta E} \int_{\Delta\Omega} \int_{\Delta t} \int_S \left(\frac{dN(E)}{dS d\Omega dt dE} \right) dS dt d\Omega dE. \quad (3)$$

Por otra parte, teniendo que el espectro de RC (Ecuación. (2)) sólo depende de la energía de los mismos, las integrales espacial, temporal y angular sólo afectan a la normalización global, esto es

$$\begin{aligned} N &= \int_{\Delta E} \int_{\Delta\Omega} \int_{\Delta t} \int_S \left(\frac{dN(E)}{dS d\Omega dt dE} \right) dS dt d\Omega dE \\ &= j_0 \int_{\Delta t} dt \int_S dS \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{\text{máx}}} \sin\theta d\theta \int_{E_{\text{mín}}}^{E_{\text{máx}}} E^\alpha dE \\ &= j_0 S \Delta t \sin^2(\theta_{\text{máx}}) \pi \frac{E^{\alpha+1}}{\alpha+1} \Bigg|_{E_{\text{mín}}}^{E_{\text{máx}}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Esta última expresión se puede re-escribir como

$$N(Z) = N_0 j_0(Z) \frac{E^{\alpha'(Z)}}{\alpha'(Z)} \Bigg|_{E_{\text{mín}}}^{E_{\text{máx}}} = \pi j_0(Z) \frac{E^{\alpha'(Z)}}{\alpha'(Z)} \Bigg|_{E_{\text{mín}}}^{E_{\text{máx}}} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (5)$$

donde la dependencia de j_0 y α con Z es explícita. Aquí $N_0 \equiv \pi S \Delta t \sin^2(\theta_{\text{máx}})$; suponiendo un $\theta_{\text{máx}} = 90^\circ$; y se ha definido $\alpha'(Z) \equiv \alpha(Z) + 1$. La Tabla. 1 presenta los resultados de la estimación del flujo de núcleos -para diferentes Z - para una hora, por metro cuadrado. En cuanto a la distribución angular, los rayos cósmicos que llegan a la atmósfera (en el rango 10^{10} eV– 10^{18} eV) se considera como un flujo isótropo; aproximación que se pierde para energías más altas ($E_p > 5 \times 10^{19}$ eV), tal y como se evidencia en las observaciones realizadas por el observatorio Pierre Auger (Hernán., 2012).

1.2. Campo geomagnético

En su avance hacia la superficie de la Tierra, los rayos cósmicos deben atravesar el campo magnético terrestre (CG). Este campo se origina principalmente en el centro de la Tierra; mientras que un porcentaje del orden del 5 % tiene origen en la corteza y la ionosfera (Macmillan, 2011; Friis-Christensen, Lühr, y Hulot, 2006).

El mecanismo que mejor explica la generación y comportamiento del CG es el de dínamo, siendo introducido por Joseph Larmor en 1919, originalmente para explicar el campo magnético en las manchas solares (Charbonneau, 2010). De acuerdo a este modelo, los movimientos de las capas exteriores del núcleo de hierro líquido de la Tierra pueden amplificar el campo magnético y mantenerlo hasta las intensidades medidas, decenas de μT (Busse, 2011).

En la actualidad, una combinación del mecanismo de dínamo y procesos de tipo magneto-

Tabla 1

Índice espectral α e intensidad espectral j_0 (normalizada para $E = 1 \text{ TeV}$) del espectro diferencial de rayos cósmicos (Ecuación. (2)) para cada elemento, caracterizado por el número atómico (Z) y el número másico (A). Se incluye además el flujo esperado de primarios por metro cuadrado por hora para el rango de energía ($10 \times Z \leq E/\text{GeV} \leq 10^6$). Los valores de j_0 y α fueron extraídos de la tabla 5.12, página 700, de (Grieder, 2001).

Elemento	Z	A	j_0	α	Flujo
H	1	0	1.15×10^{-5}	-2.77	17394324
He	2	4	7.19×10^{-6}	-2.64	2318102
C	6	12	1.06×10^{-6}	-2.66	59945
O	8	16	1.57×10^{-6}	-2.68	58191
Li	3	7	2.08×10^{-7}	-2.54	22712
Mg	12	24	8.01×10^{-7}	-2.64	13685
B	5	11	8.95×10^{-8}	-2.95	17000
Si	14	28	7.96×10^{-7}	-2.75	13446
N	7	14	2.35×10^{-7}	-2.72	12234
Ne	10	20	4.60×10^{-7}	-2.64	10598
Fe	26	56	1.78×10^{-6}	-2.60	7867
Be	4	9	4.74×10^{-8}	-2.75	6881
S	16	32	2.29×10^{-7}	-2.55	2035
Al	13	27	1.15×10^{-7}	-2.66	1782
Na	11	23	7.54×10^{-8}	-2.66	1539
Ca	20	40	1.47×10^{-7}	-2.70	1213
F	9	19	3.28×10^{-8}	-2.69	1007
Cr	24	52	1.36×10^{-7}	-2.67	764
Ar	18	40	8.36×10^{-8}	-2.64	711
Ti	22	48	1.13×10^{-7}	-2.61	661
Mn	25	55	1.35×10^{-7}	-2.46	510
K	19	39	5.36×10^{-8}	-2.65	436
V	23	51	6.31×10^{-8}	-2.63	354
P	15	31	2.70×10^{-8}	-2.69	353
Cl	17	35	2.94×10^{-8}	-2.68	305
Sc	21	45	3.04×10^{-8}	-2.64	204

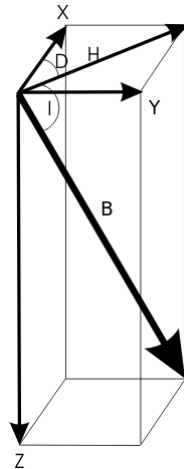


Figura 2. Componentes del vector campo geomagnético \vec{B} . La definición de cada una de éstas se presenta en la Tabla. 2. Figura tomada de www.geomag.nrcan.gc.ca.

hidrodinámicos, con cascarones esféricos que rotan alrededor del núcleo, son la base para entender y estudiar el campo geomagnético (Christensen, 2011). Las fluctuaciones del campo geomagnético introducen cambios en las trayectorias de los rayos cósmicos de baja energía (\sim GeV) que ingresan a la atmósfera terrestre. Estos cambios pueden introducir variaciones en el conteo de secundarios a nivel del suelo, conteo que pudiera dar información sobre la magnitud o causa de estos cambios, como por ejemplo los causados por los decrecimientos Forbush (Cane, 2000). La interacción de los rayos cósmicos con estos decrecimientos hicieron parte de los estudios realizados en este trabajo y los resultados se presentan en el Capítulo. 5.

El CG se describe como una cantidad vectorial \vec{B} con tres componentes ortogonales (ver Fig. 2) que se pueden agrupar así:

- **Componentes de intensidad:** componentes denotadas por las letras X, Y y Z.

- **Intensidad total y dos ángulos:** la intensidad se denota por la letra B , y los ángulos por: D , para declinación; e I , para inclinación.
- **Dos componentes de intensidad y un ángulo:** estas son una combinación de las componentes anteriores: componente Z , de intensidad; declinación D , para el ángulo; e incluye un componente nuevo de intensidad: H , que esta en el plano de las componentes de intensidad X e Y .

La definición de estas componentes se presenta la Tabla. 2.

La intensidad del campo geomagnético esta en función de la posición geográfica, la distancia radial medida desde el centro de la Tierra y del tiempo,

$$\vec{B} = \vec{B}(r, \phi, \lambda, t), \quad (6)$$

donde ϕ y λ representan la latitud y longitud geográficas, respectivamente. En este trabajo, el modelo del campo geomagnético se realiza a partir de dos modelos: interno y externo. El interno describe el CG en un rango de distancia que va desde el centro de la Tierra hasta $5R_{\oplus}$ ³. El externo describe el CG a distancias mayores a $5R_{\oplus}$. Para el campo geomagnético interno se ha utilizado el modelo IGRF (por sus siglas en inglés *International Geomagnetic Reference Field*) y para el

³ R_{\oplus} corresponde a un radio terrestre ~ 6400 km

Tabla 2

Definición y descripción de las componentes del vector Campo Geomagnético.

Componente	Descripción	Expresión
X	Componente en dirección del Norte geográfico del CG. Positiva en sentido Sur-Norte.	$X = H \cos(D)$
Y	Componente Este del CG. Positiva en sentido Oeste-Este.	$Y = H \sin(D)$
Z	Componente vertical del CG, perpendicular al plano de las componentes X-Y. Por convención, esta componente es positiva apuntando hacia el centro de la Tierra.	$Z = B \sin(I)$
B	Intensidad total del vector de CG.	$B = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$
D	Declinación magnética. Se define como el ángulo entre el Norte geográfico y la componente X del CG. Positiva en sentido Norte-Este.	$D = \tan^{-1}(Y/X)$
I	Inclinación magnética. Se define como el ángulo entre el plano X-Y y la componente B. Positiva en dirección plano X-Y a componente F.	$I = \tan^{-1}(Z/H)$
H	Componente Horizontal de CG. Esta componente apunta en la dirección del Norte geomagnético, y es positiva en esta misma dirección.	$H = \sqrt{X^2 + Y^2}$

externo el modelo de Tysganenkov 2001.

1.2.1. Modelo de campo geomagnético interno: IGRF. El modelo IGRF es un modelo numérico que permite estimar el vector \vec{B} en cualquier posición geográfica de la Tierra (Thébault y cols., 2015). Está basado en observaciones satelitales, observatorios de campo geomagnético y otros experimentos que miden el CG a lo largo de diferentes latitudes. El IGRF es revisado y actualizado cada 5 años desde 1955 e incluye las variaciones seculares, el desplazamiento angular del eje geomagnético (respecto del eje de rotación terrestre), y el desplazamiento espacial desde el centro

de la Tierra. En este modelo la variable temporal se expresa en año/mes/día/hora/minuto/segundo y el \vec{B} se representa a través de un potencial escalar magnético $V(r, \phi, \lambda, t)$ que cumple con

$$\vec{B} = -\nabla V. \quad (7)$$

Este potencial escalar magnético se define a partir de

$$V(r, \phi, \lambda, t) = a \sum_{n=1}^N \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (g_n^m(t) \cos(m\lambda) + h_n^m(t) \sin(m\lambda)) P_n^m(\phi), \quad (8)$$

donde los coeficientes g_n^m y h_n^m se denominan coeficientes de Gauss y guardan la relación temporal.

El grado máximo de la expansión de los armónicos esféricos N , se escoge de acuerdo a la precisión de las observaciones. Los coeficientes de Gauss se definen a partir de la expresión,

$$g_n^m(t) = g_n^m(T_0) + g_n^m(T_0)(t - T_0), \quad (9)$$

donde t es el tiempo y T_0 corresponde a la época que precede a t , tal que $T_0 \leq t < (T_0 + 5.0)$. Esto se cumple de forma equivalente para h_n^m . Para más detalles de estos coeficientes ver (Thébault y cols., 2015). La Fig. 3 muestra la intensidad B del CG y el cambio promedio que se predice para el año 2020, de acuerdo a la versión 12.

1.2.2. Modelo de campo geomagnético externo: TSY01. El campo geomagnético externo ($> 5R_{\oplus}$) presenta una fuerte asimetría debido a la interacción con el viento solar y para su modelado se emplea el modelo de Tsyganenko. Éste es un modelo semi-empírico que descri-

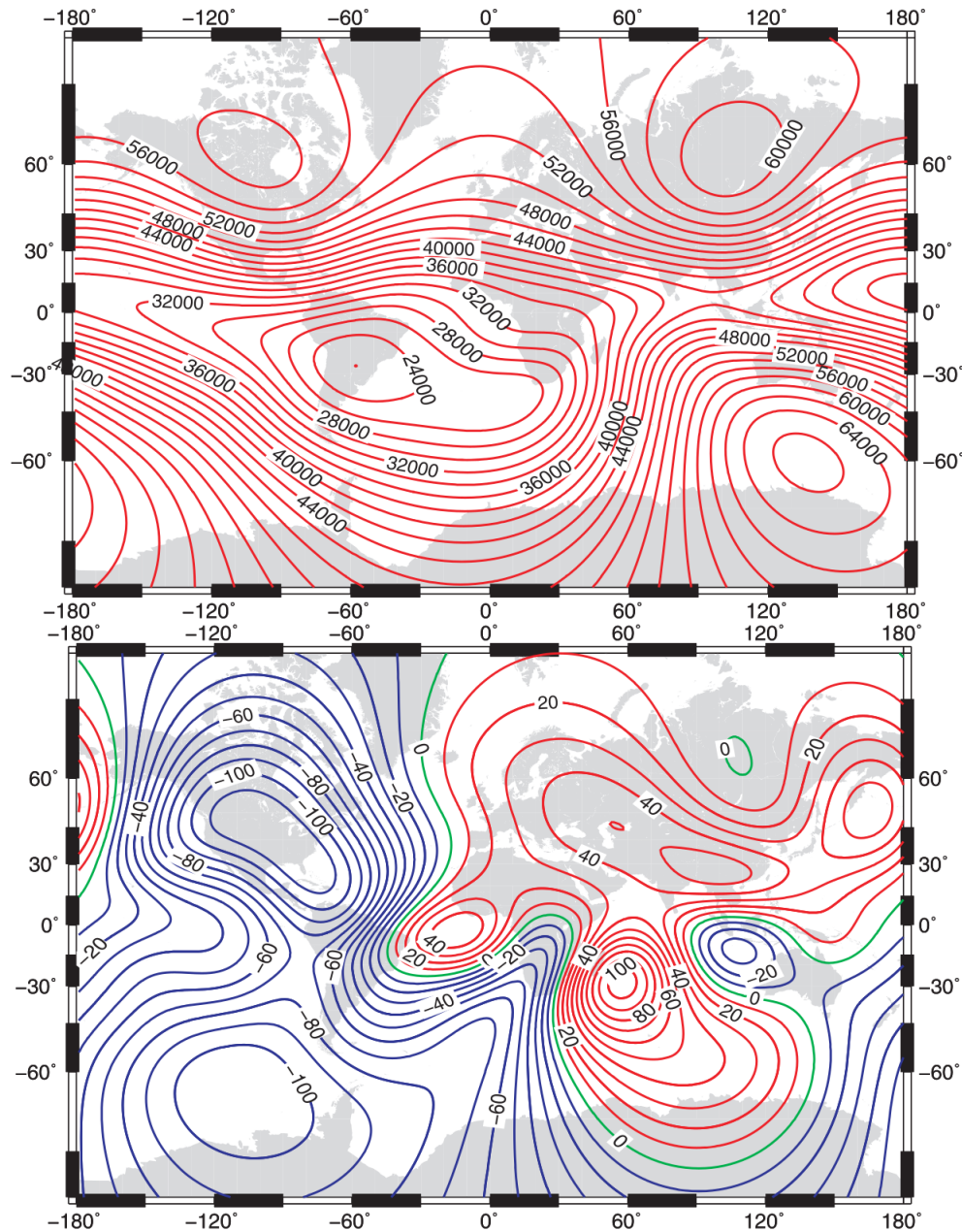


Figura 3. Arriba: mapa de la intensidad del campo geomagnético, en unidades de nT sobre la superficie terrestre en el año 2015, de acuerdo al modelo IGRF 2015. Abajo: predicción del cambio de la intensidad del campo geomagnético sobre la superficie terrestre para el año 2020, en unidades de nT/año, de acuerdo al modelo IGRF 12. Figuras tomadas de (Thébault y cols., 2015).

be la interacción del viento solar con el CG. De las diferentes versiones del modelo de Tsyganenko (Tsyganenko y Sitnov, 2005), se destaca la publicada en el año 2001 (Tsyganenko, 2002a, 2002b), y denotada TSY01. Esta versión es una representación dinámica de la configuración de la magnetosfera bajo diferentes condiciones interplanetarias y perturbaciones a nivel del suelo, tomando los valores de los parámetros que describen el CG externo como el promediado en intervalos de una hora, a diferencia de modelos más recientes en los que la dinámica de la magnetosfera es modelada a partir de datos tomados durante los 37 mayores eventos entre los años 1996 y 2000, además de observaciones del viento solar y el campo magnético interplanetario (Q.-H. Zhang, Dunlop, Holme, y Woodfield, 2010; Tsyganenko y Sitnov, 2005). Del TSY01 se destaca además que ha sido verificado con datos no incluidos en la construcción del mismo, arrojando un desempeño aceptable en escalas globales con diferencias residuales del orden de ~ 20 nT (Woodfield, Dunlop, Holme, Davies, y Hapgood, 2007).

Como una primera aproximación del efecto que puede tener el campo geomagnético sobre la propagación de rayos cósmicos, en este trabajo se ha empleado la versión TSY01.

El modelo TSY01 se estima a partir de cinco parámetros (observables medidos por diferentes satélites):

- Corriente de cola, que se caracteriza en función de los coeficientes medios de retardo G_1 y G_2 .
- Corrientes de anillo, que dependen del índice de perturbación temporal de tormenta.

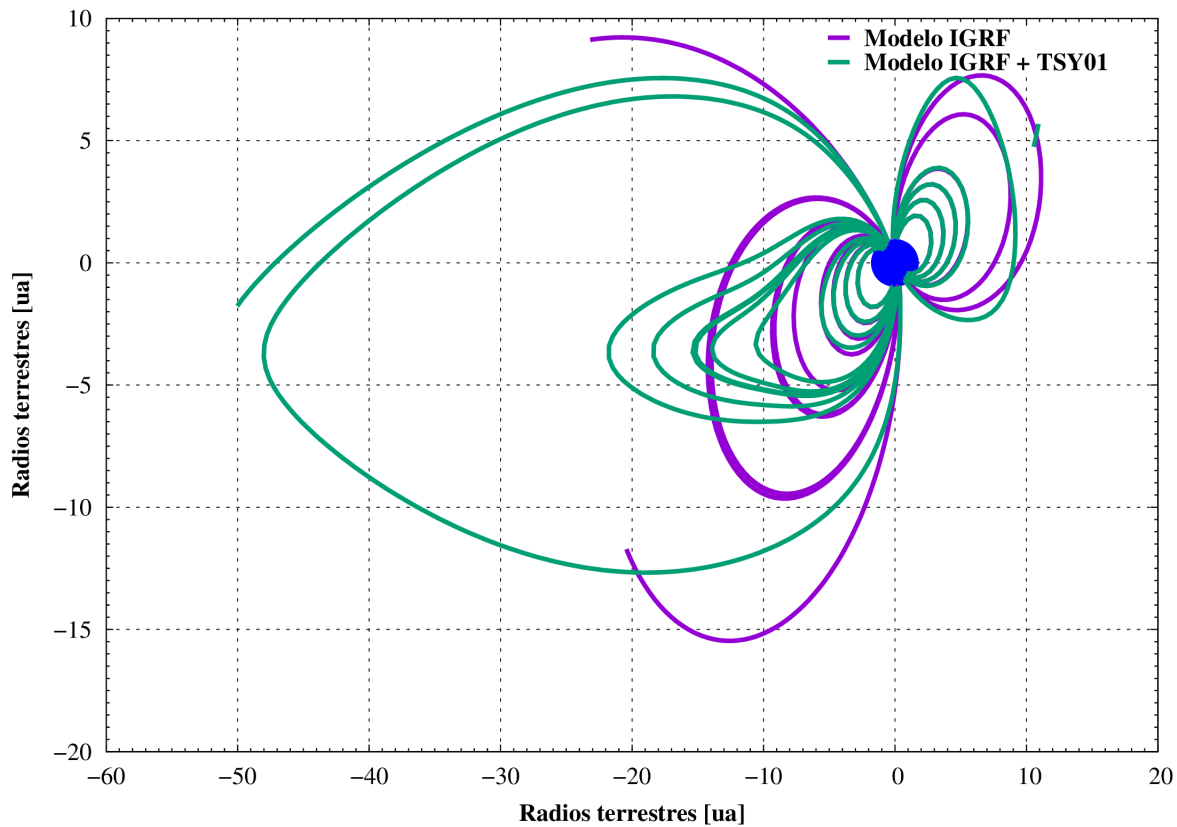


Figura 4. Proyección en 2D de los modelo de campo geomagnético Tysganenko 2001 (TSY01, líneas verdes) e IGRF (líneas violetas). Los ejes representan la distancia desde el centro de la Tierra en unidades de radios terrestres. El viento solar se desplazaría desde el borde superior derecho al borde inferior izquierdo. Para radios mayores a cinco, se observa como las líneas de campo en el modelo TSY01 se comprimen y estiran en la dirección del viento solar. Para radios inferiores a cinco se observa el comportamiento tipo dipolar del modelo IGRF.

- Corrientes de Birkeland.
- Campo magnético de la magnetopausa.
- Campo de interconexión del campo magnético interplanetario.

A manera de comparación, la Fig. 4 presentan la forma del CG modelado a partir del modelo IGRF y el modelo TSY01.

1.2.3. Perturbación axial del dipolo del campo geomagnético: índice Dst. Algunas de las modificaciones del campo geomagnético son causados por perturbaciones en el plasma del viento solar. Dichos cambios se traducen en alteraciones de las corrientes presentes en la magnetosfera que pueden llegar a alterar el flujo de RC que ingresan al CG. En consecuencia, esto implica que en algunos casos los RC queden atrapados dentro del CG, lo que se traduce en la aparición de una corriente en el plano acimutal de la magnetosfera. Las corrientes así generadas se denominan corrientes de anillo y presentan una polaridad magnética que contrarresta la intensidad del CG (*Physics of Space Plasmas: An Introduction*, 2003). Este tipo de perturbaciones está caracterizado por el índice de perturbación magnética, denominado Dst (por sus siglas en inglés *Disturbance storm time*).

El índice Dst representa la perturbación axial del dipolo del CG en el ecuador terrestre sobre la superficie de la Tierra. En las ocasiones en que el viento solar presiona lo suficiente la magnetosfera, se producen re-conexiones en las líneas del CG que generan canales de ingreso para nuevas partículas cargadas provenientes del viento solar. Teniendo en cuenta que el modelo TSY01 requiere de datos del Dst, en el presente trabajo se usaron para este índice datos registrados por la red de observatorios asociados al *Geomagnetic Equatorial Dst index Home Page*⁴. Estos

⁴ <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst/dir/>

observatorios establecen un valor del índice Dst de acuerdo a la expresión:

$$\text{Dst}(T) = \frac{D(T)}{\cos \phi}, \quad (10)$$

donde T corresponde al tiempo universal⁵, $\cos \phi$ corresponde al promedio de los cosenos de las latitudes del dipolo para cada observatorio que contribuye a la medida, y $D(T)$ se define como

$$D(T) = \Delta H(T) - S_q(T),$$

con $\Delta H(T)$ que representa el cambio de la componente H del CG respecto de su valor secular y $S_q(T)$ la variación diaria “quiet” (como se conoce en el idioma inglés) del viento solar (KAMEI, 1991). De esta manera, perturbaciones mayores del CG corresponden a un índice Dst negativo, asociado a un decrecimiento del CG, mientras valores positivos en el índice Dst son causados, mayoritariamente, por la compresión de la magnetosfera por el incremento de la presión del viento solar.

1.2.4. Propagación de partículas cargadas a través del Campo Geomagnético. Los primeros estudios realizados para entender la interacción entre rayos cósmicos y el campo geomagnético fueron realizados por el geofísico y matemático noruego C. Störmer, quien en 1955 predijo de forma teórica la existencia de direcciones de ingreso prohibidas a la superficie terres-

⁵ http://en.wikipedia.org/wiki/Universal_Time

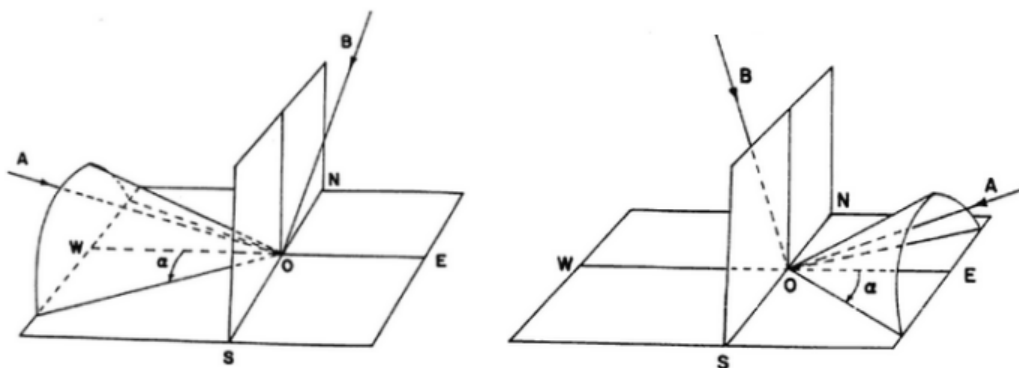


Figura 5. Conos de Störmer para partículas positivas (izquierda) y negativas (derecha) de la misma rigidez magnética. En ambos casos las direcciones AO son prohibidas y las BO son permitidas. Para partículas positivas el cono apunta hacia el este y para negativas hacia el oeste. Figura tomada de <http://bibliotecadigital.ilce.edu.mx>.

tre (S., 1956). El conjunto de estas últimas direcciones pareciera formar un cono, por lo que se denomina cono de Störmer. La Fig. 5 ilustra dos de estos conos, donde se observa además como su orientación depende de la carga eléctrica de la partícula. Para el caso de partículas positivas el cono abre en sentido Este-Oeste, lo que se traduce en que partículas con carga positiva no pueden llegar a un cierto punto geográfico a través de trayectorias que implican pasar por el interior del cono. Sin embargo, estas mismas partículas tienen ingreso libre por la dirección opuesta de apertura del cono.

Lo anterior implica que existe una asimetría entre el flujo de partículas con carga positiva medido por el Este y el medido por el Oeste. Este efecto es conocido en la literatura como asimetría Este-Oeste (Grieder, 2001). La Fig. 6 muestra el efecto de la asimetría Este-Oeste sobre el flujo medido de RC.

Reconstruir las posibles trayectorias que de los RC a través del CG requiere resolver las ecuaciones de movimiento para una partícula con carga Ze , masa en reposo m_0 , que se mueve a través del \vec{B} con velocidad \vec{v} . Estas ecuaciones corresponden a la ecuación de Newton-Lorentz relativista:

$$\frac{d(\gamma m_0 \vec{v})}{dt} = \frac{Ze}{c} (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (11)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, y γ el factor de Lorentz⁶. En la ecuación Ecuación. (11) hemos supuesto el campo eléctrico como despreciable porque las energías de los RC son de varios cientos de MeV, lo que implica que el campo magnético domina sobre el eléctrico (Öztürk, 2012).

A partir de la Ecuación. (11), y de los resultados de Störmer, se define el término de rigidez magnética (R_m) como el cambio de la dirección de la velocidad de una partícula cargada dentro de un campo magnético \vec{B} ,

$$\frac{d\vec{I}_v}{ds} = \frac{Ze}{pc} (\vec{I}_v \times \vec{B}) \quad (12)$$

$$R_m \equiv \frac{pc}{Ze}, \quad (13)$$

donde \vec{I}_v es el vector unitario que apunta en la dirección de la velocidad de la partícula (\vec{v}/v), y el término ds representa el desplazamiento de la partícula. En este sentido, la R_m tiene unidades

⁶ $\gamma = \sqrt{1 - v^2/c^2}$

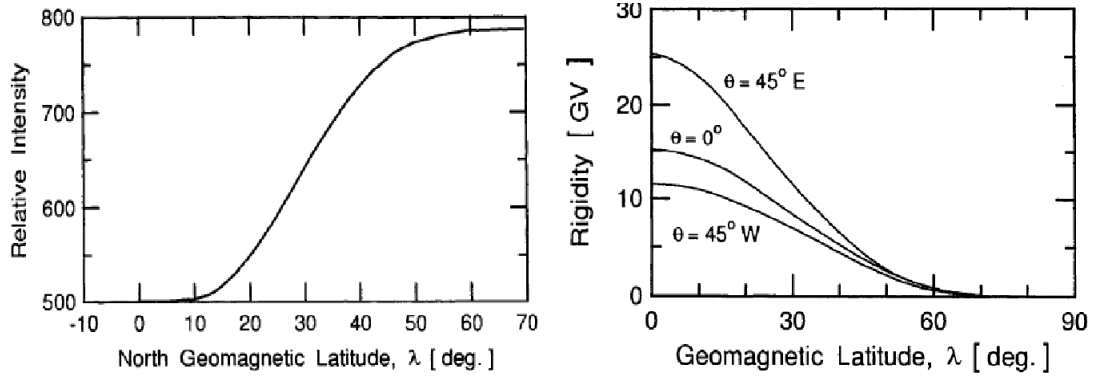


Figura 6. Izquierda: Variación relativa de la intensidad de rayos cósmicos a una altitud de 9 km como función de la latitud geomagnética a lo largo del meridiano 80. Derecha: Rigidez de corte en función de la latitud geomagnética (representada aquí como λ), para partículas positivas verticalmente incidentes a cenit de 0° , 45° Este, y 45° Oeste. Tomado de (Grieder, 2001).

de GV, y se interpreta como la resistencia de una partícula cargada a cambiar su dirección de propagación dentro de un campo magnético. La Ecuación. (11) implica resolver tres ecuaciones para las velocidades, que en coordenadas esféricas son

$$\begin{aligned} \frac{dv_r}{dt} &= \frac{e}{\gamma m_0 c} (v_\theta B_\phi - v_\phi B_\theta) + \frac{v_\theta^2}{r} + \frac{v_\phi^2}{r}, \\ \frac{dv_\theta}{dt} &= \frac{e}{\gamma m_0 c} (v_\phi B_r - v_r B_\phi) - \frac{v_r v_\theta}{r} + \frac{v_\phi^2}{r \tan \theta}, \text{ y} \\ \frac{dv_\phi}{dt} &= \frac{e}{\gamma m_0 c} (v_r B_\theta - v_\theta B_r) - \frac{v_r v_\phi}{r} - \frac{v_\theta v_\phi}{r \tan \theta}. \end{aligned} \quad (14)$$

En este trabajo se resuelve este conjunto de ecuaciones para determinar que rayos cósmicos llegan, o no, a cierta posición geográfica, para posteriormente determinar los secundarios que se producen a nivel del suelo.

1.3. Lluvias atmosféricas extendidas

Las lluvias atmosféricas extendidas (EAS, por sus siglas en inglés) son el resultado de la interacción de los rayos cósmicos que llegan al borde superior de la atmósfera terrestre con las moléculas presentes en ésta⁷. A estos RC también se les denomina primarios, y a medida que éstos se propagan por la atmósfera terrestre -en dirección a la superficie- dan origen a nuevas partículas denominadas secundarios. De esta forma, el número de secundarios y la extensión de la EAS dependerá de la altura sobre el nivel del mar. La Fig. 7 ilustra esta dependencia, además de mostrar la existencia de una altura a la cual la producción de secundarios se hace máxima y, desde allí, empieza a decrecer. Este decrecimiento en el número de secundarios está asociado a la absorción de éstos por parte de la atmósfera.

La producción de secundarios depende de dos factores principales: la energía del primario y la cantidad de atmósfera atravesada. A mayor energía del primario mayor número de secundarios producidos. La cantidad de atmósfera atravesada afecta principalmente al número de secundarios producidos -mayor atmósfera menor número de secundarios- y además determina la altura a la cual la lluvia alcanza su máximo desarrollo.

⁷ Principalmente N₂, O₂ y Ar

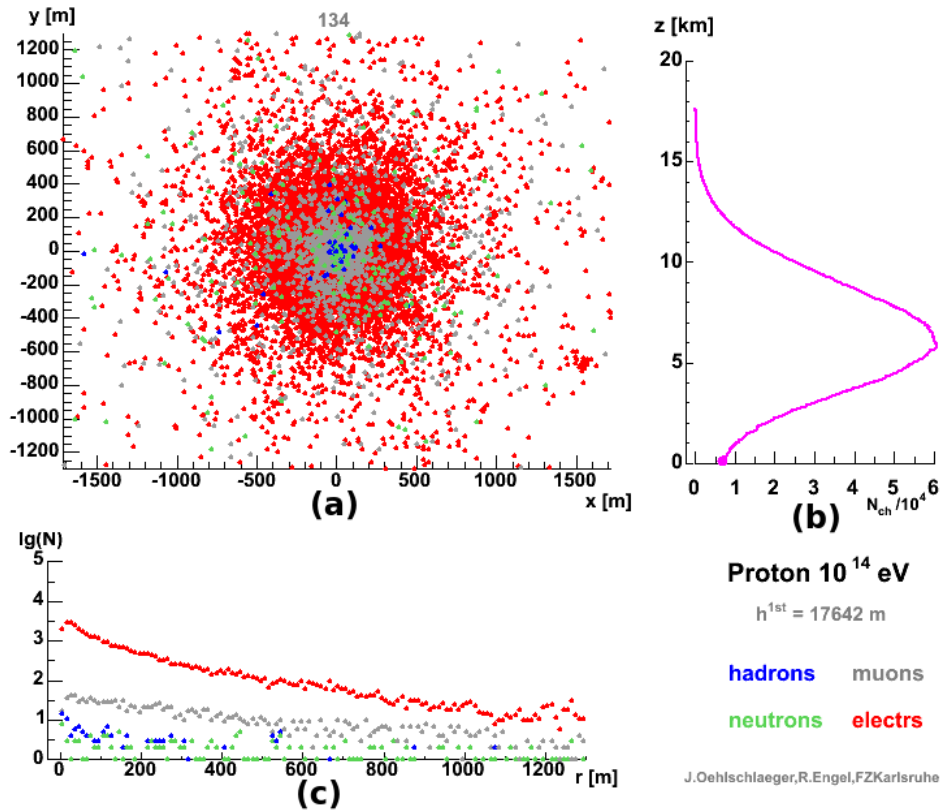


Figura 7. Modelo del desarrollo de una EAS -como función de la altura sobre el nivel del mar- producida por un protón de 10^{14} eV. En colores se representa el tipo de secundario, azul para hadrones, gris muones, verde neutrones y rojo electrones. En (a) se observa la distribución de secundarios a nivel del suelo (plano xy). (b) presenta el número de secundarios como función de la altura sobre el nivel mar, donde se puede apreciar como este número crece hasta una cierta altura, a partir de la cual empieza a decrecer. (c) muestra el número de secundarios como función de la distancia al centro de la cascada. Figura tomada de <https://web.ikp.kit.edu/corsika>.

Para caracterizar la cantidad de atmósfera atravesada por una EAS, se define el término profundidad atmosférica, $X(l)$. Este termino determina la cantidad de aire que atraviesa un RC que recorre una distancia l a lo largo de su trayectoria, desde el infinito hasta una cierta posición geográfica:

$$X(l) = \int_l^\infty \rho(h)dh, \quad (15)$$

donde $\rho(h)$ corresponde a la densidad del aire a la altura sobre el nivel del mar h . Estimar cómo es el desarrollo de una EAS, implica conocer la dependencia de la densidad del aire con h .

Para este trabajo se ha utilizado un modelo de atmósfera por capas, donde el cambio en la densidad de la atmósfera se comporta de forma exponencial para cada capa (Linsley, 1988). La función de ρ se modela de acuerdo a la ecuación barométrica:

$$\rho(h) = \rho(h_0) \left(\frac{T(h_0)}{T(h)} \right) \exp \left(- \int_{h_0}^h \frac{M g(h)}{R T(h)} dh \right), \quad (16)$$

donde $T(h)$ representa la temperatura a la altura h , R la constante universal de los gases, M la masa molar del aire seco ($M = 0.02896 \text{ kg mol}^{-1}$), $g(h)$ la aceleración debida a la gravedad a la altura h , y h_0 una altura de referencia. Aquí es importante establecer la relación entre la distancia recorrida en la atmósfera l y la altura sobre el nivel del mar. Para esto, y como primera aproximación, se desprecia la curvatura de la Tierra. De esta manera, h se relaciona con l a través de la expresión:

$$h \simeq l \cos \theta, \quad (17)$$

donde θ es el ángulo medido respecto de la vertical. Esta relación se ilustra en la Fig. 8.

La corrección debida a la curvatura de la Tierra es importante para ángulos cenitales superiores a 70° .

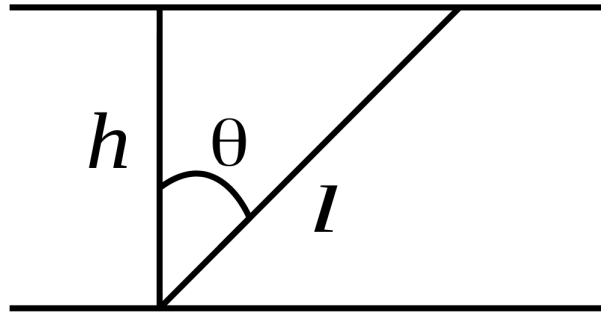


Figura 8. Relación entre la distancia recorrida por una partícula en la atmósfera (l) y la altura sobre el nivel del mar (h) para el caso de una atmósfera plana.

En 1931 Chapman S. publicó un trabajo donde realizó el análisis completo de X como función del ángulo cenital θ (Chapman, 1931). Esta relación se conoce como función de Chapman y predice el factor por el que se debe multiplicar $X(\theta)$ para compensar la curvatura de la Tierra. De acuerdo a Chapman, si el ángulo cenital tiende a $\pi/2$, $X(\theta)$ debe multiplicarse por un factor 40, que se traduce en que un RC que ingresa en esta dirección debe atravesar ~ 40 veces más atmósfera que uno que lo hace por el cenit. En este sentido $X(\theta)$ puede expresarse en términos de h y de la presión atmosférica $P(h)$ como:

$$\begin{aligned} X(h) &= \int_h^{\infty} \rho(l) dl, \\ &= \frac{g(h)}{g(h)} \int_h^{\infty} \rho(l) dl, \\ &= \frac{P(h)}{g(h)}, \end{aligned}$$

de donde se desprende, por ejemplo, que la profundidad atmosférica vertical a nivel del mar es

$$X(h=0) = \frac{101325 \text{ Pa}}{9.81 \text{ ms}^{-2}} = 10332 \text{ kg m}^{-2} = 1033 \text{ g cm}^{-2}.$$

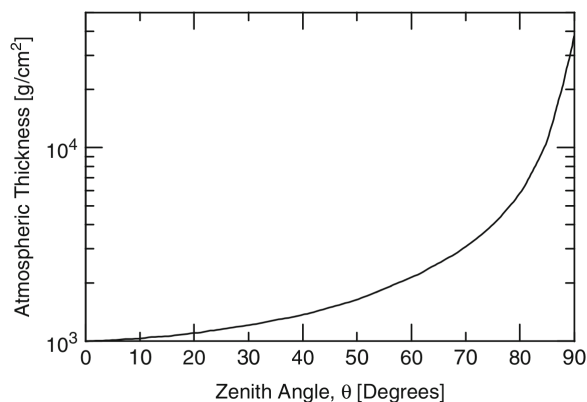


Figura 9. Relación entre profundidad atmosférica y ángulo cenital. Se observa que para ángulos cenitales grandes ($> 75^\circ$) la cantidad de atmósfera atravesada es un orden magnitud mayor que para ángulos pequeños ($< 60^\circ$). Figura tomada de (Grieder, 2010).

La Fig. 9 presenta la relación entre profundidad atmosférica y el ángulo cenital. El lugar, o profundidad atmosférica, en la cual tiene mayor probabilidad de ocurrir la primera interacción de un primario se identifica como X_0 y sucede entre la estratosfera y la troposfera (entre 10 km y 40 km sobre el nivel del mar). Los secundarios producidos a partir de X_0 pierden energía como función de su avance hacia la superficie terrestre, lo que implica que a medida que la lluvia se va desarrollando, el número N de secundarios se incrementa hasta una cierta altura, pero la energía de éstos es cada vez menor.

Debido a que los procesos de decaimiento e interacción requieren energías umbrales, la cascada tendrá un número máximo de secundarios $N_{\text{máx}}$, a partir del cual éstos empezarán a ser absorbidos por la atmósfera terrestre. Por ejemplo, una lluvia generada por un protón con energía $E_p = 10^{17}$ eV alcanza un $N_{\text{máx}} \simeq 3 \times 10^{11}$ a una X de 750 g cm^{-2} ($h \simeq 2.2 \text{ km s.n.m.}$) (Grieder,

1979). A esto se lo denomina X_{\max} (Grieder, 2001).

El avance de los secundarios en la lluvia, sigue un cono con un ángulo de apertura que se mide respecto de la dirección original del primario. Esta característica de las lluvias es debida a la conservación del momento en las colisiones, donde la componente transversal es pequeña, debido a que la energía de los núcleos presentes en la atmósfera es mucho menor que la energía del RC primario. De esta forma, el desarrollo de la cascada se da en la dirección del eje de la misma, y el punto de intersección entre este eje y el suelo se le conoce como posición de impacto o posición del *core*.

La Fig. 10 presenta la estructura de una EAS, y como la lluvia se ramifica en tres componentes principales:

- Electromagnética: formada por electrones, positrones y fotones. Posteriormente, estos últimos producen un par e^-e^+ y representan cerca del 99 % del total de partículas producidas en la lluvia. Lo anterior debido a que en las interacciones hadrónicas la tercera parte de la energía involucrada va a la producción de pares e^-e^+ y efecto Compton, lo que implica que la componente electromagnética contenga del orden del 80 % – 90 % de la energía total del primario.
- Muónica: Compuesta por muones de alta energía, producidos a partir del decaimiento de piones y kaones cargados.

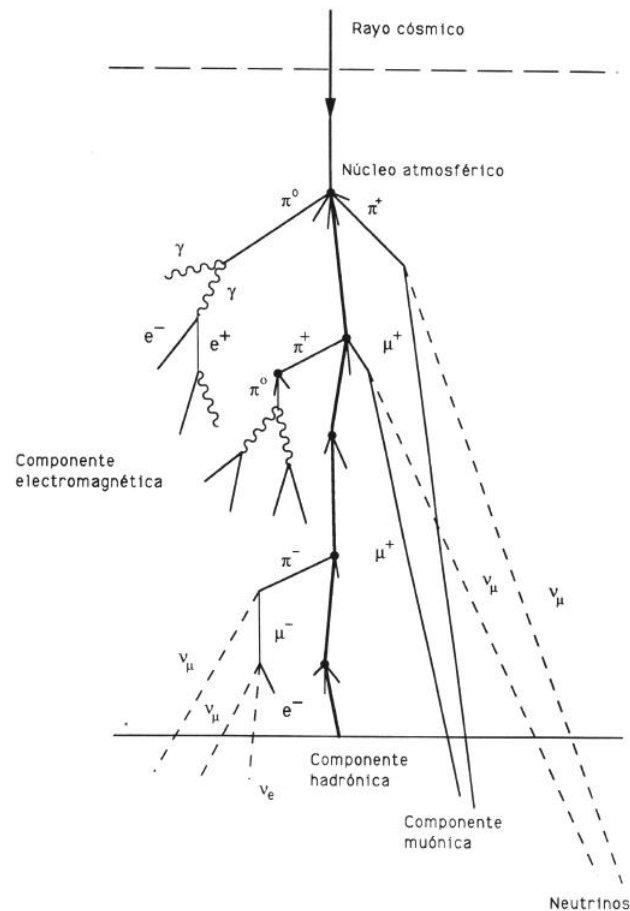


Figura 10. Esquema de la estructura general de una EAS generada por un RC tipo hadrón. Se observan tres componentes: electromagnética, hadrónica y muónica. Se observa como un tercio de la componente neutra de los hadrones (π^0) contribuye al canal electromagnético. Figura tomada de (Arqueros Martínez, 2009).

- **Hadrónica:** Formada por todas las partículas tipo hadrones, que siguen interacciones descritas por la Cromodinámica Cuántica y conforman el núcleo de la lluvia.

El desarrollo de una EAS depende fuertemente del tipo y energía del primario que la origina. Por ejemplo, una lluvia iniciada por un fotón estará dominada por e^-e^+ , debido a que las interacciones dominantes son de tipo electromagnéticas; mientras una lluvia generada por un protón, las interacciones dominantes en el núcleo de la lluvia son de tipo hadrónicas. La Fig. 11 muestra

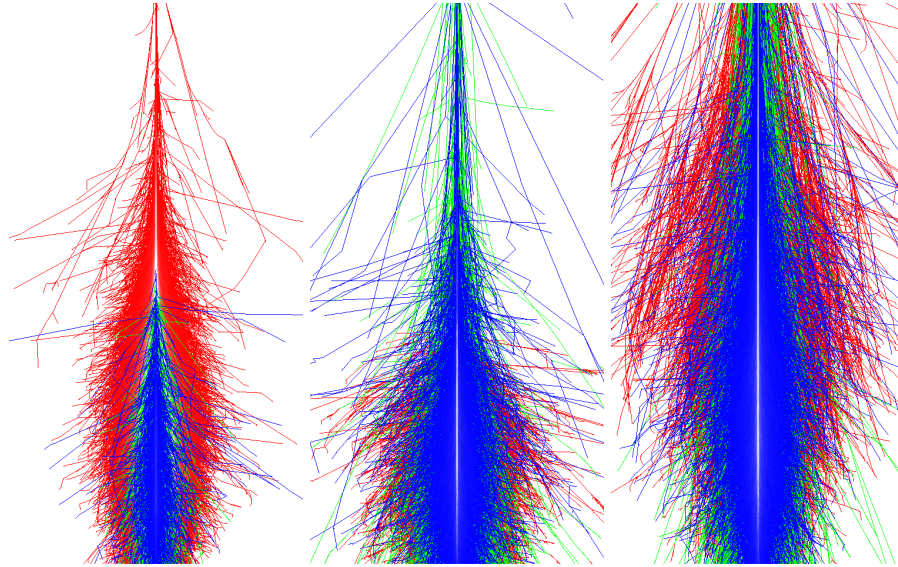


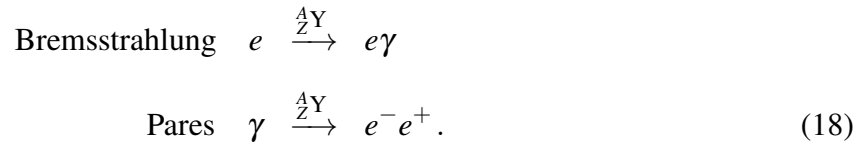
Figura 11. Desarrollo longitudinal y lateral de tres lluvias atmosféricas extendidas iniciadas por un fotón (izquierda), un protón (centro) y un hierro (derecha), todos verticales y con $E_p = 5 \times 10^{14}$ eV. Los diferentes colores identifican las tres cascadas principales: electromagnética (rojo), muónica (verde) y hadrónica (azul). Mientras que la componente EM domina la lluvia iniciada por un fotón, la componente hadrónica empieza a tomar importancia con el desarrollo de la cascada. Figura tomada de (Hernán., 2012).

el modelo de evolución longitudinal y lateral de tres lluvias iniciadas por un fotón, un protón y un núcleo de hierro, cada uno con $E_p = 5 \times 10^{14}$ eV, y que ingresan completamente vertical a la atmósfera ($\theta = 0^\circ$).

1.3.1. Lluvias originadas por electrones o fotones. La interacción de fotones de alta energía ($E_p \gtrsim 3 \times 10^{19}$ eV) con el campo geomagnético produce pares e^-e^+ y radiación de frenado (Erber, 1966). Este fenómeno se conoce como *pre-showering*, y tiene lugar a alturas del orden de miles de kilómetros. El resultado de estas interacciones son lluvias con relativamente pocos electrones, y un número de fotones del orden de 100 (Stanev, 1997).

La evolución de las lluvias iniciadas por una partícula electromagnética está basada en los procesos

Bremsstrahlung y creación de pares. En este sentido, un núcleo presente en la atmósfera con carga Z y número atómico A (A_ZY) presenta alguna de las siguientes reacciones:



Estos son procesos acoplados porque suceden solo para fotones con energía suficiente para producir pares, lo cuales a su vez producen fotones por radiación por frenado. La formación de cascadas electromagnéticas es causada principalmente por este acoplamiento.

En 1934 Bethe y Heitler obtuvieron por primera vez las expresiones probabilísticas que describen estos procesos (Bethe y Heitler, 1934), logrando una buena correlación con las observaciones de producción de pares a partir de fotones con energías entre $3 < E_\gamma/(m_e c^2) \lesssim 10$. Sin embargo, este modelo presenta fallas en las predicciones para fotones más energéticos (Bethe y Heitler, 1934).

Años más tarde, Landau y Pomeranchuk (Landau y Pomeranchuk, 1953b, 1953a; Landau, 1965) entendieron que las fallas en el modelo de Bethe-Heitler se debían a que la mayoría de los electrones y fotones eran emitidos en la dirección longitudinal del desarrollo de la lluvia. Esto implicaba que si un fotón originado en el frenado era emitido con energía E_γ , las múltiples colisiones que se produzcan en una distancia $hc/E_\gamma(1 - \beta)$, a partir del punto de emisión, redu-

cen significativamente la probabilidad de que ocurran ambos procesos (Landau y Pomeranchuk, 1953b; Landau, 1965). De esta manera, se tiene que el proceso se vuelve dominante a energías $E \gg 10^{13}$ eV (Landau y Pomeranchuk, 1953a; Landau, 1965).

Posteriormente, Migdal resolvió este problema en forma analítica para un caso general (Migdal, 1956), deduciendo las ecuaciones de probabilidad de emisión de radiación de frenado y creación de pares en cualquier medio material, para cualquier energía del fotón o del electrón. Las ecuaciones obtenidas por Migdal reproducen las predicciones del modelo de Bethe-Heitler a bajas energías y de Landau-Pomeranchuk a altas energías. Por esta razón a este efecto se lo conoce como efecto Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM).

Las pérdidas de energía como función de X , se pueden caracterizar de acuerdo a lo encontrado por Nakamura y colaboradores (Nakamura, Hagiwara, Hikasa, Murayama, y Particle Data Group 2010, 2010). Ellos definen el término X_{EM} como la cantidad de atmósfera atravesada por una partícula EM, cuando un electrón pierde una fracción e^{-1} ($\sim 37\%$) de su energía por radiación de frenado. Para los fotones en cambio, este término corresponde a la atmósfera atravesada cuando éstos han recorrido $\sim 7/9$ del camino libre medio de producción de pares (Segrè, 1977).

X_{EM} sirve como parámetro de escala para considerar el desarrollo de la lluvia electromagnética. La expresión general para X_{EM} en el caso de leptones cargados de alta energía (que atraviesan un medio material) puede encontrarse en (Tsai, 1974, 1977); cuyos valores pueden ajustarse por la

siguiente expresión:

$$X_{EM} = 716.4 \frac{A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \text{ g cm}^{-2}. \quad (19)$$

Empleando los promedios pesados por la composición del aire A y Z ($A = 14.5$ y $Z = 7.3$), se obtiene

$$X_{EM} = 37.1 \text{ g cm}^{-2}.$$

A medida que los electrones pierden energía, las pérdidas por ionización comienzan a ser importante frente a la producción de fotones por frenado. Esto implica que al alcanzarse una energía mínima pueda considerarse que todas las pérdidas son por ionización y la producción de nuevos fotones se detiene. Siguiendo la definición de Rossi (Rossi, 1965), la energía crítica E_c^{EM} corresponde a la energía para la cual las pérdidas por ionización, luego de recorrer una longitud de interacción, son iguales a la energía del electrón. Si bien no existe una expresión analítica para E_c^{EM} , se utiliza una forma funcional del tipo

$$E_c^{EM} = \frac{a}{(Z+b)^\alpha},$$

donde a , b y α son parámetros que se ajustan experimentalmente. De acuerdo a esto, y empleando los valores de a , b y α presentados en (Nakamura y cols., 2010), se tiene que,

$$E_c^{EM} \simeq \frac{710 \text{ MeV}}{Z+0.92} = 86 \text{ MeV}. \quad (20)$$

En la bibliografía existe otra definición para la energía crítica, y corresponde a la energía para la cual las pérdidas por frenado se igualan a las pérdidas por ionización (Berger y Seltzer, 1964) (ver tablas actualizadas en (NIST, 2000)) y en este caso puede aproximarse por

$$E'_c \simeq \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} = 94 \text{ MeV}.$$

En general E'_c es mayor a E_c^{EM} y sólo coinciden al aproximar las pérdidas por frenado como $\approx E/X_{\text{EM}}$.

Existe un modelo muy simplificado del desarrollo de la lluvia debido a Heitler (Heitler, 1954) que reproduce las principales características de una cascada electromagnética. En éste, se considera a la lluvia como un árbol binario. Esto quiere decir que luego de recorrida una cierta distancia característica λ_{EM} , cada partícula de la lluvia interactúa y produce dos nuevas partículas, con la mitad de la energía que tenía la partícula original. De esta forma el número de partículas crece exponencialmente como $N \sim 2^n$, $N(X) = 2^{X/\lambda_{\text{EM}}}$, donde n es el número de interacciones. Por otra parte, la energía media decrece de la misma forma, $E \sim E_p/2^n$. Este proceso se detiene cuando la energía media iguala a la energía crítica E_c^{EM} , lo cual ocurre a la profundidad atmosférica

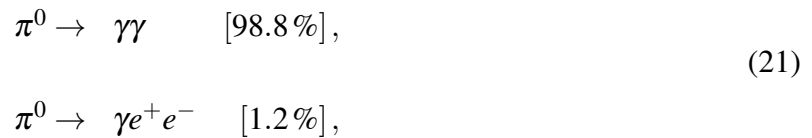
$$N_{\text{máx}} = \frac{E_0}{E_c^{\text{EM}}} \rightarrow \frac{E_0}{E_c^{\text{EM}}} = 2^{X_{\text{máx}}^{\text{EM}}/\lambda_{\text{EM}}}$$

$$X_{\text{máx}}^{\text{EM}} \sim \log_2 \left(\frac{E_0}{E_c^{\text{EM}}} \right).$$

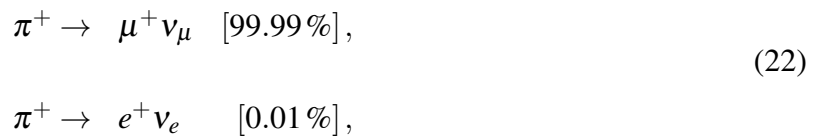
Este modelo reproduce dos de las principales características de las EAS: el número de partículas en el máximo es proporcional a la energía E_p , y la profundidad atmosférica a la cual ocurre el máximo varía en forma logarítmica con la energía del primario. Por otra parte, se tiene que para este tipo de lluvia la transferencia del impulso en la dirección transversal, respecto del avance de la misma, es pequeño, aunque no despreciable (ver Fig. 11).

1.3.2. Lluvias originadas por un hadrón. Estas lluvias se caracterizan por la producción de partículas tipo hadrones a nivel del suelo. Esto sucede porque la baja densidad de elementos en grandes altitudes sobre el nivel del mar implica que los RC tipo hadrones, que originan piones y neutrones, tengan una mayor probabilidad de decaer que de interactuar.

A partir de piones neutros se tiene una producción de fotones y electrones de acuerdo a las reacciones (Nakamura y cols., 2010) :



las cuales contribuyen a la componente electromagnética de la lluvia. Por otra parte, los piones cargados decaen en muones que originan la componente muónica, de acuerdo a las reacciones:



que aplican de igual forma para sus conjugadas de carga. Otras reacciones que contribuyen a la componente muónica de la lluvia corresponden a los Mesones extraños, principalmente a kaones (K) a través de

$$\begin{aligned}
 K^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu && [63.43\%], \\
 K^+ &\rightarrow \pi^+ \pi^0 && [21.13\%], \\
 K^+ &\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- && [5.6\%] \text{ y} \\
 K^+ &\rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e && [4.9\%],
 \end{aligned}
 \tag{23}$$

de manera equivalente para sus conjugadas de carga, excepto la última reacción, que desencadena una lluvia la cual aporta a la componente electromagnética. Finalmente, los mesones encantados decaen en kaones antes de interactuar con los elementos de la atmósfera, debido a su corto tiempo de vida media. Este tipo de decaimiento produce muones de alta energía que forman una fracción pequeña de la lluvia y recibe el nombre de componente *prompt* (Battistoni y cols., 1996; Costa, 2001; Volkova y Saavedra, 2009).

Las lluvias producidas por hadrones se estudian a partir de la detección de muones. Esto debido a la relativa facilidad de detectar este tipo de partículas y a su largo tiempo de vida media. Es importante tener en cuenta los efectos radiativos producidos por muones generados a las profundidades atmosféricas donde suceden las primeras interacciones de RC y atmósfera. La energía de estos muones se caracteriza por pequeñas secciones eficaces y grandes fluctuaciones a nivel energético en los secundarios que producen. Esto genera la aparición de sub-lluvias electromagnéticas,

a través de la producción de pares, y de acuerdo a la reacción:



o con sub-lluvias tipo hadrónicas vía:



El modelo de Glasmacher-Matthews (Matthews, 2001, 2005) describe estas interacciones basado en el modelo de Heitler, en el que las interacciones se modelan en forma de árbol y no binaria. De acuerdo a Glasmacher-Matthews, los hadrones que se producen a partir de la primera interacción, siguen interactuando a lo largo de su trayectoria hacia la superficie terrestre; donde las capas atmosféricas tienen densidad constante y espesor ($\lambda_H \ln 2$). Así, el valor de λ_H depende del tipo hadrón considerado.

Sin embargo, y como primera aproximación, λ_H se puede asumir constante para un rango amplio de energías, tomando valores entre 120 g cm^{-2} , para nucleones, y 160 y 180 g cm^{-2} para piones y kaones respectivamente (Gaisser, 1990).

De esta forma, las lluvias que se producen siguiendo la Ecuación. (23), producen N_{ch} hadrones secundarios cargados y $\frac{1}{2}N_{\text{ch}}$ de hadrones neutros, los cuales decaen casi instantáneamente (Nakamura y cols., 2010) de acuerdo a la Ecuación. (21). Así, se inicia una sub-lluvia electro-

magnética, con un 1/3 de la energía disponible. La situación es diferente para los piones cargados, que siguen propagándose e interactuando con los 2/3 de la energía restante, hasta que su energía es menor a la energía umbral (E_π), lo que aumenta la probabilidad de decaimiento de acuerdo a la Ecuación. (22). El número de piones en este punto ($(N_{\text{ch}})^n$), y la energía media para la componente hadrónica de la lluvia se puede describir a través de la expresión:

$$\overline{E}_\pi = \frac{1}{(N_{\text{ch}})^n} \left(\frac{2}{3}\right)^n E_p = \frac{E_p}{\left(\frac{3}{2}N_{\text{ch}}\right)^n}. \quad (26)$$

El número de generaciones en el cual esa energía media alcanza el valor crítico de E_π , n_c , será:

$$\begin{aligned} n_c &= \frac{\ln(E_p/E_\pi)}{\ln(1.5N_{\text{ch}})} \\ &= \beta_\pi \log_{10} \left(\frac{E_p}{E_\pi} \right), \end{aligned} \quad (27)$$

donde $\beta_\pi \equiv (\ln 10)/(\ln(1.5N_{\text{ch}}))$, y depende en forma logarítmica con la multiplicidad considerada, con lo cual a este nivel de aproximación puede considerarse constante a lo largo de toda la cascada. Suponiendo una multiplicidad $N_{\text{ch}} = 10$, según este modelo $\beta_\pi \simeq 0.85$. Estudios detallados basados en simulaciones muestran que $\beta_\pi = 0.85 \rightarrow 0.95$ (Alvarez-Muñiz, Engel, Gaisser, Ortiz, y Stanev, 2002).

Partiendo de que una fracción considerable de la energía es disipada por el canal electromagnético, el máximo de la lluvia que produce un primario tipo hadrón será aquel en el que la

componente electromagnética logra su máximo desarrollo. En este punto, se inicia el decaimiento de los primeros piones neutros. Teniendo que la primera interacción genera del orden de $\frac{1}{2}N_{\text{ch}}\pi^0$, y que cada uno de estos secundarios decae en dos fotones, la lluvia electromagnética se inicia con $N_{\gamma} = N_{\text{ch}}$, cada uno con energía $\simeq E_p/(3N_{\text{ch}})$.

Para el caso de una lluvia generada por un núcleo de masa A , es necesario tener en cuenta que la energía de ligadura por nucleón es despreciable comparada con las energías típicas de los primarios, por ejemplo $(E_p/A) \sim 2 \times 10^{12}(B/A)$ para un núcleo de hierro con $E_p = 1 \text{ EeV}$, donde (B/A) corresponde a la ligadura $(B/A) \lesssim 8.8 \text{ MeV}$. A este orden de energías, es válido considerar al RC primario como un agregado de A nucleones, cada uno de energía (E_p/A) . Este modelo es conocido con el nombre de superposición.

Las expresiones expuestas anteriormente se pueden extrapolar, al considerar que se producen A lluvias de protones con energía (E_p/A) , al mismo tiempo. De acuerdo a la superposición, un hierro de igual energía que un protón, alcanzará su punto máximo de desarrollo a $X_{\text{EM}} \ln 56 \sim 150 \text{ g cm}^{-2}$ antes. Sin embargo, modelos más detallados requieren tener en cuenta la dependencia con la energía a nivel de la multiplicidad, como del punto de primera interacción. Las gráficas de la posición de $X_{\text{máx}}$ como función de la energía, muestran que el cambio para fotones es mayor que para los protones.

La combinación de estos efectos hace que la diferencia entre el $X_{\text{máx}}$ de un protón y un

hierro sea del orden de 110 g cm^2 (Blümer, Engel, y Hörandel, 2009). De hecho, resultados recientes muestran una discrepancia entre el número de muones predicho (a través de simulaciones tipo Monte Carlo) para RC con energías del orden de 10^{18} eV y las mediciones realizadas por observatorios en el suelo, esto es, se miden más muones que los predichos (Aab y cols., 2015; Aab, Abreu, Aglietta, Ahn, Al Samarai, y cols., 2016).

En el punto en que los piones decaen en muones, la componente hadrónica sigue desarrollándose cerca del eje de la lluvia, mientras que los muones, de acuerdo a la reacción (22), son producidos con energías que pueden llegar a ser del orden de GeV. Energías por debajo de la energía crítica de muones en la atmósfera, donde las pérdidas de tipo radiativas son iguales a las causadas por ionización, del orden de 1 TeV en aire (Nakamura y cols., 2010):

$$E_c'^{\mu} = \frac{7980 \text{ GeV}}{(Z + 2.03)^{0.879}} \simeq 1.1 \text{ TeV}.$$

Esto se traduce en que las pérdidas de energía por interacciones con la atmósfera terrestre serán muy pequeñas. Por otra parte, teniendo en cuenta que el poder de frenado a estas energías es $dE/dX \simeq 2 \rightarrow 4 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ para $1 \leq (E_{\mu}/\text{GeV}) \leq 400$, ver (Groom, 2001), las pérdidas producidas por ionización son del orden de 2 GeV. En este sentido, un muon de energía $E_{\mu} = 3 \text{ GeV}$ recorrerá en el vacío del orden de $\gamma\tau c \simeq 19 \text{ km}$ antes de decaer. No obstante, el impacto por las pérdidas por ionización, hace que este mismo muon pueda recorrer sólo $\sim 9 \text{ km}$ en el aire, impidiendo considerar como despreciable la probabilidad de decaimiento de estos muones.

2. Modelado de Lluvias atmosféricas extendidas en condiciones dinámicas de campo geomagnético

Estimar el espectro y tipo de secundarios que se producen en el suelo, para una cierta posición geográfica, es clave para inferir la física de los rayos cósmicos y extender la medición de este tipo de radiación a otros estudios. En este capítulo se presenta el modelado de las lluvias atmosféricas extendidas, incluyendo su afectación por el campo geomagnético. Esto se realizó en dos etapas. La primera consistió en modelar la interacción de los RC con el CG; y la segunda en aplicar este último modelo al espectro de rayos cósmicos que llegan a la atmósfera.

Es importante destacar que hubo una primera versión de este modelado, la cual se desarrolló como parte del trabajo de maestría en Física de autoría de quien escribe el presente libro (Suárez-Durán, 2015). La metodología implementada en dicha versión se presenta en las Secciones 2.1 y 2.2. Sin embargo, se destaca que uno de los objetivos de esta tesis consistió en realizar una segunda versión de este modelado y validar la misma a través de su aplicación a nuevas posiciones geográficas; además de implementarla en las herramientas de simulación y análisis de los observatorios LAGO y Pierre Auger. La nueva versión incluye mejoras al algoritmo (ver Fig. 17) e incluye la implementación de un algoritmo tipo Monte Carlo Metrópolis para modelar la región de penumbra, ver Sección 2.2.2. En particular se resalta que durante esta tesis se escribió el artículo que

presentó a la comunidad científica los resultados logrados con esta segunda versión del método; incluyendo resultados adicionales a los alcanzados durante la maestría y que se presentan en la Sección. 2.2.

Para la primera etapa (Sección. 2.1) se introduce la técnica de trayectoria en reversa, para luego, en la Sección. 2.2, extender la interpretación de la rigidez de corte como una función de distribución acumulativa que depende del tiempo y la posición geográfica, resultado logrado durante la mencionada maestría y que en esta tesis fue aplicado, agregado un algoritmo tipo Monte Carlo Metrópolis, y validado en otras posiciones geográficas, incluido en los códigos de análisis y simulación de la Colaboración LAGO; logros que derivaron en una publicación y que constituyen en uno de los principales resultados de este trabajo doctoral. En la segunda etapa se aplica esta nueva función de rigidez de corte al espectro de primarios descrito en la Sección. 1.1 para tres posiciones geográficas: Bucaramanga, Colombia (BGA), San Carlos de Bariloche, Argentina (BRC) y Malargüe, Argentina (MGE). Posteriormente, se estimó la producción de partículas secundarias a nivel del suelo, aplicando los modelos presentados en la Sección. 1.3, a través del código CORSIKA. Esta metodología se resume en la Fig. 12. De esta manera, al integrar las dos etapas anteriores, se obtiene un modelo de EAS+CG que permite estimar la producción de secundarios a nivel del suelo como función del tiempo, para cualquier posición geográfica incluyendo las afectaciones por CG. Los resultados de este capítulo, y obtenidos con la nueva versión de códigos, han sido publicados en la revista *AGU Space Weather* (Asorey, H., Núñez, L., A., Suárez-Durán, M., *Preliminary results from the latin american giant observatory space weather simulation chain*, *Space Weather*, 16 (5),

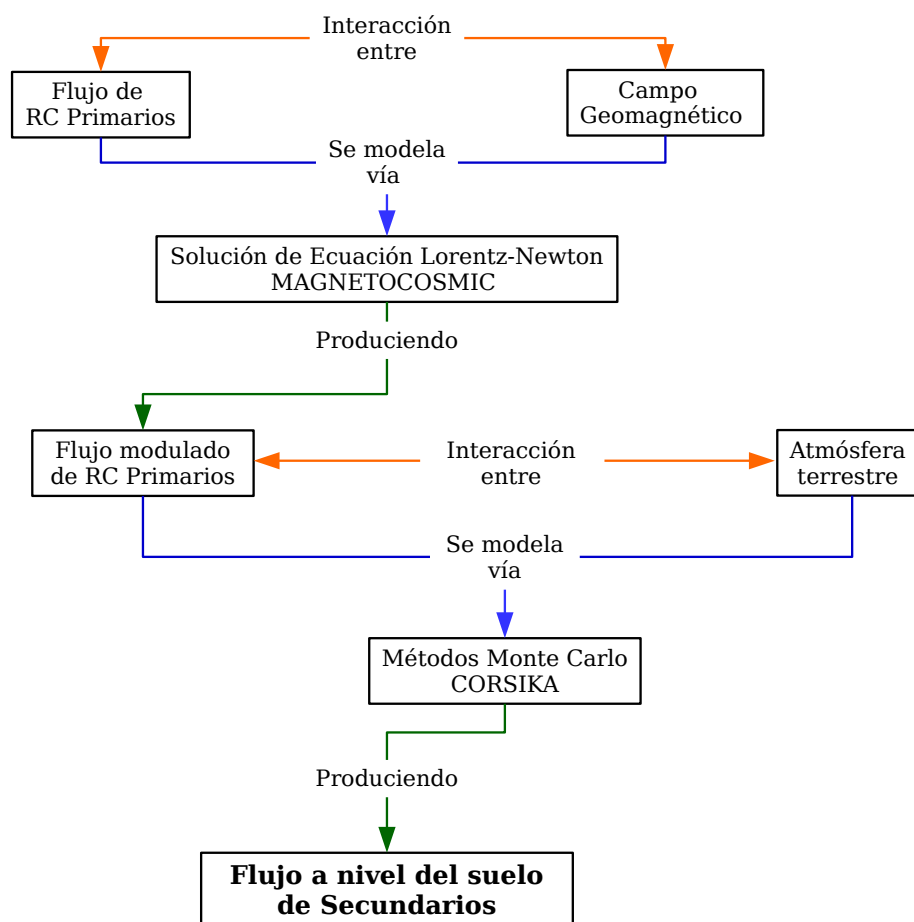


Figura 12. Diagrama de la metodología empleada para modelar el flujo de secundarios a nivel del suelo incluyendo el efecto del campo geomagnético. La flechas color naranja representan las interacciones física, el color azul corresponde al modelado aplicado para entender la física de las correspondientes interacciones, mientras el color verde representa los productos que se obtienen luego de aplicar los respectivos modelos. En particular se resaltan dos cosas, la primera, que en la parte “Flujo modulado de RC Primarios” es donde se introduce el algoritmo tipo Monte Carlo Metropoli para modelar la región de penumbra, y la segunda, que este método fue aplicado a diferentes posiciones geográficas.

461-475, 2018)⁸ (Asorey, Núñez, y Suárez-Durán, 2018).

⁸ doi:abs/10.1002/2017SW001774

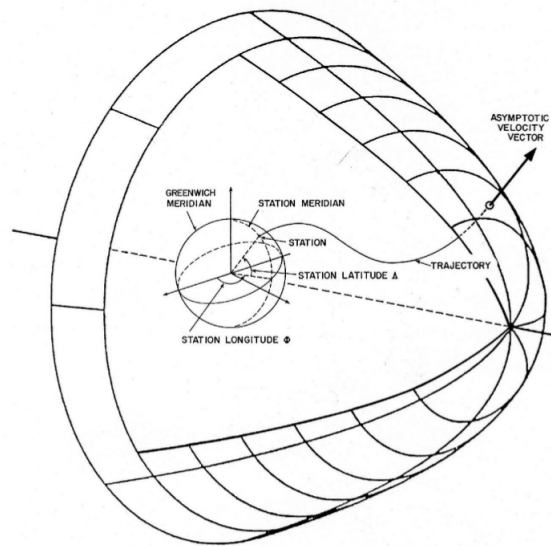


Figura 13. Ilustración de la técnica de trayectoria en reversa. En esta técnica, para un protón por ejemplo, se propaga la anti-partícula, con un cierto vector momento \vec{p}_0 , desde el punto \vec{L} , indicado en la figura como STATION, hasta que sale del campo magnético, siguiendo la línea denotada como TRAJECTORY. El vector velocidad con el que sale del campo se le denomina velocidad asintótica (ASYMPTOTIC VELOCITY VECTOR); mientras a su vector unitario se le denomina dirección asintótica. Si la anti-partícula no logra salir del campo, se interpreta como que la partícula no puede llegar a la posición \vec{L} con vector momento \vec{p}_0 . Figura tomada de: <http://theory.physics.helsinki.fi>.

2.1. Técnica de trayectoria en reversa y rigidez magnética

Esta sección tiene como objetivo estimar a partir del espectro de RC (Fig. 1), cuáles de éstos logran atravesar el campo geomagnético y llegar al borde superior de la atmósfera terrestre para una cierta posición geográfica. Esta estimación se realizó a partir de determinar el camino que

seguirían los rayos cósmicos a través del CG hasta el punto geográfico $L(\phi, \lambda, h)$ ⁹. Que un rayo cósmico siga un camino en particular dependerá del cambio de la dirección de su propagación, es decir las Ecuaciones. (12) y (13). De esta manera, un mismo camino conducirá al punto \vec{L} a todas aquellas partículas que tengan un cierto valor de R_m , que se estima resolviendo la Ecuación. (14).

Una herramienta que permite resolver este sistema de ecuaciones, y estimar las trayectorias que realizan partículas cargadas a través del campo geomagnético (usando los modelos IGRF y TSY01) es el paquete de códigos MAGNETOCOSMICS¹⁰ (Magcos de aquí en adelante). Para calcular la R_m asociada a una cierta trayectoria, Magcos aplica la técnica de la trayectoria en reversa (Masías-Meza y Dasso, 2014), la cual consiste en propagar la anti-partícula -de la partícula deseada- desde el punto geográfico L hacia fuera de la Tierra. Esta trayectoria sería entonces la que recorría la partícula en sentido contrario. La Fig. 13 ilustra este método. Como ejemplo y usando los modelos IGRF+TSY01, la Fig. 14 presenta las trayectorias de ingreso de tres protones con valores R_m de: 1 GV, 12 GV y 1000 GV, a la ciudad de Bucaramanga, $L(7.1^\circ, -73^\circ, 112.8 \text{ km})$ ¹¹. Resultados obtenidos en (Suárez-Durán, 2015). En esta figura, se observa como las partículas con muy baja rigidez ($\sim 1 \text{ GV}$) no logran salir del CG, lo que significa que partículas con igual rigidez,

⁹ ϕ latitud, λ longitud y h la altura sobre el nivel del mar

¹⁰ <http://cosray.unibe.ch/~laurent/magnetocosmics/>

¹¹ 112.8 km corresponde a una altura a partir de la cual la densidad de la atmósfera tiende a cero. Por convención se le denomina borde.

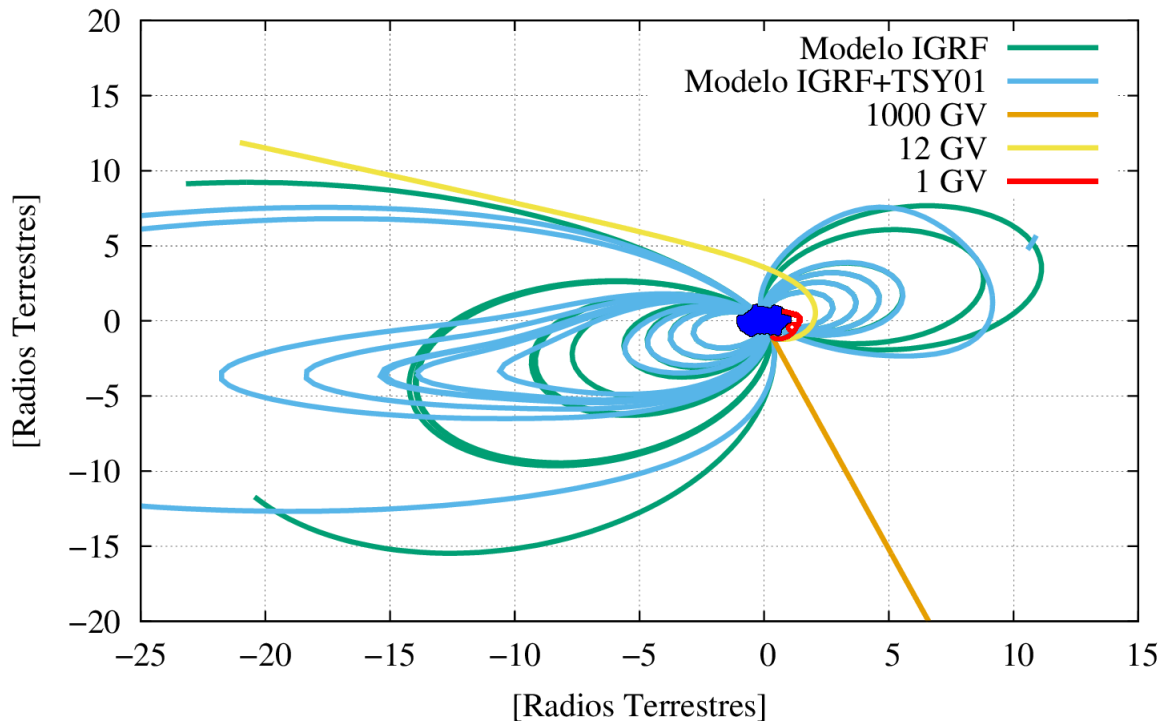


Figura 14. Trayectorias de ingreso a la ciudad de Bucaramanga calculadas para el punto $\vec{L}(7.1^\circ, -73^\circ, 112.8 \text{ km})$; usando como modelo de campo geomagnético IGRF+TSY01. En azul se representa la Tierra. Las líneas roja, amarilla y celeste representan las trayectorias de ingreso al punto \vec{L} de tres protones con R_m de: 1 GV, 12 GV y 1000 GV, respectivamente. La trayectoria de color rojo (1 GV) representa una trayectoria prohibida; la de color amarillo (12 GV) y celeste (1000 GV) corresponden a trayectorias permitidas de ingreso al punto \vec{L} . Figura tomada de (Suárez-Durán, 2015).

como primera aproximación, no ingresarían a la posición L debido a que sus trayectorias son curvadas a tal punto que quedarían atrapadas en el CG. Este tipo de trayectorias son las que se denominan trayectoria prohibidas. Un escenario diferente sucede para el protón con $R_m = 12 \text{ GV}$ donde se observa que su trayectoria es altamente curvada, pero que logra salir del CG. Esto implica que los rayos cósmicos con igual R_m podrían llegar al punto L . Estas trayectorias se denominan permitidas. La partículas con alta rigidez magnética ($\sim 1000 \text{ GV}$) realizan una trayectoria que es casi una línea recta y representan un caso extremo de las trayectorias permitidas.

2.2. Rigidez magnética y penumbra

En la literatura se define que los RC con R_m permitida son aquellos que realizan trayectorias tales que les permiten arribar a una cierta posición geográfica, mientras los RC con R_m prohibida son aquellos que no logran hacerlo (Cooke y cols., 1991). En este sentido, se tienen tres rangos para los valores de R_m :

- *Prohibida*: rango continuo que va desde cero hasta el primer valor de rigidez permitida. Se denota como R_L .
- *Permitida*: contiene todos los valores de rigidez magnética permitidas y que son mayores o iguales a un cierto valor R_U .
- *Penumbra*: es el rango de valores de R_m (permitidas y prohibidas) comprendido entre R_L y R_U .

Tradicionalmente, la penumbra es caracterizada por un único valor de rigidez magnética efectivo (Shea, Smart, y McCracken, 1965; D. F. Smart y Shea, 2009). Este valor sirve para establecer si una partícula puede alcanzar, o no, cierta posición geográfica. Este valor se denomina rigidez de corte (R_C) y se define como

$$R_C = R_U - \sum_{k=R_L}^{R_U} \Delta R_k^{\text{allowed}}, \quad (28)$$

donde ΔR_k es la resolución con la que se estima la R_m . Teniendo que R_U y R_L , al igual que la R_m , dependen de: el tiempo, la dirección de arribo, la posición geográfica, y la altura, en este trabajo se

considera que

$$R_m = R_m(\text{Lat}, \text{Lon}, \text{Alt}, t, \theta, \phi). \quad (29)$$

La Fig. 15 presenta el resultado de calcular la R_C de acuerdo a Ecuación. (28) para las tres posiciones geográficas de interés (una de ellas BGA, calculada en (Suárez-Durán, 2015) y nuevamente calculada durante y para esta tesis). Esta figura se observa la fuerte dependencia de la R_C con la dirección de arribo (θ, ϕ) de los RC a 112.8 km s.n.m. para cada posición, lo que muestra la importancia de esta variable en el cálculo del flujo de secundarios a nivel del suelo. Desde el punto de vista tradicional (Ecuación. (28)) se supone implícitamente que todas las trayectorias contribuyen de igual forma a la región de penumbra (Dorman y cols., 2008). En esta aproximación, la complejidad de las trayectorias (incluyendo las permitidas) que pertenecen a la penumbra es simplificada, o reemplazada, por un valor efectivo de corte. Este valor se calcula solo para RC que ingresan verticalmente a la posición, aproximación fuerte de acuerdo a los resultados obtenidos en este trabajo y presentados en la Fig. 15.

El método desarrollado en (Suárez-Durán, 2015) es una refinación a esta aproximación, considerando la penumbra no como un corte fuerte sino como una zona suave de transición desde las trayectorias prohibidas (R_L) a las permitidas (R_U). Con esta aproximación, se extiende el concepto de rigidez de corte efectiva asumiendo que ésta puede aproximarse por una función de distribución acumulativa (CDF, por sus siglas en inglés). En la siguiente sub-sección se detalla el método implementado para calcular la R_m y caracterizar la región de penumbra como una CDF.

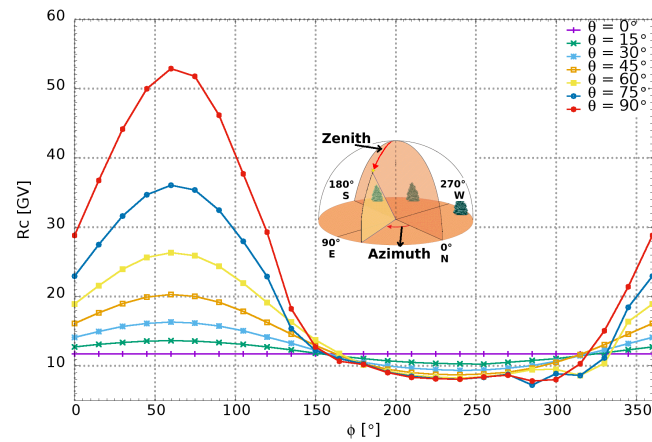
2.2.1. Cálculo de rigidez magnética. En este trabajo se realizó el cálculo de la R_m para tres posiciones geográficas, usando el método desarrollado en (Suárez-Durán, 2015), esto es: a partir de la técnica de trayectoria en reversa (Sección. 2.1) utilizando el código Magcos, con una resolución de 0.01 GV, considerando dos condiciones del CG: calma (*quiet*) y dinámica.

Para la condición calma se usó la configuración del campo geomagnético del 26 de Abril de 2005 a las 6 UTC. Esta selección se hizo teniendo en cuenta que para esta fecha el índice Dst registró un valor de 0 nT con una variabilidad de 0.79 nT desde las 0 UTC del 6 de Abril hasta las 12 UTC del mismo día¹². Para la condición dinámica, se calculó la R_m de acuerdo a la configuración que presenta el CG en el tiempo t , a través de fijar los parámetros: presión dinámica, índice Dst, componentes B_x y B_z del campo magnético interplanetario y los parámetros del modelo TSY01 G1 y G2 (Tsyganenko, 2002a) (ver Sección. 1.2.2).

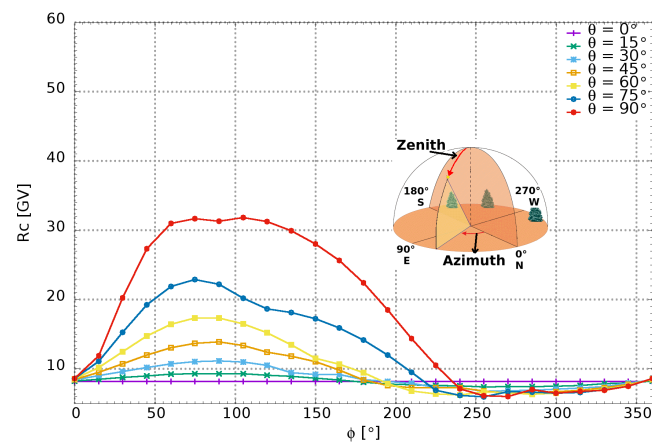
A partir de los modelos IGRF y TSY01, y ajustando los respectivos parámetros (cuyos valores fueron tomados del *Virtual Radiation Belt Observatory* (Weigel, Baker, Roberts, y King, 2009)) se calcularon los valores de R_m correspondientes a rayos cósmicos que ingresan con ángulos cenitales (θ) desde 0° hasta 90° , con $\Delta\theta = 15^\circ$, y ángulos acimutales (para cada θ) desde 0° a 360° con $\Delta\phi = 15^\circ$. A partir del análisis de los resultados obtenidos con este método se planteó una

¹² http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_final/200504/index.html

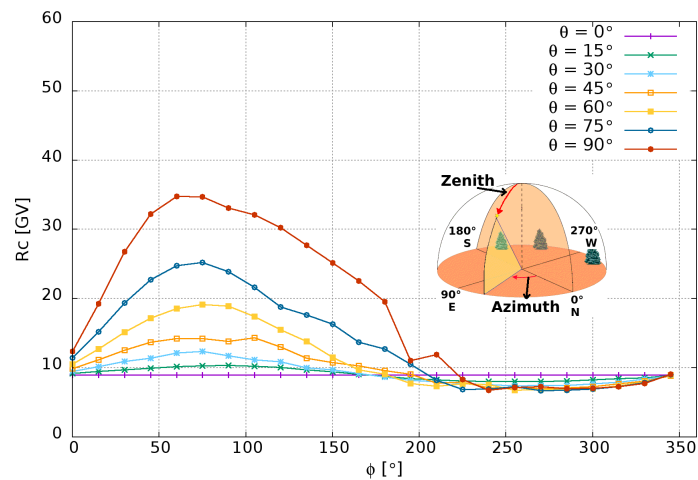
nueva interpretación de la región de penumbra, tal y como se presenta en la siguiente sub-sección.



(a)



(b)



(c)

Figura 15. Rigidez magnética tradicional (R_C , Ecuación. (28)) para las tres posiciones geográficas de interés en este trabajo: BGA (a), BRC (b) y MGE (c). En las tres figuras se observa que el método empleado para este cálculo reproduce el efecto Este-Oeste (Sección. 1.2.4), una R_m mayor en el Oeste ($> 180^\circ$) respecto al Este ($< 180^\circ$). Se observa además la dependencia de la rigidez con el ángulo acimutal y cenital. Se destaca que (a) fue calculada en (Suárez-Durán, 2015) y nuevamente realizada durante y para esta tesis.

2.2.2. Interpretación de la región de penumbra. En esta tesis, se ha reemplazado la definición simplificada de rigidez de corte, para representar la penumbra (Ecuación. (28)), por una función de distribución acumulativa, denotada como $P(R_m(\theta))$, tal y como se presenta en (Suárez-Durán, 2015). En este sentido, $P(R_m(\theta))$ representa la probabilidad que tiene un rayo cósmico, con rigidez magnética R_m , de alcanzar una cierta posición geográfica a través del ángulo cenital θ en el momento t . Para el cálculo de esta CDF se ha considerado lo siguiente:

- que la técnica de trayectoria en reversa (Sección. 2.1) está implementada en MAGCOS como un modelo determinista, lo que implica que no es posible obtener un conjunto de valores de R_m para una dirección de arribo específica, esto es, el par (θ, ϕ) ;
- que de acuerdo con el procedimiento descrito en la Sección. 2.2.1, para cada ángulo cenital se consideran 24 rangos en acimut con resolución angular de 15° cada uno, esto es, para cada θ se tienen 24 regiones de penumbra; y
- que para cada ángulo cenital, el conjunto asociado de R_m de las 24 regiones de penumbra tiene un mínimo y un máximo global, el cual se denotan como R_{Lmin} y R_{Umax} respectivamente.

De acuerdo con lo anterior, es posible establecer una aproximación frecuencial asumiendo una función de probabilidad definida como

$$f(R_m(\theta)) = \frac{N_{allow}(\theta)}{N_{Tot}(\theta)}, \quad (30)$$

donde $N_{\text{allow}}(\theta)$ representa el número de R_m permitidas para el ángulo θ y $N_{\text{Tot}}(\theta)$ el número total de R_m calculadas para θ . De esta manera, la Ecuación. (30) promedia para cada θ sobre el conjunto de ángulos acimutales dentro de cada región de penumbra e implica que el dominio para $N_{\text{Tot}}(\theta)$ corresponde a

$$\mathcal{D}(N_{\text{Tot}}(\theta)) = \{R_m(\theta) : (R_m \geq R_{\text{Lmin}}, R_m \leq R_{\text{Umax}})\}. \quad (31)$$

En este escrito, y a partir de las Ecuaciones. (30) y (31), se define la función acumulativa de probabilidad para un RC que arriba a una cierta posición geográfica con rigidez magnética R_m como

$$P(R_m(\theta)) = \sum_{R_m=R_{\text{Lmin}}}^{R_m=R_{\text{Umax}}} \mathcal{P}(R_m(\theta)). \quad (32)$$

Es importante notar que la Ecuación. (32) implica que para un mismo punto geográfico, un RC con $R_m > R_{\text{Umax}}$ tiene una probabilidad 1 de arribar con ángulo cenital θ al punto; mientras que un RC con $R_m < R_{\text{Lmin}}$ tiene 0 probabilidad de arribar por el ángulo cenital θ al punto.

Actualmente, el valor de la rigidez de corte R_C se interpreta como un único valor que, para un rayo cósmico independiente de su ángulo cenital de arribo, divide la región de penumbra en dos únicas posibilidades: permitida si $R_m > R_C$; o no permitida si $R_m < R_C$. Con la aproximación planteada en este trabajo, un RC con R_m y ángulo de arribo θ podrá llegar al punto si $P(R_m(\theta)) = 1$, o si por el contrario $P(R_m(\theta)) = 0$ no lo podrá hacer. Sin embargo, si el valor de rigidez magnética de la partícula está dentro de la región de penumbra, entonces ya no aplica el criterio binario tradicional porque el valor $P(R_m(\theta))$ oscilará entre 0 y 1.

Para determinar si un RC con R_m perteneciente a la región de penumbra llega o no a una cierta posición, en este trabajo se ha implementado un algoritmo tipo *Monte Carlo Metropolis* de la siguiente manera: para un cierto valor $P(R_m(\theta))$ entre 0 o 1, calculamos un número aleatorio que denotamos como P_{temp} (tal que $0 < P_{\text{temp}} < 1$). De acuerdo a este número, tenemos que

- si $P(R_m(\theta)) \geq P_{\text{temp}}$, entonces $P(R_m(\theta)) = 1$; de otra forma
- si $P(R_m(\theta)) < P_{\text{temp}}$, entonces $P(R_m(\theta)) = 0$.

De esta manera, el término R_C se interpreta como una función de distribución acumulativa, esto es

$$R_C = R_C(\text{Lat}, \text{Lon}, \text{Alt}, \theta, P(R_m(\theta))). \quad (33)$$

Ahora, para las condiciones dinámicas del campo geomagnético, se realiza el mismo cálculo pero incluyendo la dependencia temporal a través de la Ecuación. (29).

Luego de aplicar este procedimiento, se obtiene una rigidez de corte magnética para una posición determinada como

$$R_C = R_C(\text{Lat}, \text{Lon}, \text{Alt}, \theta, t, P(R_m(\theta), t)), \quad (34)$$

donde $P(R_m(\theta), t)$ representa la CDF calculada bajo las condiciones presentes del CG en el momento t , esto es

$$P(R_m(\theta)) = \sum_{R_m=R_{\text{Lmin}}}^{R_m=R_{\text{Umax}}} \mathcal{P}(R_m(\theta), t). \quad (35)$$

La Fig. 16 presenta una comparación entre la rigidez de corte calculada de la forma tradicional y

la interpretación realizada en este trabajo.

En este punto es importante introducir un índice i al término de rigidez de corte, esto es, $R_C \rightarrow R_{C(i)}$, donde este índice toma los valores:

- $i = 0$: para la definición estándar de la rigidez de corte (Ecuación. (28)).
- $i = 1$: para la rigidez de corte bajo condiciones en calma del CG y como función de la CDF (Ecuaciones. (32) y (33)).
- $i = 2$: para la rigidez de corte bajo condiciones dinámicas del CG y en función de la CDF (Ecuación. (35)).

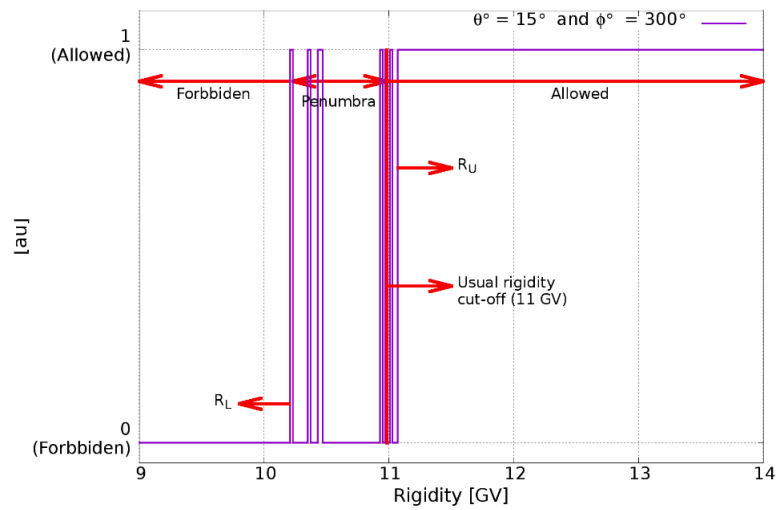
Es importante notar que la diferencia entre $R_{C(1)}$ y $R_{C(2)}$ es que en el primer caso se está haciendo referencia a una condición muy particular del campo geomagnético, la cual se ha definido en la Sección. 2.2.1. La Fig. 17 presenta los resultados del cálculo de $R_{C(1)}$ (Ecuación. (35)) para diferentes direcciones de arribo (θ). En esta figura se observa que el modelo desarrollado en este trabajo preserva la dependencia con la dirección de arribo (Fig. 15), y que la probabilidad de que una R_m sea permitida incrementa con su valor de manera continua. En particular, se destaca que el código para realizar esta figura fue depurado en esta tesis, debido a que las figuras expuestas en (Suárez-Durán, 2015) no presentan el carácter continuo que se espera de una CDF.

2.3. Estimación del flujo de rayos cósmicos en condiciones dinámicas del campo geomagnético

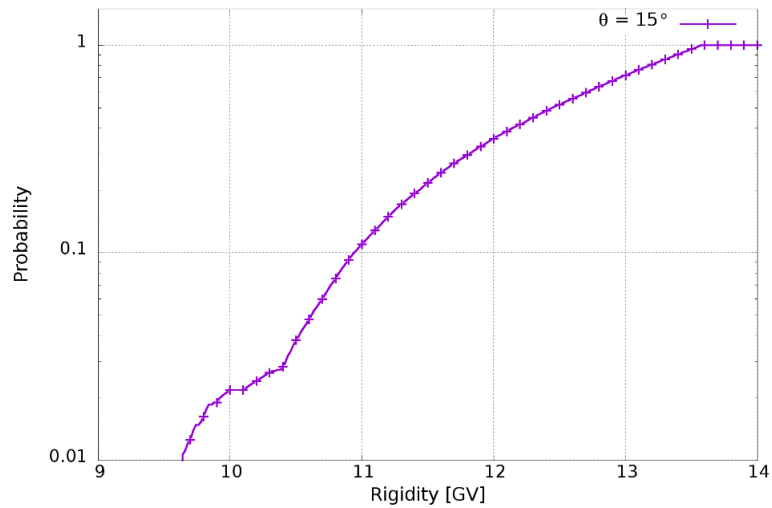
En este trabajo doctoral se ha modelado el desarrollo de las EAS utilizando el código CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAscade) (Heck, Knapp, Capdevielle, Schatz, y Thouw, 1998) versión 7.44 (Heck y Pierog, 2013). CORSIKA es un código que a partir de métodos tipo Monte Carlo modela las interacciones de los RC con la atmósfera terrestres. Para esto se requieren, como parámetros de entrada, los modelos para interacciones hadrónicas (de alta y baja energía) e interacciones electromagnéticas, modelo atmosférico (de acuerdo a la latitud en la cual se quiere realizar la simulación) y el corte en energía mínima a partir del cual el código propaga los diferentes tipos de partículas. A continuación se listan los parámetros que se ajustaron en este trabajo para estimar el espectro de partículas secundarias a nivel del suelo:

- Modelo hadrónico para interacciones a altas energías: QGSJET-II-04 (Ostapchenko, 2004, 2006a, 2006b) (Quark Gluon String model with JETs, version II-4).
- Modelo hadrónico para interacciones a bajas energías: GHEISHA-2002 (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code) (Fesefeldt, 1985).
- Modelo de interacciones electromagnéticas: EGS4 (Nelson, Hirayama, y Rogers, 1985) (Electron Gamma Shower, versión 4).
- Producción de Cherenkov en aire según el modelo de Bernlöhr (Bernlöhr, 2000, 2008).

- Atmósfera Curva, para simulación de primarios con ángulos cenitales grandes ($70^\circ < \theta < 90^\circ$).
- Simulaciones sin mecanismo de *thinning* (Nelson y cols., 1985; A. Hillas, 1997).
- Modelo de detector volumétrico: la intensidad de primarios sigue una distribución $I \propto \sin(\theta)$.
- Altura de observación.

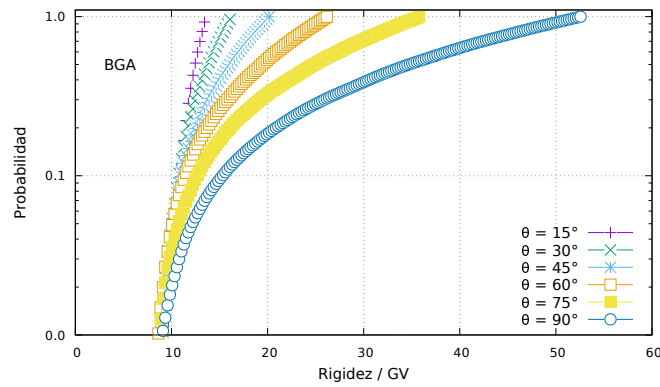


(a)

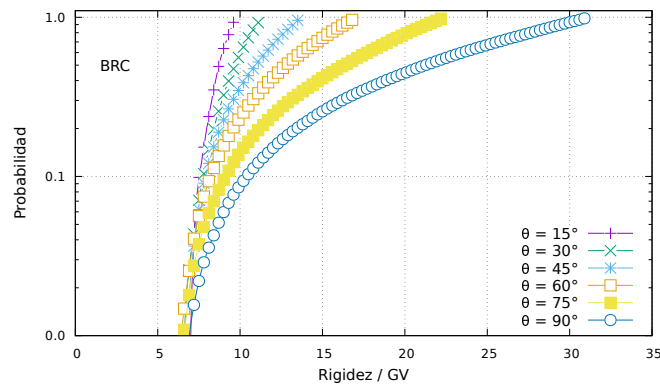


(b)

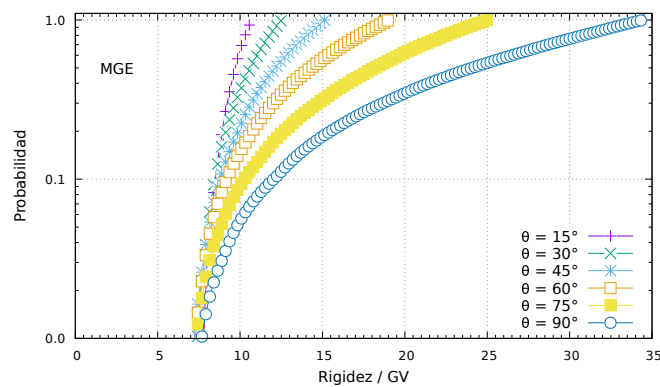
Figura 16. Representación de la región de penumbra calculada usando el método descrito en la Sección. 2.2.2. En ambos casos se determinó la R_m para rayos cósmicos arribando a la ciudad de Bucaramanga, Colombia en la dirección 15° cenit y 300° acimut bajo las condiciones del CG del 13 de Mayo de 2005. En la izquierda se muestra la representación de estándar de la región de penumbra (Ecuación. (28)), donde las barras violetas corresponden a los intervalos de rigideces permitidas. En la derecha se ilustra la interpretación hecha en este trabajo de la región de penumbra, promediada para todos los respectivos ángulos acimutales (Ecuaciones. (30) y (32)), esto es, la probabilidad de arribo por el ángulo cenital $\theta = 15^\circ$ para un rayo cósmico a la ciudad de Bucaramanga, Colombia en el momento del 13 de Mayo de 2005, como función de la rigidez magnética R_m .



(a)



(b)



(c)

Figura 17. Función acumulativa de probabilidad calculada en condiciones calmas del CG ($R_{C(1)}$) para las zonas de penumbra de cada posición de interés: BGA (a), BRC (b) y MGE (c). Se observa que cada una de las CDF preserva la dependencia con la dirección de arribo, tal y como se espera de acuerdo a la Fig. 15. Por otra parte, la probabilidad de que una R_m sea permitida incrementa con su valor de manera continua y es dependiente de la dirección cenital de arribo. Es importante destacar que para realizar esta figura se corrigió un defecto menor en el algoritmo desarrollado en (Suárez-Durán, 2015) que reproduce esta misma figura. El anterior algoritmo reproduce una función CDF en escalones, y no de forma continua, tal y como se espera de una CDF.

- Modelo atmosférico: Atmósfera estándar (Keilhauer, Blümer, Engel, Klages, y Risse, 2004). Basado en el modelo atmosférico de Linsley (NASA, 1976). En estos modelos se considera la atmósfera compuesta por una mezcla de tres gases: N₂ (78.1 %), O₂ (21 %) y Ar (0.9 %), cuya densidad, expresada en términos de la profundidad atmosférica X , varía en forma exponencial con la altura h .
- Campo geomagnético: como función de la posición geográfica (Lat, Lon, h) y estimado a partir del modelo IGRF12 (Thébault y cols., 2015) en (NOAA, 2011).
- Cortes de energía de secundarios: Límite inferior a los cuales se dejan de propagar los diferentes tipos de partículas. Puesto que en este estudio es de interés el análisis de los secundarios y su modulación por el campo geomagnético, se utilizaron valores bajos para los cortes respecto a los valores por defecto: $E_{\text{had}} = 50 \text{ MeV}$; $E_{\mu^\pm} = 10 \text{ MeV}$; $E_{e^\pm} = 400 \text{ keV}$ y $E_\gamma = 50 \text{ keV}$.

Los resultados que se han obtenido a partir del CORSIKA se han complementado con el método presentado en las Secciones 2.1 y 2.2, esto es, se ha introducido el efecto que tiene el CG sobre el desarrollo, o producción de partículas en las EAS. Para esto, se ha estimado el número de primarios que llegan a la posición geográfica $L(\text{Lat}, \text{Lon}, 112 \text{ km s.n.m.})$ en el área dS , durante el tiempo dt , en el ángulo sólido $d\Omega = 2\pi \sin(\theta)d\theta$, en el intervalo de energía dE y con un valor mínimo de momentum dado por

$$p_{\min} = \frac{Ze}{c} R_{C(i)}, \quad (36)$$

con Z como el número atómico y e la carga eléctrica del electrón. La Ecuación. (36) permite filtrar

aquellos primarios con valor de R_m inferior al requerido para llegar al punto L . Para esto, se estimó el flujo (Φ) de RC de acuerdo al espectro de energía presentado en la Fig. 1 y los datos de la Tabla. 1, a una altura de 112 km s.n.m.; altura en la que la masa de aire es muy baja, de acuerdo al modelo de Linsley (Heck, Knapp, Capdevielle, Schatz, y Thouw, 1998; NOAA, 1976). Teniendo que el flujo Φ se puede estimar como una ley de potencias (Ecuación. (5)), entonces

$$\Phi(E, Z, A, \Omega) = \frac{dN(E)}{dS d\Omega dt dE} \simeq j_0(Z, A) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\alpha(E, Z, A)}, \quad (37)$$

donde el índice espectral $\alpha(E, Z, A)$ se puede considerar constante respecto la energía ($\alpha(E, Z, A) \approx \alpha(Z, A)$) para la banda de energía desde los 10^{11} eV a 10^{15} eV (Letessier-Selvon y Stanev, 2011) y $E_0 = 10^{12}$ eV. Para cada especie de RC el índice α y el término $j_0(Z, A)$ son fijados de acuerdo a la Tabla. 1. Es importante notar que esta estimación del flujo Φ se basa en el hecho que múltiples observaciones han confirmado que a bajas energías ($E \lesssim 5.5 \times 10^{19}$ eV) el flujo de RC se puede considerar isotropico (Abraham y cols., 2007). En este caso, la Ecuación. (37) se integra para obtener el número esperado de primarios por núcleo atómico (Z, A) de la forma

$$N(Z, A, \theta) = (\pi \Delta S \Delta t \sin^2(\theta)) j_0(Z, A) \frac{(E/E_0)^{\alpha(Z, A)+1}}{\alpha(Z, A) + 1} \Big|_{E_{\min}}^{E_{\max}}, \quad (38)$$

con $E_{\max} - E_{\min} \equiv \Delta E$ como la banda de energía que para este trabajo varía desde $E_{\min} = 1$ GeV hasta $E_{\max} = 10^6$ GeV, energía para la cual se espera del orden de una partícula cada diez día, por metro cuadrado, por estereo radián (Asorey, H. for The Pierre Auger Collaboration, 2011). En la

Tabla 3

Parámetros para el modelado de una hora de rayos cósmicos en condiciones calmas del campo geomagnético ($R_{C(1)}$).

Rango de primarios	$1 < Z < 26, 1 < A < 56$
Energía de primarios	$(E_{(1)} \times Z) \text{ GeV} < E < 1 \text{ PeV}$.
Ángulo cenital	$0^\circ < \theta < 90^\circ$
Ángulo azimutal	$0^\circ < \phi < 360^\circ$
Superficie	$S = 1 \text{ m}^2$
Tiempo total	$\Delta t = 3600 \text{ s}$

Ecuación. (38) es claro que el primer factor depende sólo del ángulo cenital θ , luego $\mathcal{N}(\theta) \equiv \sin^2(\theta)\pi\Delta S\Delta t$. Así, la Ecuación. (38) se puede expresar como

$$N(Z, A, \theta) = \mathcal{N}(\theta) j_0(Z, A) \frac{(E/E_0)^{\alpha'(Z, A)}}{\alpha'(Z, A)} \Big|_{E_{\min}}^{E_{\max}}, \quad (39)$$

donde $\alpha'(Z, A) = \alpha(Z, A) + 1$. Para el cálculo de $N(Z, A, \theta)$, en este trabajo, se ha usado: $\Delta S = 1 \text{ m}^2$, $\Delta t = 3600 \text{ s}$, esto es al menos una hora de flujo de primarios por metro cuadrado para cada primaria en el rango $1 \leq Z \leq 26$, para θ desde 0° hasta 90° . En este sentido, el $N(Z, A, \theta)$ es filtrado a través del término E_{\min} , de acuerdo a la ecuación Ecuación. (36) y

$$E_{\min} = \sqrt{p_{\min}^2 c^2 + m(Z, A)^2 c^4}. \quad (40)$$

Con este método podemos identificar tres tipos de flujo de primarios, uno por cada condición de campo Geomagnético ($R_{C(i)}$):

- $\Phi_{(0)}$ para $R_{C(0)}$, esto es $p_{\min} c = Ze \times R_{C(0)}$.

- $\Phi_{(1)}$ para $R_{C(1)}$, esto es $p_{\text{mín}}c = Ze \times R_{C(1)}$.
- $\Phi_{(2)}$ para $R_{C(2)}$, esto es $p_{\text{mín}}c = Ze \times R_{C(2)}$.

Así, el número de primarios dado por la Ecuación. (39) es susceptible a correcciones por R_m a través de la modificación local de la rigidez de corte, lo que se puede re-escribir como

$$N_{(i)} = \mathcal{N}(\theta) j_0(Z, A) \frac{(E/E_0)^{\alpha'(Z, A)}}{\alpha'(Z, A)} \Big|_{E_{\text{mín}(i)}}^{E_{\text{máx}}}. \quad (41)$$

Aquí, el subíndice (i) , en cualquier cantidad, denota el tipo de efecto de CG incluido. Es importante notar que, para un punto geográfico determinado, la $E_{\text{mín}(i)}$ depende del tipo de primario Z , la dirección de arribo (θ) y el tiempo t , esto es $E_{\text{mín}(i)} \equiv E_{\text{mín}(i)}(Z, \theta, t)$. A partir de la Ecuación. (41) y para $i = 1$, se estimó el equivalente a un total de una hora del flujo por metro cuadrado de primarios para cada una de las posiciones (BGA, BRC y MGE) con los parámetros que se presentan en la Tabla. 3.

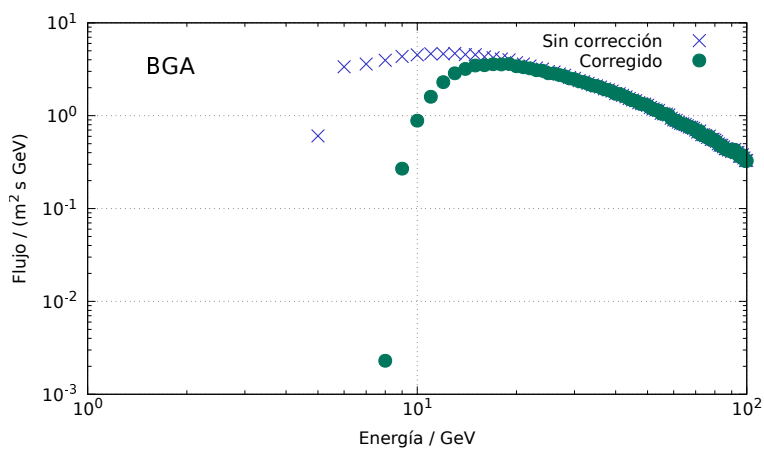
La Fig. 18 presenta la diferencia entre el espectro de primarios (que producen al menos un secundario a nivel del suelo) calculado con el método tradicional $R_{C(0)}$ (Ecuación. (28)) y el método desarrollado y expuesto en este capítulo $R_{C(1)}$ (Ecuación. (35)), para las tres posiciones geográficas de interés. Como se observa para las tres posiciones, la influencia del CG es importante solo a bajas energías (~ 20 GV) y no se tiene un corte abrupto como se espera para la definición tradicional de la rigidez de corte. Por otra parte, se observa que el flujo de RC es afectado en concordancia con las Figs. 17(a) a 17(c), esto es, mayor para BGA (rigidez que alcanza ~ 50 GV)

que BRC (rigidez que alcanza ~ 30 GV).

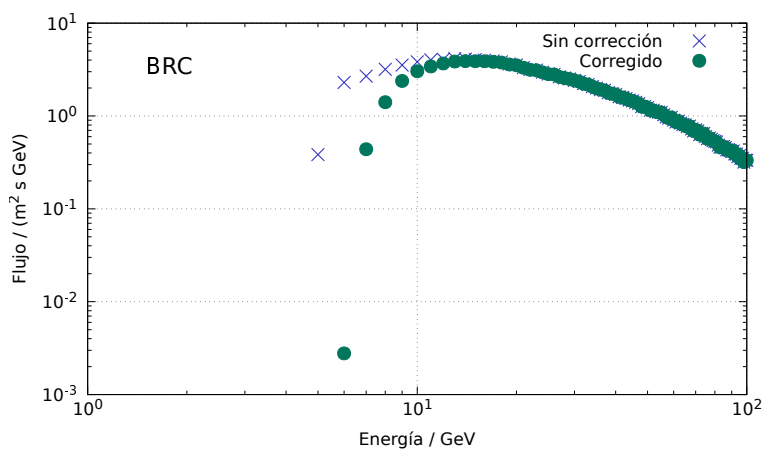
2.4. Estimación del flujo de secundarios en condiciones dinámicas del campo geomagnético

Una vez estimado el espectro de rayos cósmicos que ingresan a 112 km s.n.m. para una posición geográfica L en condiciones dinámicas del campo geomagnético, se calcula el número de secundarios que producen las respectivas EAS a nivel del suelo de dicha posición. A partir del flujo $\Phi_{(i)}$, se calculan las interacciones de estos primarios con la atmósfera a través de los modelos presentados en la Sección. 1.3 e implementados en el código CORSIKA (Heck y cols., 1998).

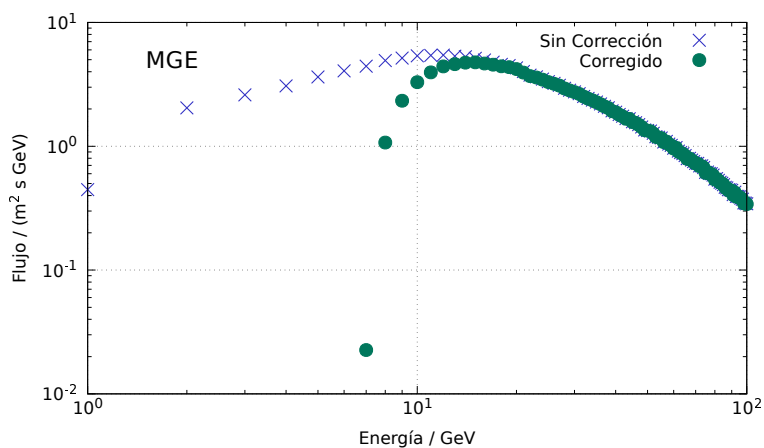
El efecto del CG en la propagación de las partículas es modelado por CORSIKA a partir del modelo IGRF. CORSIKA sigue a la partículas secundarias hasta un umbral de energía mínima (E_s). Para este trabajo esta energía es $E_s \geq 5 \times 10^{-2}$ GeV para μ^\pm y hadrones (excluyendo al π^0) y $E_s \geq 5 \times 10^{-5}$ GeV para e^\pm, π^0 y γ . Los perfiles de atmósfera se han modelado de acuerdo a los perfiles atmosféricos MODTRAN (Kneizys, Abreu, Anderson, Chetwynd, y cols., 1996) que están incluidos en CORSIKA. Para el caso de la ciudad de Bucaramanga se aplicó un modelo de atmósfera tropical, y para las ciudades de San Carlos de Bariloche y Malargüe un perfil de verano de latitud media.



(a)



(b)



(c)

Figura 18. Espectro de primarios, que producen al menos un secundario en el piso sin y con corrección por campo geomagnético (en condiciones calmas, $i = 1$) a 112.8 km s.n.m para las tres posiciones geográficas de interés: BGA (arriba izquierda), BRC (arriba derecha) y MGE (abajo centro). En las tres posiciones se observa que el flujo es afectado de forma gradual con la energía y que para energías superiores a ~ 20 GeV no aplica la corrección.

Dado el número de procesos e iteraciones necesarias (millones de lluvias para 1 h de flujo por sitio), se ajustó un *cluster* local de computo para estos cálculos, además de integrar estos códigos y modelos al *European Grid Infrastructure*¹³(EGI) a través de la Colaboración LAGO (Asorey, Cazar-Ramírez, y cols., 2015). Para esto, se hubo de implementar el CORSIKA en el *grid* del EGI a través de dos “sabores” de ejecución el *GridWay Metascheduler*¹⁴ (Huedo, Montero, y Llorente, 2001), y el *Catania Science Gateway interface* (Barbera, Fargetta, y Rotondo, 2011).

Debido a la complejidad computacional introducida por el refinamiento aquí descrito, se desarrolló una librería para cada sitio que contiene la información de los primarios dados por $\Phi_{(i)}$, empezando desde un umbral en momentum bajo $\sim (350 \times Z) \text{ MeV}/c$ (esto es 1 GeV de la energía total para protones). Posteriormente, a cada secundario que llega al suelo se agrega la información del RC primario que origino la respectiva EAS, con lo cual permite extraer el respectivo valor de R_m . Entonces, teniendo que cada secundario que llega al suelo proviene de un primario que ha arribado a la atmósfera, del término $R_{C(i)}$ (obtenido de acuerdo a las Ecuaciones. (36) y (41)), es posible determinar que secundarios son, o no, afectados por bajo condiciones dinámicas del campo magnético.

El primer resultado, y a manera de ejemplo, del modelado de las EAS producidas por una

¹³ <http://www.egi.eu>

¹⁴ <http://www.gridway.org/doku.php>

Tabla 4

Número de partículas secundarias producidas en el piso de Bucaramanga por una hora de flujo de primarios simulados. La sexta columna (Porcentaje) representa el porcentaje de primarios que produjeron al menos un secundario en el piso. Los valores de j_0 y α fueron extraídos de la Tabla. 1.

Elemento	Z	A	Partículas inyectadas	Partículas que producen secundarios	Porcentaje
H	1	0	17394336	612650	3.5 %
He	2	4	2318104	64487	2.8 %
C	6	12	59945	2709	4.5 %
O	8	16	58191	2932	5.0 %
Li	3	7	22712	774	3.4 %
Mg	12	24	13685	843	6.2 %
B	5	11	17000	436	2.6 %
Si	14	28	13446	794	5.9 %
N	7	14	12234	533	4.4 %
Ne	10	20	10598	591	5.6 %
Fe	26	56	7867	636	8.1 %
Be	4	9	6881	219	3.2 %
S	16	32	2035	148	7.3 %
Al	13	27	1782	113	6.3 %
Na	11	23	1539	76	4.9 %
Ca	20	40	1213	78	6.4 %
F	9	19	1007	56	5.6 %
Cr	24	52	764	62	8.1 %
Ar	18	40	711	42	5.9 %
Ti	22	48	661	43	6.5 %
Mn	25	55	510	43	8.4 %
K	19	39	436	27	6.2 %
V	23	51	354	28	7.9 %
P	15	31	353	17	4.8 %
Cl	17	35	305	28	9.2 %
Sc	21	45	204	11	5.4 %
Totales			19946859	688496	3.5 %

hora de flujo de RC (ver Tabla. 3) se presenta en la Tabla. 4, donde se muestra el número y porcentaje de primarios que produjeron al menos un secundario al nivel del suelo de la ciudad de Bucaramanga, Colombia. En esta tabla se observa que del total de primarios que llegan en una hora por metro cuadrado a la atmósfera de la Tierra, aproximadamente el $\sim 3\%$ de éstos produce al menos un secundario en el suelo.

El espectro de secundarios producidos por una hora de flujo de RC (Tabla. 4, Fig. 18), aplicando el modelo $R_{C(1)}$ se presenta en la Fig. 19. En esta figura, y para las tres posiciones geográficas, se observa que el máximo de energía para los e^\pm se encuentra en el orden de las decenas de MeV, con un máximo en ~ 11 MeV para los e^- y de ~ 35 MeV para los e^+ . En el caso de los fotones se observa que su distribución crece muy lentamente, con un máximo a energía de ~ 6 MeV. Esto puede entenderse por la forma en que evoluciona la cascada, donde la componente electromagnética evoluciona como un conjunto, teniendo que los e^\pm producen fotones por radiación de frenado, que a su vez producen pares. Este proceso es cíclico y continúa hasta llegar al nivel del suelo. A nivel del mar, este efecto es más marcado, presentando un máximo de la distribución de fotones a energías del orden de 1 MeV, correspondiente al umbral energético para que este proceso se desarrolle. La aniquilación de pares también es consecuencia del exceso observado de e^- respecto de e^+ , diferencia que se acentúa a las energías más bajas, donde la reacción de aniquilación $e^-e^+ \rightarrow 2\gamma$ se hace más probable, acompañada por el exceso de un 50 % observado en el canal de fotones a una energía de 0.511×10^{-3} GeV, pico característico de la aniquilación de un par.

Es importante resaltar de este resultado que los neutrones contribuyen a energías de décimas

Tabla 5

Diferencia relativa porcentual $\Delta\Xi_{10}$ (Ecuación. (42)) por tipo de secundario para la energía de 4.5×10^{-1} GeV para cada una de las posiciones geográficas de interés. Se observa que para las componentes electromagnética y muónica, $\Delta\Xi_{10}$ tiene una proporción inversa con la latitud; lo que no ocurre con la componente hadrónica (n y p^+), donde no se observa ningún tipo de relación. No obstante, la última fila muestra que son los hadrones, y en particular los n , las partículas que mayor son afectadas por el campo geomagnético.

Partícula	$-\Delta\Xi_{10}/\%$		
	BGA	MGE	BRC
γ	3.7	0.8	0.5
e^+	4.7	2.6	1.1
e^-	3.3	1.3	1.1
μ^+	19.9	13.3	8.5
μ^-	14.6	9.3	6.1
n	36.6	42.9	22.9
p^+	22.2	22.9	11.0
Total	24.7	29.1	13.6

de GeV, más que la componente de muones y con cerca de un orden magnitud por encima que los protones. Sin embargo, para energías superiores a 1 GeV, la componente muónica domina por más de dos órdenes de magnitud a la de neutrones. Para más detalles de este espectro de secundarios consultar (Hernán., 2012), y las referencias allí citadas.

Teniendo en cuenta la notación presentada en la Sección. 2.2, el flujo de secundarios a nivel del suelo se denota como $\Xi_{(i)}$, con el índice i denotando el tipo de corrección por CG. Para entender qué tan importante pueden llegar a ser estas correcciones sobre el espectro de secundarios

(Fig. 19), se define la diferencia relativa porcentual $\Delta\Xi_{ij}$ como

$$\Delta\Xi_{ij} = 100 \left(\frac{\Xi_{(i)}}{\Xi_{(j)}} - 1 \right) \%, \quad (42)$$

La Fig. 20 presenta $\Delta\Xi_{10}$ para cada uno de los lugares de interés (BGA, BRC y MGE). En cada una estas figuras se observa que para energías menores a 100 MeV la diferencia fluctúa alrededor de 7 % para BGA, 2 % para BRC y 3 % para MGE. En las tres posiciones, para la banda de energía entre 100 MeV y 3 GeV, se observa un pico en ~ 500 MeV, y para energías superiores a 3 GeV la diferencia cae a cero, comportamiento esperado y congruente con el hecho que primarios de alta energía, con R_m muy altas, producen secundarios de alta energía.

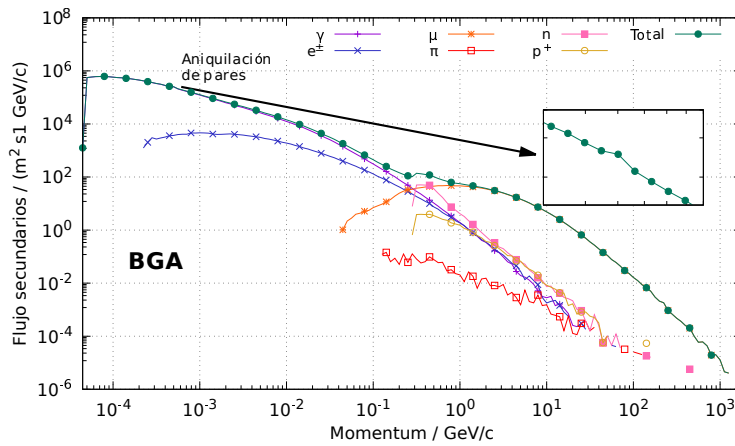
Con el objeto de entender el origen del pico que se presenta en todas las posiciones, la Tabla. 5 presenta $\Delta\Xi_{10}$ por tipo de secundario que contribuyen a la banda de energía de 100 MeV a 3 GeV. En esta tabla se observa que, para las tres posiciones, las partículas que más contribuyen a esta banda de energía son los neutrones (con un 36.6 % para BGA, un 22.9 % para BRC y 42.9 % para MGE), seguidos de los protones (que son un orden de magnitud menos abundantes que los neutrones, ver Fig. 19). Aplicaciones derivadas de estos resultados se presentan en el Capítulo. 5.

Es importante resaltar que la influencia del CG sobre el espectro estimado de secundarios a nivel suelo, no había sido reportado en la literatura (ver (D. F. Smart y Shea, 2009; Mishev y Usoskin, 2018; Gvozdevsky y cols., 2018)) con el nivel de resolución aquí presentado, esto es: como función del tiempo, considerando toda la zona de penumbra, por dirección cenital de arribo

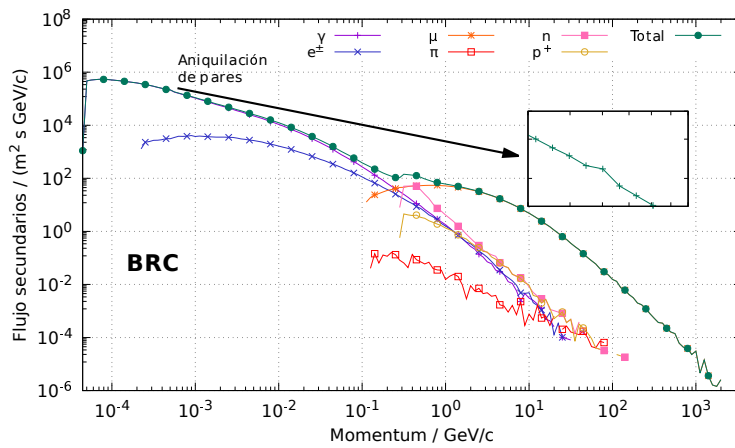
de los primarios, por tipo de secundario, para un rango de siete ordenes de magnitud en energía y para diferentes posiciones geográficas. De hecho, la relevancia de este método se aprecia en las Figs. 18(c) y 20(c), donde se se observa la diferencia entre la forma tradicional que tenía el observatorio Pierre Auger para estimar el espectro esperado de secundarios a nivel del suelo (sin corrección por CG) y la diferencia de tener en cuenta el CG en esta estimación, tanto para el flujo de primarios como para el de secundarios.

Los resultados obtenidos en este capítulo fueron publicados en la revista *AGU Space Weather* (Asorey, H., Núñez, L., A., Suárez-Durán, M, *Preliminary results from the Latin American Giant Observatory Space Weather Simulation Chain*, *Space Weather*, 16 (5), 461-475, 2018)¹⁵ (Asorey, Núñez, y Suárez-Durán, 2018).

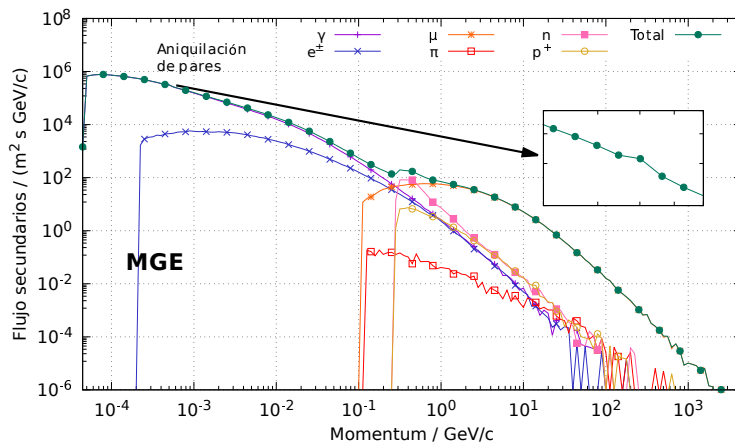
¹⁵ doi:abs/10.1002/2017SW001774



(a)

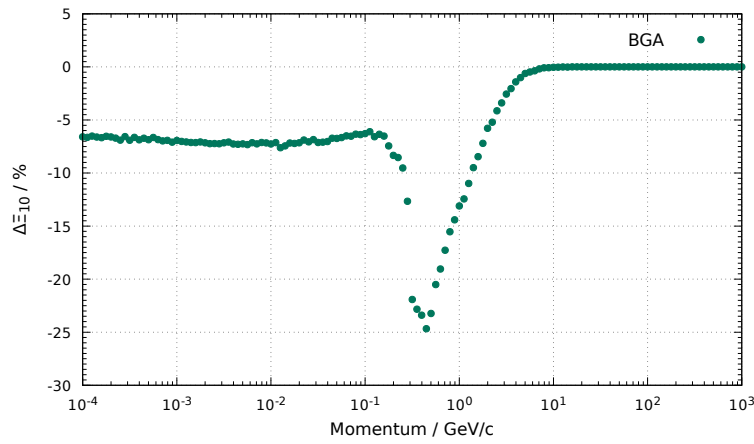


(b)

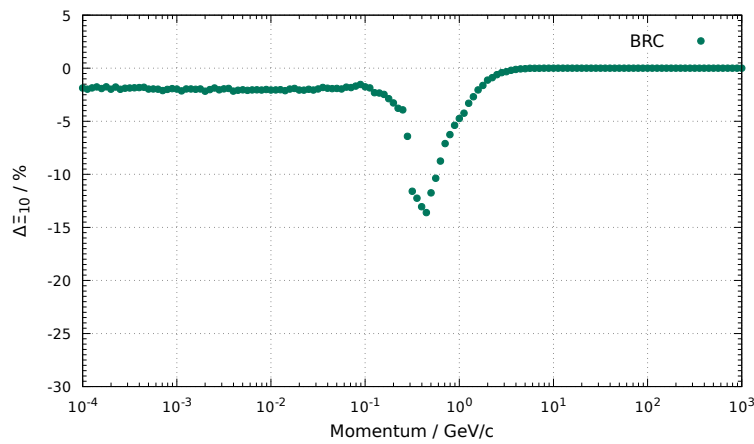


(c)

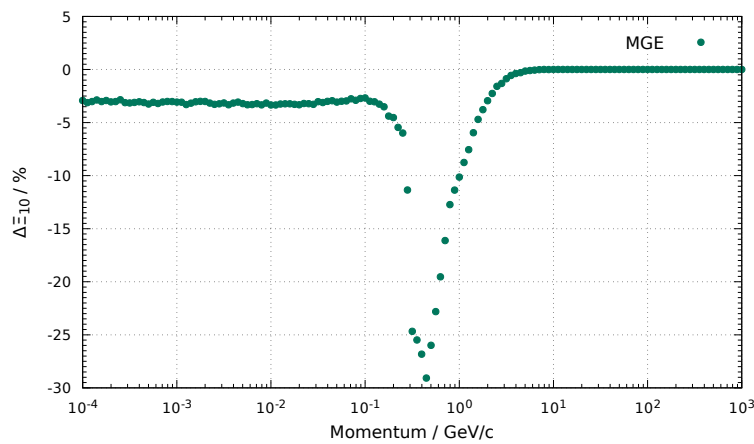
Figura 19. Espectro de todos los secundarios (verde) y por familias de partículas: fotones (morado), electrones (celeste), positrones (azul oscuro), neutrones (rosado), protones (rojo) y hadrones (negro). El pico que se resalta en los tres gráficos corresponde a 0.511×10^{-3} GeV que es la energía en que los fotones producen por aniquilación de pares.



(a)



(b)



(c)

Figura 20. Resultado de la diferencia porcentual relativa ΔE_{10} (Ecuación. (42)). Para cada una de las posiciones de interés: BGA (a), BRC (b) y MGE (c). Para los tres casos se observa un pico en ~ 500 MeV y ubicado entre 100 MeV y 3 GeV.

3. Detectores de rayos cósmicos en superficie

El estudio de los rayos cósmicos desde la superficie terrestre se realiza de forma indirecta, esto es a través de la detección de las partículas secundarias producidas en las lluvias atmosféricas extendidas. Este trabajo se enfocó en dos técnicas y/o tecnologías que permiten esta detección indirecta: los detectores Cherenkov de agua y los centelladores plásticos. Lo anterior porque son éstas tecnologías las empleadas en los observatorios LAGO y Pierre Auger.

La Sección. 3.1 presenta la física implicada en los detectores Cherenkov de agua, su funcionamiento y calibración. En este punto se destaca la instalación y calibración de uno de estos instrumentos en la ciudad de Campina Grande; actividad realizada en los últimos meses de este trabajo doctoral.

El fenómeno de centelleo en materiales plásticos (orgánicos) y cómo éste es empleado en la detección de partículas cargadas se presenta en la Sección. 3.2. Sección en la que se detalla el montaje experimental de un modelo de este tipo de detectores y su eventual calibración; procedimientos realizados como parte de una estadía de investigación en el *Fermi National Accelerator Laboratory*¹⁶.

¹⁶ <https://www.fnal.gov/>

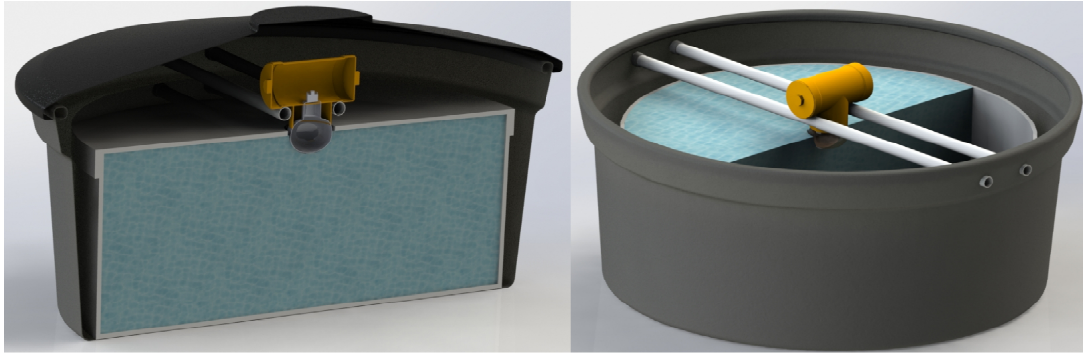


Figura 21. Esquema de un detector Cherenkov de agua. El agua, representada en color azul, esta contenida dentro de un cilindro formado por Tyvek, representado por la banda de color blanco que envuelve el volumen de agua, en la figura de la izquierda. En esta misma figura se nota como el foto-cátodo (área sensible a los fotones Cherenkov) del dispositivo foto-electrónico esta completamente sumergida en el agua. En la figura de la derecha se observa el dispositivo foto-electrónico suspendido en el centro del detector por un soporte mecánico (cilindro amarillo y barras blancas que van a lo largo del diámetro del detector).

Siendo la detección de las partículas secundarias el eje principal de este trabajo, y que el mismo se enmarca dentro de los objetivos científicos de los observatorios LAGO y Pierre Auger, el presente capítulo finaliza con una descripción de estos dos observatorios; como ejemplos de detectores de rayos cósmicos en superficie.

3.1. Detector Cherenkov de Agua

Los detectores Cherenkov de agua (WCD, por sus siglas en inglés) son dispositivos que registran el paso de partículas cargadas a partir de la emisión de radiación Cherenkov. El diseño básico de estos instrumentos consiste en un contenedor de agua, cuyas paredes estén recubiertas de un material difusivo y dispersivo, y un dispositivo foto-electrónico que permite convertir la radiación

Cherenkov en señales eléctricas (ver Fig. 21).

La radiación, o efecto Cherenkov fue descubierto por Pavel Alekseyevich Cherenkov en la década de 1930 (Cerenkov, 1934; V., 1958) y es generada por la interacción de partículas cargadas con las moléculas que componen un material dieléctrico, si y solo si, la velocidad de fase de los fotones en el material es menor que la velocidad de propagación de las partículas. Cuando se cumple esta condición, se inducen campos electromagnéticos que polarizan y despolarizan las moléculas del dieléctrico, generando un campo electromagnético dipolar (fotones Cherenkov) a grandes distancias, relativas a las distancias inter-moleculares (ver Fig. 22(a)). La velocidad crítica que deben tener las partículas cargadas puede encontrarse a partir de una reconstrucción de Huygens, esto es, se asume que el campo dipolar inducido es un frente de onda que se reconstruye siguiendo el principio de Huygens¹⁷. De esta manera, para que el frente de onda se propague por el medio, un fotón -emitido en cierto punto- debe gastar el mismo tiempo en recorrer una cierta distancia r , que el tiempo que le tomaría a la partícula cargada en recorrer una distancia s , en donde se emitiría un nuevo fotón con igual fase al primero. La Fig. 22(b) ilustra este análisis, a partir del cual se infiere la relación

$$\cos \alpha_c = \frac{1}{\beta \sqrt{\epsilon(\omega)}}, \quad (43)$$

donde α_c es el ángulo crítico con el que se emiten los fotones Cherenkov, β es la razón entre la

¹⁷ Todo frente de onda puede considerarse como una fuente de ondas esféricas, que se extienden en todas direcciones con la misma frecuencia y longitud de onda del que proceden.

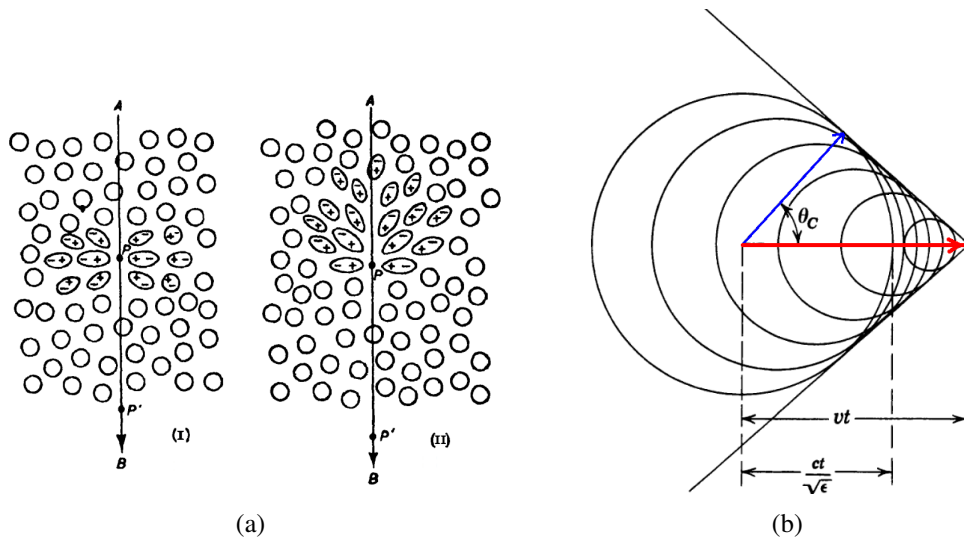


Figura 22. Izquierda: polarización de las moléculas de un medio dieléctrico por el paso de una partícula cargada. (I) si la velocidad de la partícula es menor a la velocidad de fase de los fotones en el medio, (II) si la velocidad es mayor a la velocidad de fase de los fotones en el medio (V., 1958). Derecha: representación del análisis geométrico para encontrar la condición de velocidad crítica de radiación Cherenkov. La línea en azul representa la distancia r recorrida por un fotón emitido en un punto y la línea roja la distancia r recorrida por la partícula cargada (John., 1998).

velocidad de la partícula y la de la luz en el vacío (v/c), $\epsilon(\omega)$ es la constante dieléctrica del medio¹⁸ y ω es la frecuencia de oscilación del campo dipolar inducido. A partir de la Ecuación. (43) se infiere entonces que la energía mínima para que una partícula de masa m_0 genere radiación Cherenkov (E_{Ch}) en un medio con índice de refracción n debe ser igual a

$$E_{Ch} = m_0 c^2 \frac{n}{(n^2 - 1)^{1/2}}. \tag{44}$$

En el caso de un muon atravesando un volumen de agua, con $n = 1.33$, la E_{Ch} sería de

¹⁸ Expresando el índice de refracción del medio como $n \approx \sqrt{\epsilon(\omega)}$.

~ 160.17 MeV, a un ángulo de emisión de $\sim 41^\circ$. La producción de fotones Cherenkov ($N_{\gamma_{\text{Ch}}}$) se mantiene mientras se cumpla la condición $\beta\varepsilon(\omega) > 1$ y puede ser estimada a partir de la energía radiada -por efecto Cherenkov- a lo largo del recorrido que realiza la partícula; estimación que se deriva de la ecuación de Frank-Tamm (John., 1998),

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{Ze}{c}\right)^2 \int_{\beta\varepsilon(\omega) > 1} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2\varepsilon(\omega)}\right) d\omega, \quad (45)$$

con x como la distancia recorrida en el medio y Ze la carga eléctrica. Para el caso particular del agua, la producción de $N_{\gamma_{\text{Ch}}}$ en el espectro visible, se calcula aproximando como constante el índice de refracción, de acuerdo a la Fig. 23(a). Lo anterior simplifica la última integral a

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{2} \left(\frac{Ze}{c}\right)^2 \left(1 - \frac{1}{\beta^2\varepsilon}\right) (\omega_2^2 - \omega_1^2). \quad (46)$$

De esta manera, la energía total radiada en una cierta distancia l será $E_x = \int_0^l (dE/dx) dx'$. Esta energía dividida entre la energía de un fotón en el rango del visible (hc/λ) da como resultado el estimado de la producción de fotones Cherenkov:

$$N_{\gamma_{\text{Ch}}} = \pi\alpha_{\text{EM}} l \bar{\lambda} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_2^2} - \frac{1}{\lambda_1^2}\right), \quad (47)$$

donde $\alpha_{\text{EM}} = e^2/\hbar c$ es la constante de estructura fina y $\bar{\lambda}$ la longitud de onda promedio entre λ_2 y λ_1 .

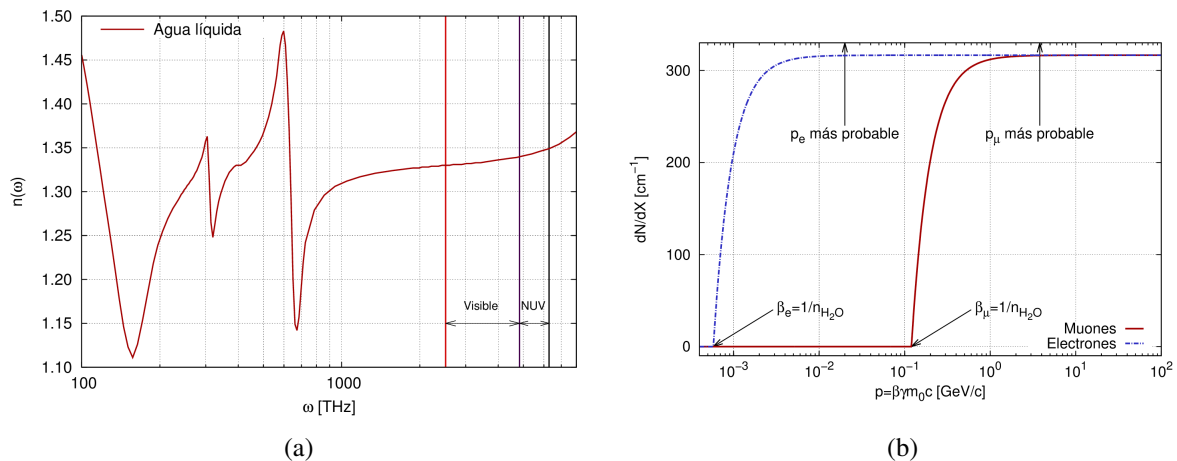


Figura 23. Derecha, índice de refracción del agua como función de la frecuencia angular. Datos tomados de (Hale y Querry, 1973). Izquierda, número de fotones Cherenkov por centímetro producidos por un muon con energía cinética de 1 GeV, de acuerdo a la Ecuación. (47).

En el caso de los WCD prima maximizar $N_{\gamma_{\text{Ch}}}$ sobre la dirección de propagación de la partícula al interior del detector. Para esto, se usa un material reflexivo y difusivo, que para los observatorios LAGO y Pierre Auger corresponde al material denominado Tyvek[®]¹⁹. El Tyvek[®] es un material sintético hecho de fibras de polietileno de alta densidad que garantiza un alto porcentaje de difusión y reflectividad para fotones en el rango de onda del óptico (Etchegoyen y cols., 2005a; Filevich, Bauleo, Bianchi, Martino, y Torlasco, 1999). Estas longitudes de ondas son de interés porque el instrumento foto-electrónico que se emplea en los WCD de ambos observatorios es un Fotomultiplicador (PMT, por sus siglas en inglés).

Los PMT son dispositivos de alta sensibilidad espectral, en la banda de 300 nm y 570 nm,

¹⁹ http://www2.dupont.com/Tyvek/en_US/

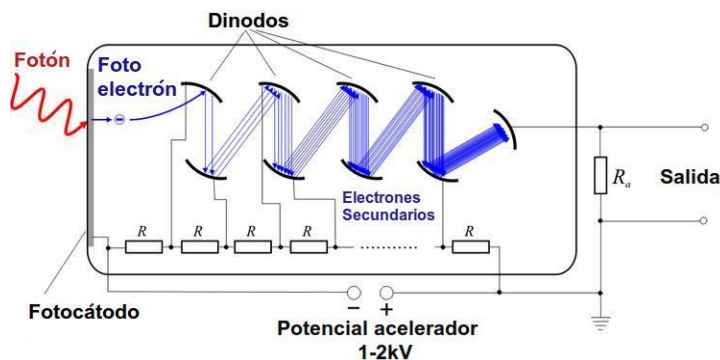


Figura 24. Esquema de amplificación de la señal entrante en un PMT. En rojo se representa un fotón que incide en el foto-cátodo del PMT, produciendo un foto-electrón (azul) que es atraído hacia los dinodos, debido al campo eléctrico producido por la diferencia de potencial entre los mismos. Por cada interacción dinodo - foto-electrón, se desprenden dos electrones, obteniendo en la salida un flujo de corriente que al pasar por la resistencia R_a es leída como una diferencia de potencial.

que usa el principio fotoeléctrico para generar un flujo de corriente en función de un número de fotones incidentes. Un PMT consta de un fotocátodo donde se producen electrones que se aceleran por una serie de electrodos, o dínodos, conectados a una serie de diferencias de potencial en cascada²⁰, ver Fig. 24. En general, los PMT usados por ambos observatorios se caracterizan por tener una eficiencia cuántica máxima del 25 % (Hernán., 2012; Allard y cols., 2008; Galindo y cols., 2017).

3.1.1. Calibración de un Detector Cherenkov de agua. Como se describió en la sección anterior, y teniendo en cuenta la Ecuación. (45), la respuesta de un WCD depende de la convolución de la energía depositada por la partícula, la producción de fotones Cherenkov y la geometría del detector. Luego, la calibración de los WCD se realiza en función de la energía que depositan

²⁰ La diferencia de potencial en cascada son potenciales eléctricos que aumentan de electrodo a electrodo.

los muones que atraviesan verticalmente el detector, esto es que entran por la tapa y salen por la base. Esta definición fue desarrollada por el observatorio Pierre Auger para calibrar sus detectores de superficie (WCD) (Etchegoyen y cols., 2005b; Bertou y cols., 2006), y al valor de esta energía depositada se le denomina VEM, por sus siglas en inglés, *Vertical Equivalent Muon*. La determinación del valor del VEM se realiza a partir de la convolución entre el poder del frenado del muon en agua, $\sim 2 \text{ MeV/cm}$ (NIST, 2000; GROOM, MOKHOV, y STRIGANOV, 2001), y la distancia recorrida al interior del WCD (Etchegoyen y cols., 2005b; Hernán., 2012).

El primer paso en la calibración consiste en caracterizar los pulsos de señal producidos por los muones. En el caso de los detectores LAGO y Pierre Auger, se toman como características del pulso su amplitud e integral en el tiempo. En ambos observatorios, los pulsos tienen valores discreto en amplitud y tiempo, esto es, las electrónicas tienen una velocidad de muestreo de 40 MHz y un convertidor análogo digital de 10 bits.

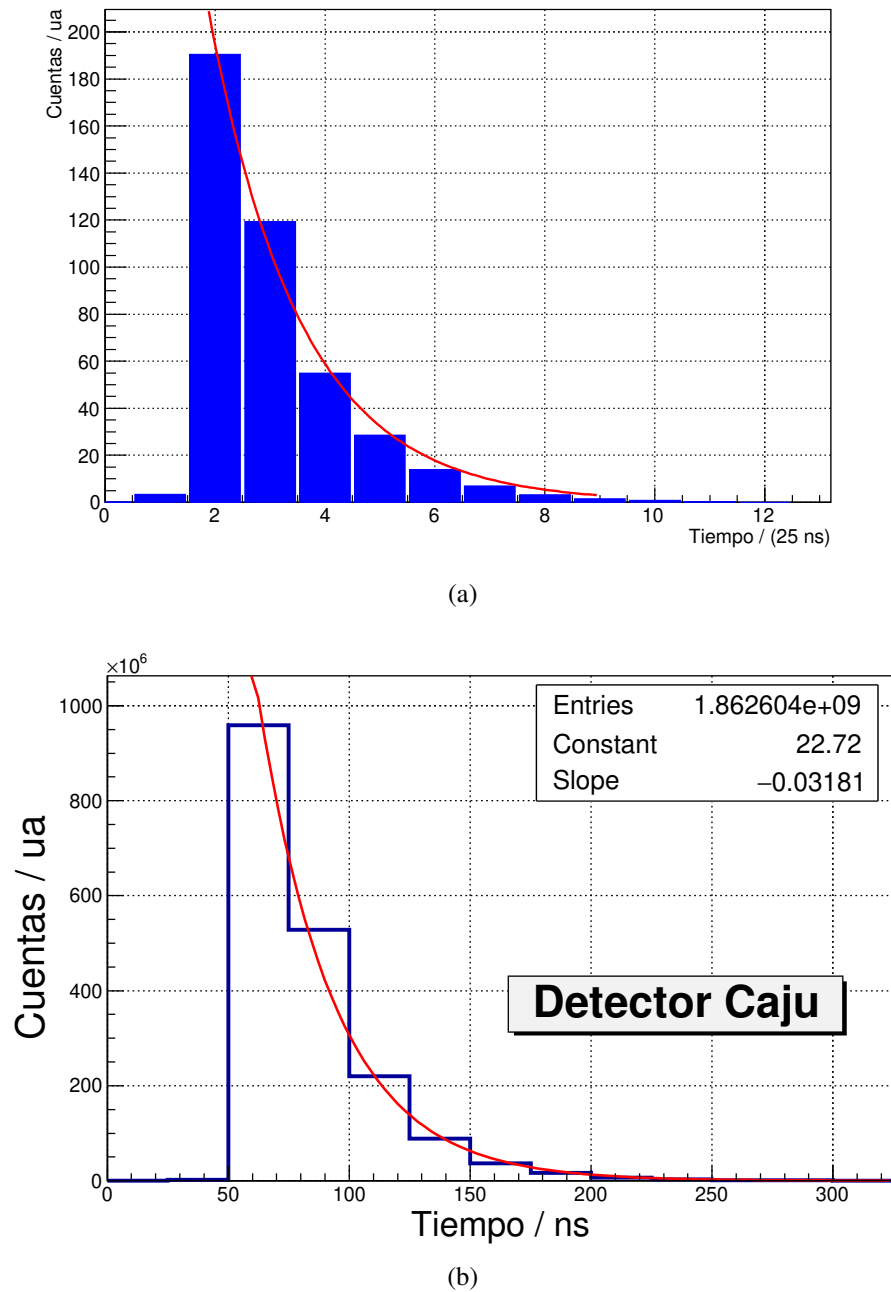


Figura 25. Pulso característico de dos WCD del observatorio LAGO: Chitaga (a), instalado en la ciudad de Bucragamanga, Colombia; y Caju (b), instalado en la ciudad de Campina Grande, Brasil. El ajuste (línea roja) se realizó de acuerdo a la función exponencial ($\exp(a + b \times t)$). Los valores del ajuste para Chitaga son: $a = 6.47$ y $b = -0.59$; mientras que para Caju: $a = 22.72$ y $b = -0.032$. De acuerdo a los ajustes, el tiempo característico para Chitaga es de 42 ns, y para Caju 31 ns. En los dos histogramas, el bin con mayor amplitud se denomina ADC_p y la integral en el tiempo ADC_q (Ecuación. (50)).

La duración temporal de cada pulso es de 300 ns (12 bins de 25 ns), con una amplitud de 1024 ADC²¹ y rango dinámico de 0 V a 2 V. Esto quiere decir que la relación entre amplitud de la traza en voltios y ADC es

$$1 \text{ ADC} = \frac{2 \text{ V}}{2^{10}} = 1.95 \text{ mV.} \quad (48)$$

Por otra parte, cada ADC para cada bin temporal, es causado por los fotones ópticos que producen un flujo de electrones en el PMT. Así, por ley de Ohm, se tiene que la carga eléctrica (número de electrones) producidos en la salida del PMT por el paso de una partícula que atraviesa el WCD es

$$q = \int_0^t \frac{V(t)}{R} dt, \quad (49)$$

donde q representa la carga eléctrica, R y $V(t)$ el valor de la resistencia y el voltaje producido a la salida del PMT, respectivamente. Por consiguiente, el valor de q es proporcional a la energía que ha depositado la partícula en el WCD. La respuesta del detector al paso de una partícula se caracteriza por los parámetros: amplitud máxima, denotado como ADC_p y denominado pico de aquí en adelante; y la integral del pulso, denominada en adelante ADC_q y definida como

$$\text{ADC}_q := \sum_{i=0}^{i=n} \text{ADC}_i, \quad (50)$$

donde el índice i corresponde al valor en ADC del i -ésimo bin temporal. La Fig. 25 presenta el pul-

²¹ Unidad de voltaje al nivel del conversor análogo-digital

so típico producido por dos WCD, uno instalado en la ciudad de Bucaramanga, Colombia y otro en la ciudad de Campina Grande, Brasil. Para determinar a qué número de ADC_p y ADC_q corresponden los muones tipo VEM, se recomienda usar un dispositivo que permita estimar cuándo una partícula ha ingresado por la tapa y salido por la base del WCD, pudiendo determinar qué señales corresponden a las tipo VEM. A partir de este montaje experimental se realiza una adquisición de fondo durante un cierto tiempo, y eventualmente una adquisición donde solo se tienen en cuenta los eventos tipo VEM. A partir de estos registros se construyen y superponen los histogramas de ADC_p y ADC_q , respectivamente.

En los histogramas de fondo, se deben identificar dos picos, donde uno de ellos debe corresponderse con los muones. Lo anterior debido a que los e^\pm y los μ^\pm son las partículas dominantes al nivel del suelo (ver los resultados presentados en la Fig. 19). En esta superposición de histogramas, se identifica el valor en ADC para los eventos tipo VEM, que se denota como VEM_p y VEM_q , según corresponda.

El valor VEM_q es equivalente a la energía que deposita el muon en el detector, esto es el poder de frenado multiplicado por la altura del WCD. Posteriormente, en el histograma de fondo, se identifica el valor en ADC para el pico asociado a los muones, que se denota como p_{VEM} en los histogramas de pico y q_{VEM} en los de carga. Este pico aparece ligeramente corrido respecto al $VEM_{p/q}$, porque en la distribución del fondo la señal está dominada por muones que realizan

trayectorias diagonales. A partir del valor VEM_q se establece la relación

$$1 \text{ VEM [MeV]} \rightarrow 1 \text{ VEM [ADC]}. \quad (51)$$

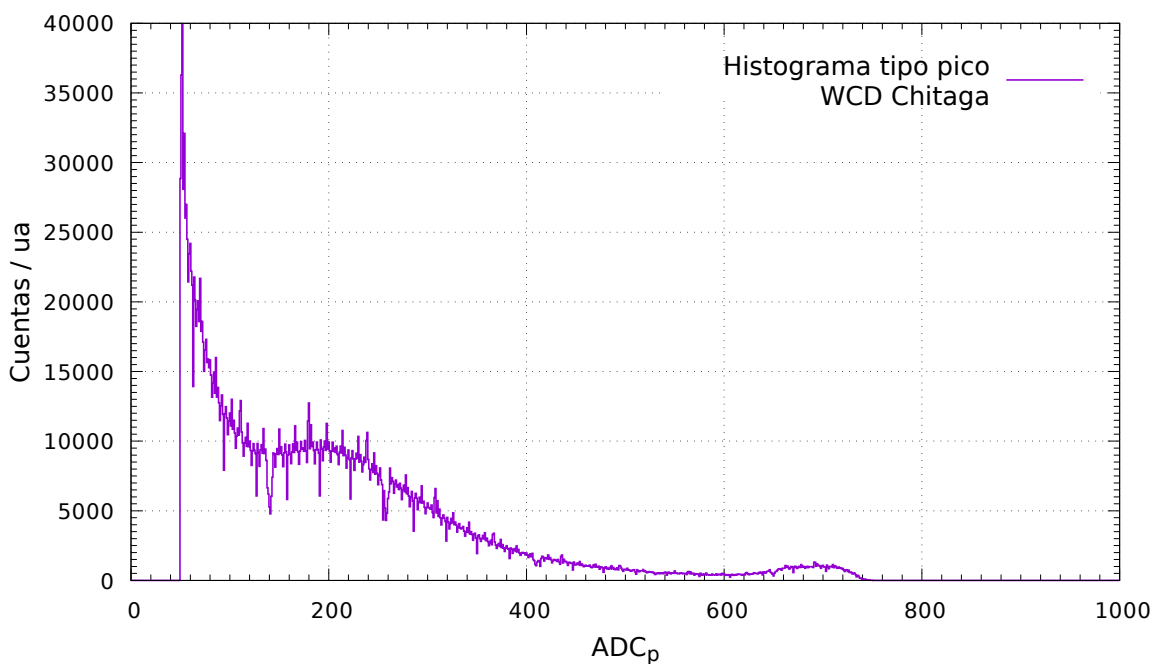
A partir de esta relación, se convierte de unidades ADC a unidades de energía, MeV. Este procedimiento aplica de forma equivalente para los histogramas de pico. Así por ejemplo, un WCD de 1 m de alto, con joroba de muon ubicada en 200 ADC, entonces $1 \text{ VEM} \rightarrow 200 \text{ ADC} \rightarrow 200 \text{ MeV}$.

En el caso del observatorio Pierre Auger, se estimaron los valores de VEM_p y VEM_q a partir del montaje experimental descrito anteriormente (Etchegoyen y cols., 2005a). Por otra parte, el observatorio LAGO, dada su magnitud y la diversidad de geometrías de sus detectores, no se ha realizado un estudio de este tipo. Por esta razón, en el presente trabajo doctoral se desarrolló un modelo computacional (Capítulo. 4) que permite estimar los valores VEM_p y VEM_q , además de entender cómo cada tipo de secundario contribuye a los respectivos histogramas.

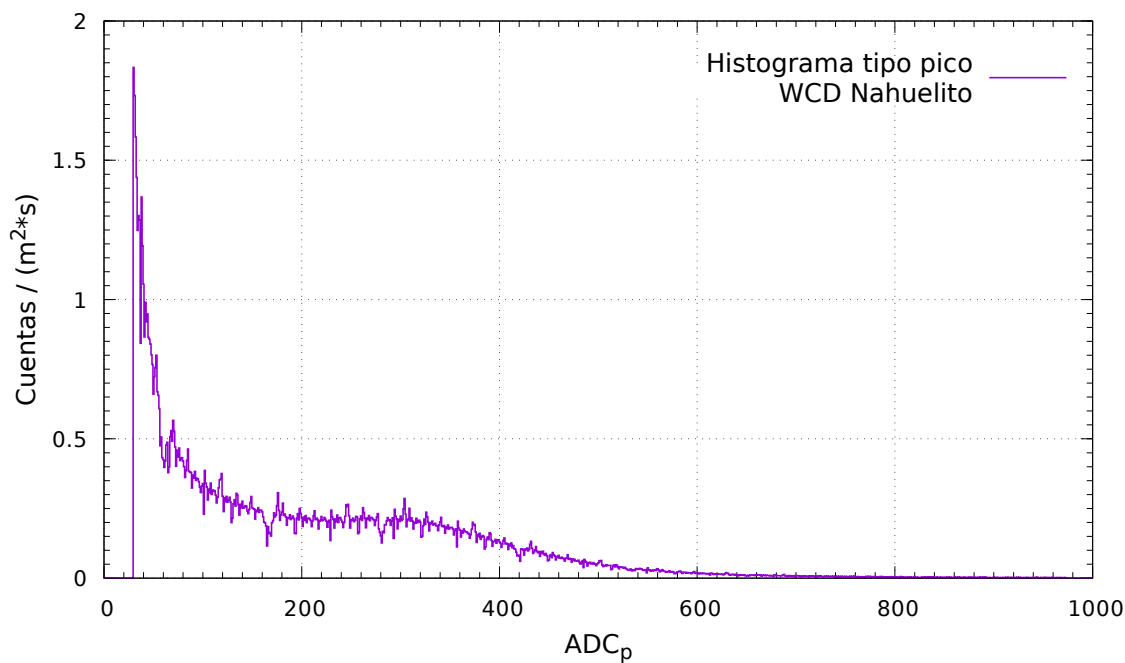
En este trabajo doctoral se usaron datos de tres WCD del observatorio LAGO: Chitaga (altura 90 cm y radio 105 cm), instalado en la ciudad de Bucaramagna, Colombia; Nahuelito (altura 133 cm y radio 48 cm) instalado en la ciudad de San Carlos de Bariloche, Argentina; y Caju (altura 142 cm y radio 93 cm), instalado en la ciudad de Campina Grande, Brasil. Este último instalado como parte del desarrollo de esta tesis. Además se usaron datos del observatorio Pierre Auger. Las Figs. 26 a 29 presentan los histogramas típicos de pico y carga para los detectores mencionados.

En cada uno de estos histogramas se identifica una estructura de dos jorobas. Cada joroba se corresponde a un tipo de partícula que ha atravesado el WCD.

El análisis de las Figs. 26 a 29 se realiza a partir de los resultados presentados en la Fig. 19 y del poder de frenado en agua de los muones y electrones (para ambos $\sim 2 \text{ MeV/cm}$ (NIST, 2000; Groom, 2001)). En esta última figura se observa que los secundarios dominantes, y que pueden generar radiación Cherenkov (Ecuación. (44)), corresponden a e^\pm y μ^\pm , con energías típicas de $\sim 10 \text{ MeV}$ y $\sim 1 \text{ GeV}$, respectivamente.

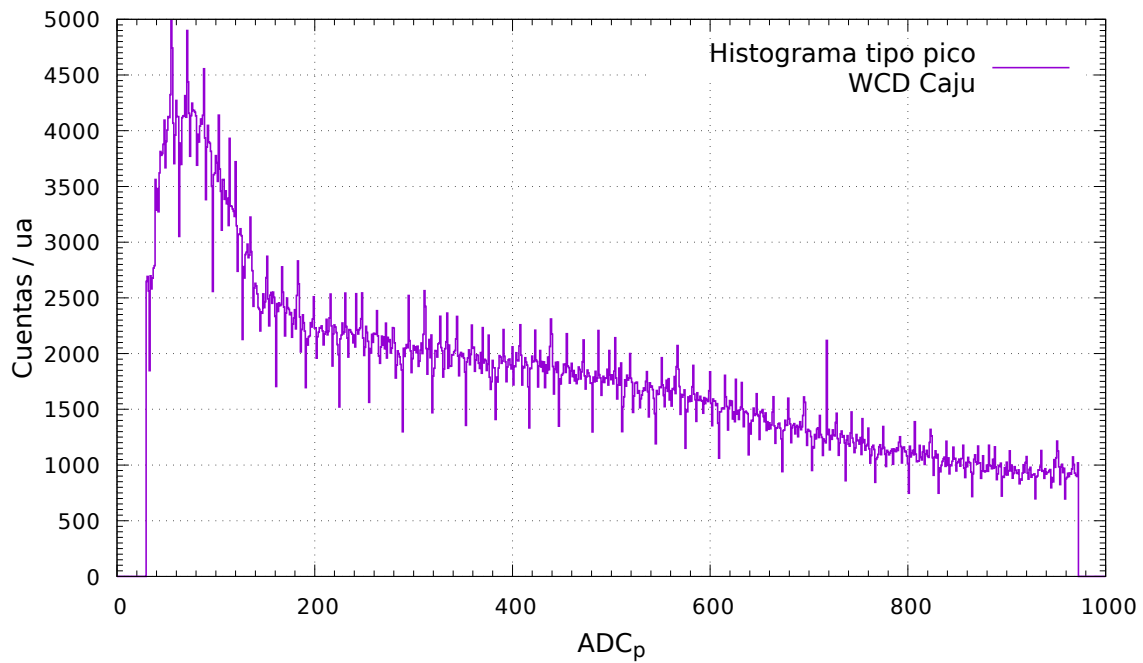


(a)

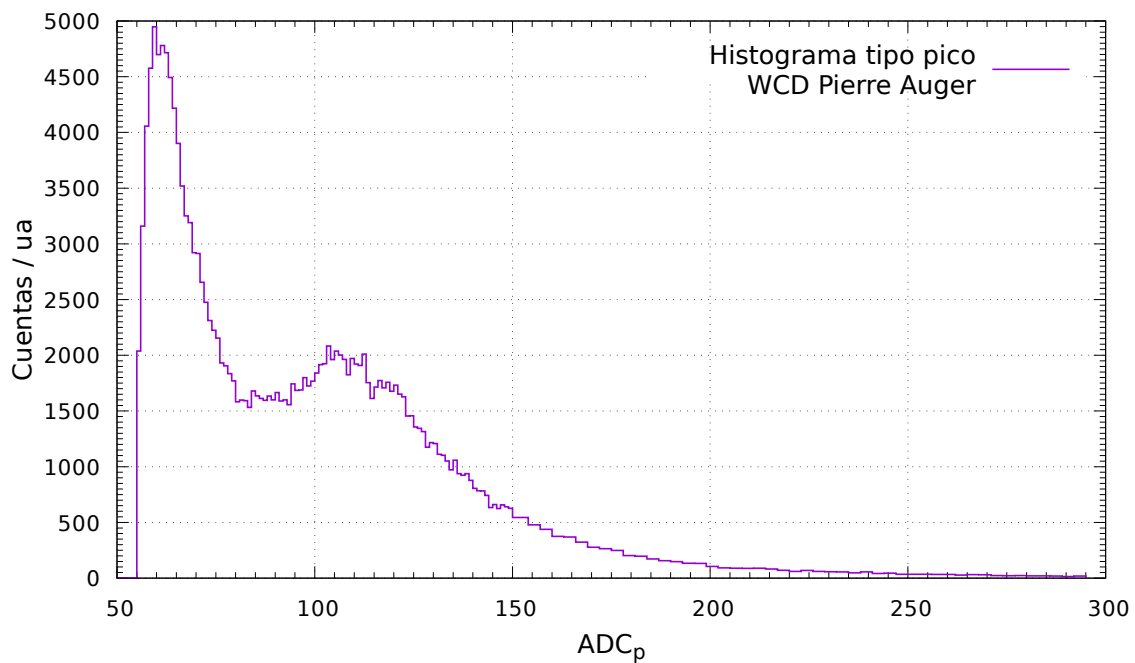


(b)

Figura 26. Histograma de pico típico registrado por los detectores Chitaga (a) y Nahuelito (b). Para los dos detectores se observa la presencia de dos picos, el primero de ellos asociado a partículas tipo e^{\pm} y el segundo a μ^{\pm} , por lo que se denominó joroba de muon. El valor en ADC para el pico de la joroba del muon se usó como valor de referencia para la calibración de los WCD. En ambas figuras es notable el nivel de ruido en los histogramas, causado por la naturaleza estocástica de los eventos y su interacción con el detector.

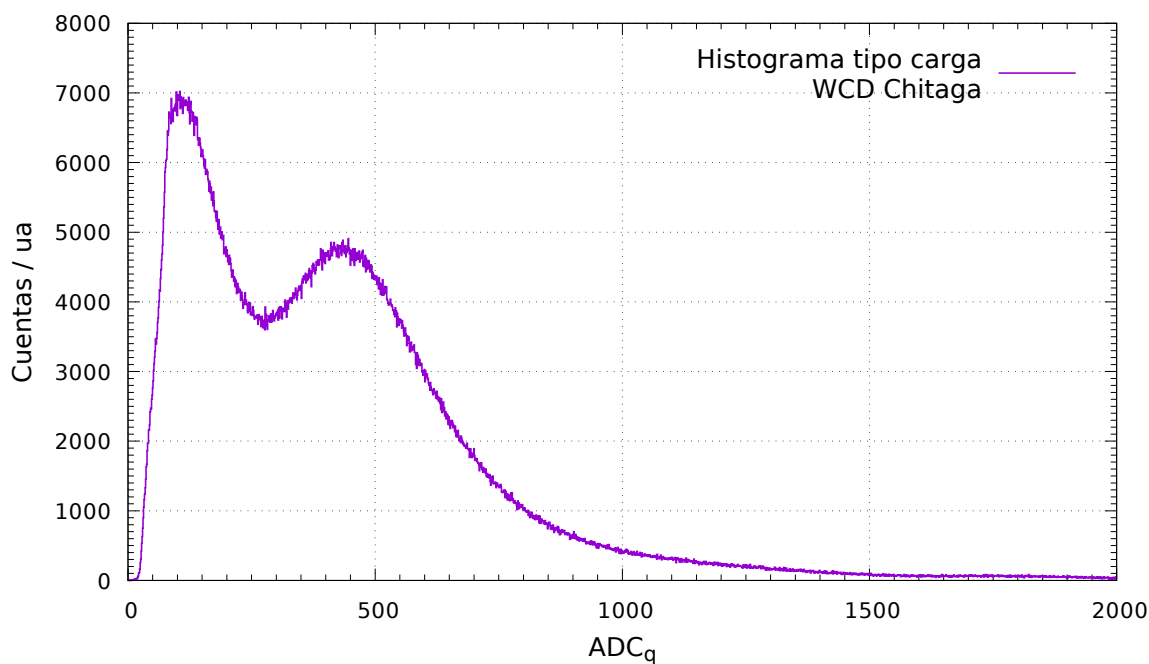


(a)

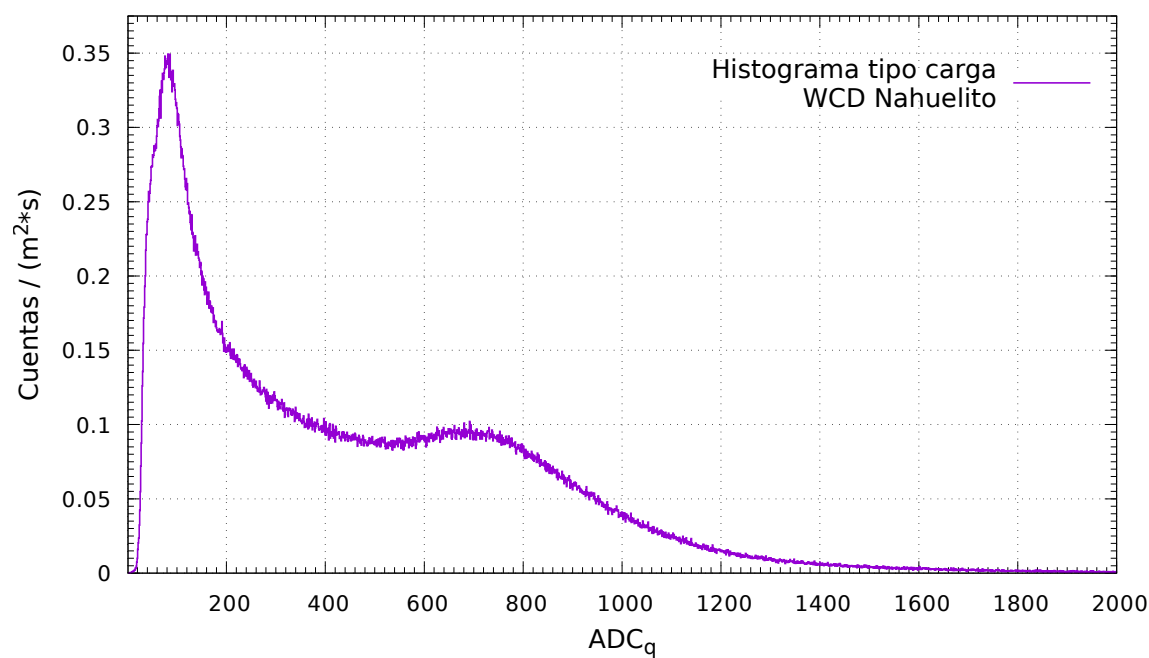


(b)

Figura 27. Histograma de pico típico registrado por los detectores Caju (a) y Pierre Auger (b). Para los dos detectores se observa la presencia de dos picos, el primero de ellos asociado a partículas tipo e^\pm y el segundo a μ^\pm , por lo que se denominó joroba de muon. El valor en ADC para el pico de la joroba del muon se usó como valor de referencia para la calibración de los WCD. En la figura (c) es notable el nivel de ruido en los histogramas, causado por la naturaleza estocástica de los eventos y su interacción con el detector; ruido que desaparece en la figura (b) debido a la estadística empleada en la construcción del histograma (~ 1000 histogramas, uno por detector).

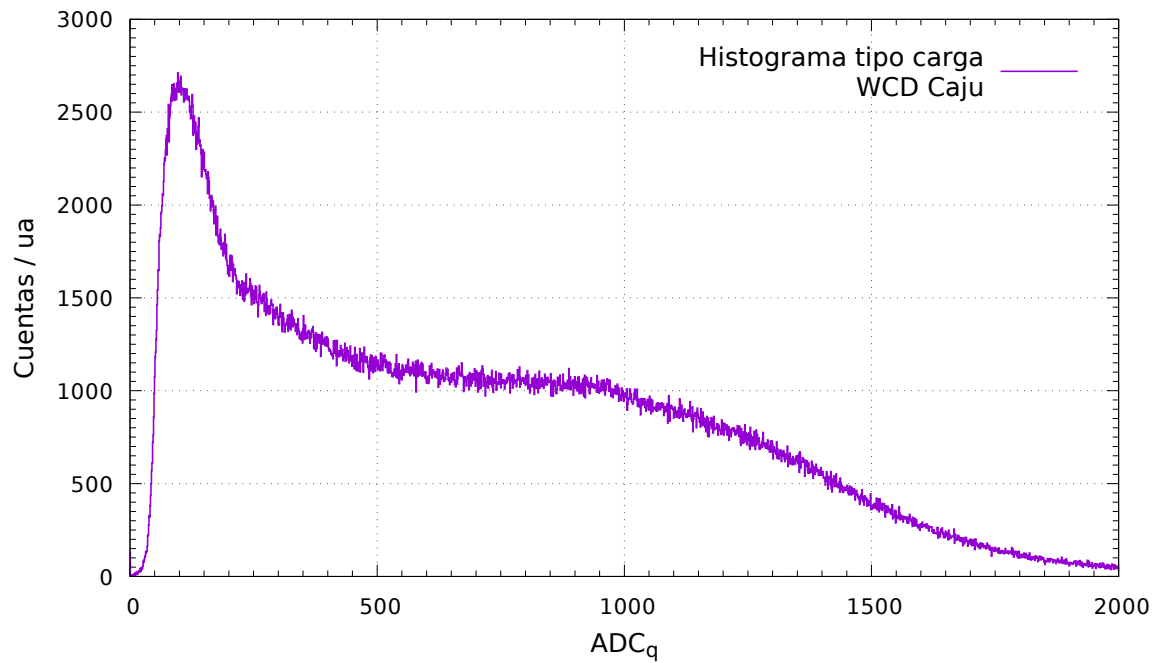


(a)

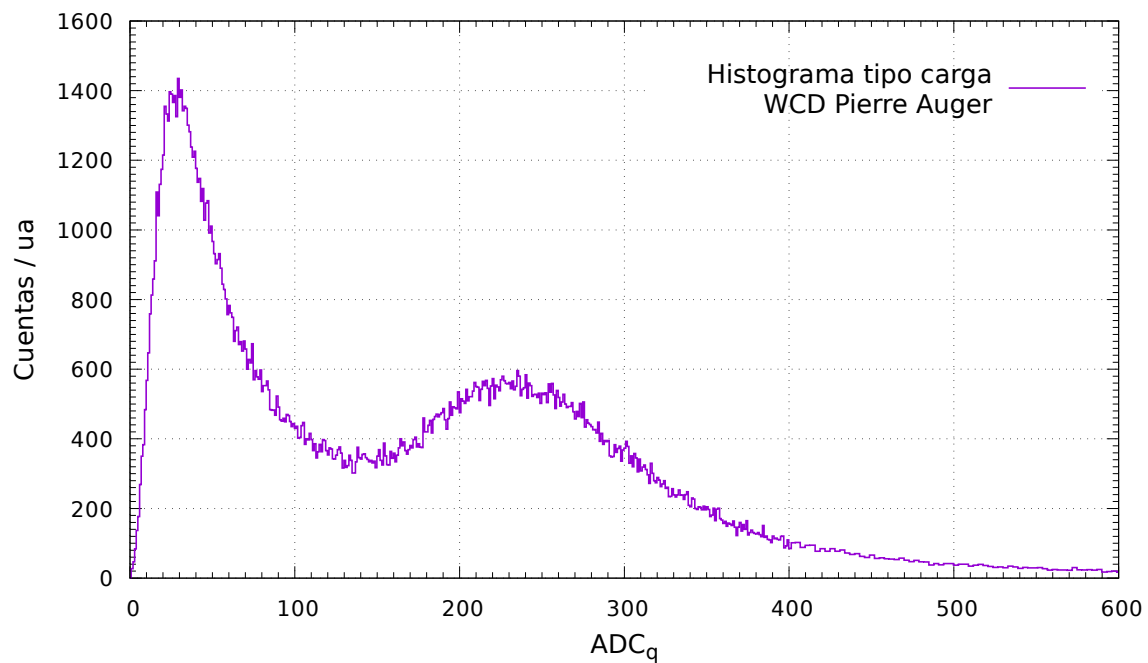


(b)

Figura 28. Histograma de carga típico registrado por los detectores Chitaga (a) y Nahuelito (b). Para los dos detectores se observa la presencia de dos picos, el primero de ellos asociado a partículas tipo e^\pm y el segundo a μ^\pm , por lo que se denominó joroba de muon. El valor en ADC para el pico de la joroba del muon se usó como valor de referencia para la calibración de los WCD.



(a)



(b)

Figura 29. Histograma de carga típico registrado por los detectores Caju (a) y Pierre Auger (b). Para ambos detectores se observa la presencia de dos picos, el primero de ellos asociado a partículas tipo e^\pm y el segundo a μ^\pm , por lo que se denominó joroba de muon. El valor en ADC para el pico de la joroba del muon se usó como valor de referencia para la calibración de los WCD.

De esta manera, y teniendo que todos los detectores tienen una altura mayor a 10 cm, se espera que las joroba con menor valor ADC_p y ADC_q correspondan a señales producidas por e^\pm , mientras que las de mayor valor correspondan a partículas tipo muon, ya que estos pueden atravesar completamente el detector; razón por la cual esta última joroba recibe el nombre de joroba de muon.

La interpretación de los histogramas de carga y pico fue validada, tanto por el observatorio Pierre Auger (Etchegoyen y cols., 2005a; Hernán., 2012), como por los resultados obtenidos en este trabajo a partir del modelado computacional de la respuesta de este tipo de detectores al fondo de partículas secundarias (ver detalles en el Capítulo. 4). Por otra parte, las Figs. 26 a 29 reflejan la influencia de las geometrías en la respuesta de los WCD. Por ejemplo, en las Figs. 27(b) y 29(b) se identifica con cierta facilidad la joroba del muon, mientras en las Figs. 26(a), 26(b), 28(a) y 28(b) es más tenue y casi imperceptible para el detector Caju, Figs. 27(a) y 29(a); efecto debido tal vez a la calidad del agua, en términos de transparencia a los fotones Cherenkov.

3.2. Detector plástico centellador

Los detectores basados en centelladores plásticos se caracterizan por su eficiencia, relativo bajo costo, desempeño estable con la temperatura y fácil manejo (Pla-Dalmau, Bross, y Mellott, 2001; Saha, 2006; Klett, Haefner, y Reuter, 2006). Este tipo de detectores se emplean actualmente en diversos experimentos enfocados tanto en la detección de radiación cósmica, como las mejoras

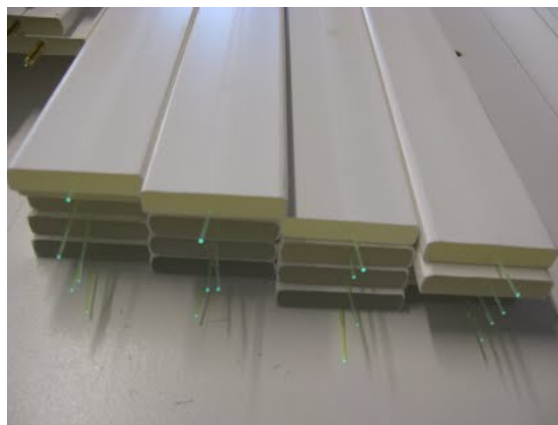


Figura 30. Geometría de las barras centelladoras. En el centro de cada barra se puede observar la fibra óptica que atraviesa longitudinalmente la barra. Figura tomada de <https://diaphanemuóntomography/Home/>.

realizadas al observatorio Pierre Auger (Kleifges, 2016), física de altas energías (Adamson y cols., 2002; Collaboration y cols., 2008), en aplicaciones como la tomografía de volcanes (Lesparre y cols., 2010; Anastasio y cols., 2013), detección de materiales de alto número atómico (Hohlmann y cols., 2009) y más recientemente en tomografía de imágenes médicas (Naimuddin y cols., 2016).

El tipo de centellador plástico con el que se trabajó en esta tesis, corresponde al desarrollado por el *Fermi National Accelerator Laboratory* (Pla-Dalmau y cols., 2001) y que actualmente se usa en experimentos como MINOS (Adamson y cols., 2002) y Pierre Auger (Kleifges, 2016; Aab, Abreu, Aglietta, Ahn, Samarai, y cols., 2016). Estos centelladores se caracterizan principalmente por su eficiencia, rápida respuesta de centelleo (~ 3.7 ns) y aceptables valores de yield (10^4 fotones/MeV) (Knoll, 2010).

Estos centelladores están hechos de poliestireno (Dow Styron 663) dopado con 1 % de 2.5-

diphenyloxazole (PPO) y 0.03 % de 1.4-bis(5-Phenyloxazole-2-yl) benceno (POPOP). Este material es recubierto por poliestireno con TiO_2 en una concentración del 15 %, a través de un proceso de extrusión (Pla-Dalmau, Bross, y Rykalin, 2003). La inclusión de los dopantes se traduce en un pico de emisión centrado en una longitud de onda de ~ 420 nm. En el caso particular de este trabajo, con este material se construyen barras de sección transversal rectangular de 4 cm^2 (4 cm por 1 cm) y largo de 120 cm. Debido a la rápida absorción de los fotones emitidos en la barra, y con el objetivo de recolectarlos usando una fibra óptica, en el centro de éstas se construye un agujero (~ 3 mm de diámetro) que atraviesa longitudinalmente la barra. La Fig. 30 presenta este tipo de barras.

El campo de luz emitido por este tipo de centelladores es uniforme con variaciones de ± 5 %, y tienen una longitud de atenuación de $\sim 55 \pm 5$ mm para la componente rápida (proceso de centelleo) y de 24 cm para la componente lenta (proceso de fosforescencia) (Aab, Abreu, Aglietta, Ahn, Samarai, y cols., 2016). La naturaleza de estas componentes se entiende a partir de las propiedades de simetría exhibidas por las moléculas orgánicas que constituyen las barras centelladoras (Knoll, 2010). Dichas estructuras se conocen como estructuras π -electrón y se ilustran en la Fig. 31.

El proceso de centelleo es causado por la absorción de energía -por parte de las moléculas constituyentes- de alguna partícula cargada que pasa cerca. Cuando esto ocurre, los electrones que se encuentran en el estado base S_0 son promovidos a un estado excitado S_1 . Los electrones en el

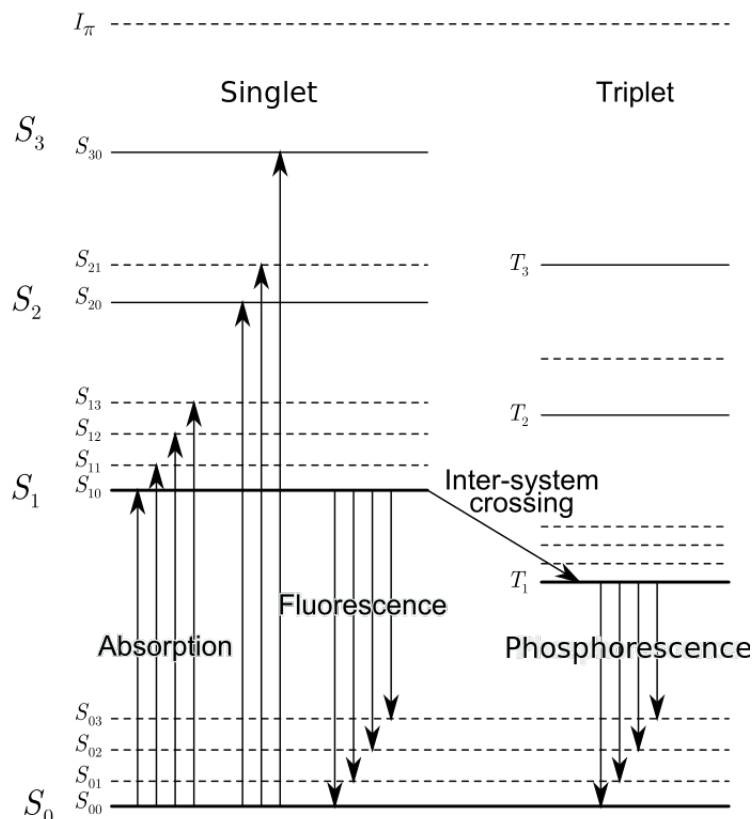


Figura 31. Esquema del proceso. Niveles de energía de una molécula orgánica con estructura π -electrón. Las transiciones del estado S_1 al S_0 corresponden al fenómeno de fluorescencia (Fluorescence). Figura tomada de [http://www.wikiwand.com/en/Scintillation_\(physics\)](http://www.wikiwand.com/en/Scintillation_(physics)).

estado S_1 se ubican en estados de vibración S_{10} , S_{11} , S_{12} , etc. Aquellos electrones con exceso de energía (S_{11} , S_{12} , etc), comparada con la energía en S_{10} , pierden rápidamente este exceso de energía debido a que no logran un equilibrio térmico con su entorno, lo que se traduce en un proceso neto de excitación de la molécula en el estado S_{10} .

De esta forma, el proceso de centelleo corresponde a los fotones que se emiten por la transición del estado S_{10} a alguno de los estados vibracionales del nivel S_0 (esto es S_{00} , S_{01} , S_{02} , etc).

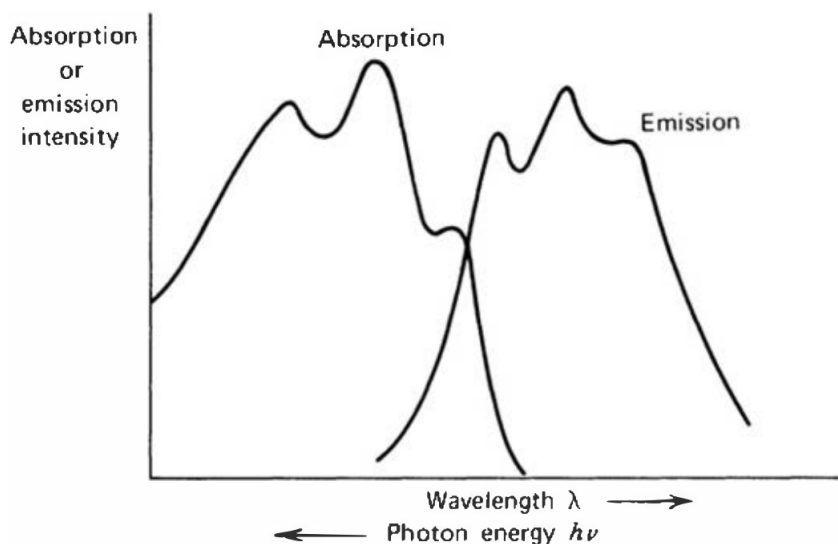


Figura 32. Representación del espectro de absorción y emisión para un centellador orgánico típico con estructura π -electrón como la mostrada en la Fig. 31. Figura tomada de (Knoll, 2010).

Este decaimiento es la denominada componente rápida con duración de algunos nanosegundos. La componente lenta corresponde a la emisión de fotones causada por la transición desde el estado T_1 (spin igual a uno) al estado S_0 . El tiempo característico de la transición T_1 a S_0 es del orden de 10^{-3} s, razón por la cual se denomina lenta, además de que estos fotones emitidos tienen mayor longitud de onda (respecto de los emitidos por fluorescencia) debido a la cercanía entre S_0 y T_1 , ver Fig. 31.

En síntesis, las barras centelladoras absorben los fotones producidos por la interacción entre partículas cargadas y sus moléculas, y los re-emiten con una longitud de onda menor, como se ilustra en la Fig. 32. Los fotones producidos por centelleo son recolectados por una fibra óptica y transportados por ésta hasta uno de los extremos de la barra. La incorporación de las fibras ópticas se realiza a través del agujero de las barras (ver Fig. 33).

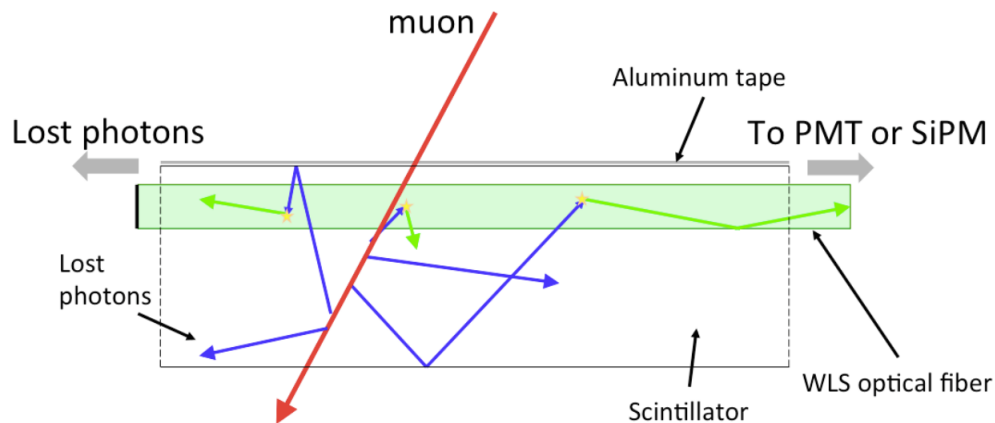


Figura 33. Esquema del montaje de una barra centelladora con fibra óptica (verde). El material centellador es excitado por el paso de una partícula cargada (μ , línea roja). En color azul se representan las trazas que realizarían los fotones emitidos por centelleo. Algunos de estos fotones ingresan a la fibra óptica, produciendo nuevos fotones al interior de la misma (representados en color verde). Estos últimos se transportan hasta los extremos de la fibra. Los que llegan al extremo donde está el dispositivo foto-sensible (PMT ó SiPM) tienen cierta probabilidad de producir señal, mientras los que llegan al otro extremo se pierden sin generar señal. Figura tomada de (Aab, Abreu, Aglietta, Ahn, Samarai, y cols., 2016).

Las fibras ópticas que se modelaron en este trabajo corresponden a la referencia BCF99-29AMC, con un diámetro de 1 mm y fabricadas por Saint-Gobain²². Dichas fibras se escogieron de tipo multi-revestimiento con el objeto de minimizar las pérdidas por fuga de fotones. Las BCF99-29AMC tienen un interior de PMMA (Polimetilmetacrilato, $C_5H_8O_2$) con densidad de 1.2 gcm^{-3} e índice de refracción de 1.6; recubiertas con una primera capa de acrílico ($n = 1.49$) seguida de otra capa de fluor-acrílico ($n = 1.42$). Esta diferencia en n maximiza la reflexión interna total de los fotones que ingresan a la fibra, lo que permite transportarlos a lo largo de la misma hasta los

²² <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/SGC%20organics%20Brochure.pdf>.

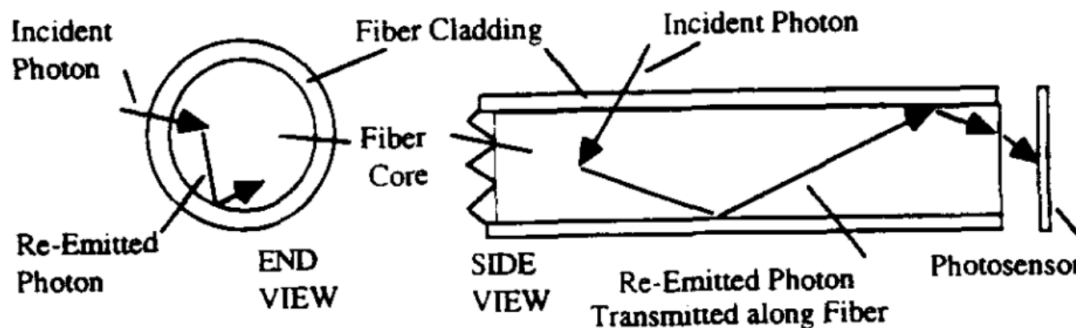


Figura 34. Ilustración de la absorción y re-emisión de luz lo largo de una fibra óptica. Aquí se observa como los fotones que ingresan al interior de la fibra son absorbidos y re-emitidos, para luego ser transportados a un extremo de la fibra donde se ubica un foto-sensor; dispositivo que convertirá estos fotones en señales. Figura tomada de (Worstell, Doulas, Johnson, y Lin, 1994).

extremos, como se ilustra en la Fig. 34.

En particular, la referencia BCF99-29AMC multi-revestimiento tiene los mismos dopantes que la referencia BCF-92, que es la referencia estándar en los catálogos de Saint-Gobain, pero con el doble de concentración. Estas fibras tienen una longitud de atenuación de más de 3.5 m, tiempo de decaimiento de 2.7 ns y un máximo de absorción y emisión de luz centrado en 410 nm y 485 nm, respectivamente²³. Además, el sistema multi-revestimiento aumenta la señal en un 60 % comparado con las de revestimiento sencillo (Aab, Abreu, Aglietta, Ahn, Samarai, y cols., 2016).

Los fotones transportados por la fibra óptica requieren de un dispositivo foto-sensible que los transforme en una señal cuantificable. En el mercado existen diferentes tecnologías que reali-

²³ <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/scintillating-fiber>

zan este tipo de registro, dentro de las que resaltan los foto-multiplicadores multi-ánodo (MAPM, por sus siglas en inglés) y los foto-contadores multi-píxel (MPPC, por sus siglas en inglés). Las ventajas de los MPPC sobre los MAPM son su insensibilidad a campos magnéticos, bajo voltaje de operación (< 100 V) y alta eficiencia para la detección de fotones (> 60 %) (Slawomir Piatek, Hamamatsu Corporation, y New Jersey Institute of Technology, 2014; Lesparre, Marteau, y cols., 2012).

Aplicaciones de tomografía de muones a volcanes como el Etna (Carbone y cols., 2014), y las Antillas Menores (Gibert y cols., 2010) han implementado dispositivos tipo MAPM, que se caracterizan por acoplar todas las fibras ópticas en una misma superficie, la cual está dividida en canales o ánodos. Acoplamiento que implica mayor longitud de las fibras y un *cross-talk*²⁴ entre los ánodos, lo que implica pérdidas de señal y falsas señales, respectivamente.

La implementación de dispositivos MPPC disminuye estos problemas debido a su tamaño (del orden de mm) y relativo bajo costo, lo que se traduce en que se puede ubicar un MPPC por cada fibra óptica y reducir a cero el *cross-talk* entre las fibras (Lesparre, Marteau, y cols., 2012). No obstante, los MPPC son sensibles a fluctuaciones de la temperatura ambiente que implican un cambio en el voltaje de ruptura, además de presentar un ruido térmico del orden de 1 MHz y un

²⁴ Señal falsa que se crea en un canal, por efecto de una señal real en un canal vecino.

ruido correlacionado entre *after-pulse*²⁵ y *cross-talk*, sensibilidades que pueden ser bien caracterizadas a través del proceso de calibración (Slawomir Piatek y cols., 2014).

En esta tesis se trabajó con un dispositivos tipo MPPC, en particular los denominados foto-multiplicadores de Silicio (SiPM).

Los SiPM son dispositivos opto-semiconductores compuestos por un arreglo de foto-diodos en avalancha (APD, por sus siglas en inglés), o pixels, que en conjunto conforman una matriz de detección capaz de registrar fotones individuales (Slawomir Piatek y cols., 2014). Para esto, cada pixel debe operar en modo Geiger y en resistencia *quenching*²⁶, lo que implica que el voltaje de operación (V_{op}) debe ser mayor al voltaje de ruptura (V_{br}), ver Fig. 36. Bajo esta condición, cuando un fotón llega al SiPM y penetra dentro de alguno de los pixels, éste excita un electrón de la banda de conducción y crea un par electrón-hueco (e-h) que se moverá de acuerdo a la orientación del campo eléctrico de polarización del dispositivo. Para mantener la sensibilidad ante la llegada de fotones sucesivos, cada avalancha es interrumpida por la resistencia *quenching*.

Es importante notar que las cargas que llegan a disparar una avalancha en el SiPM pueden

²⁵ Señal falsa que se produce posterior a una señal física.

²⁶ Esta resistencia detiene rápidamente la avalancha de electrones en el pixel del SiPM, debido a que el voltaje de operación cae cuando la corriente de salida, causada por la descarga, fluye en esta resistencia.

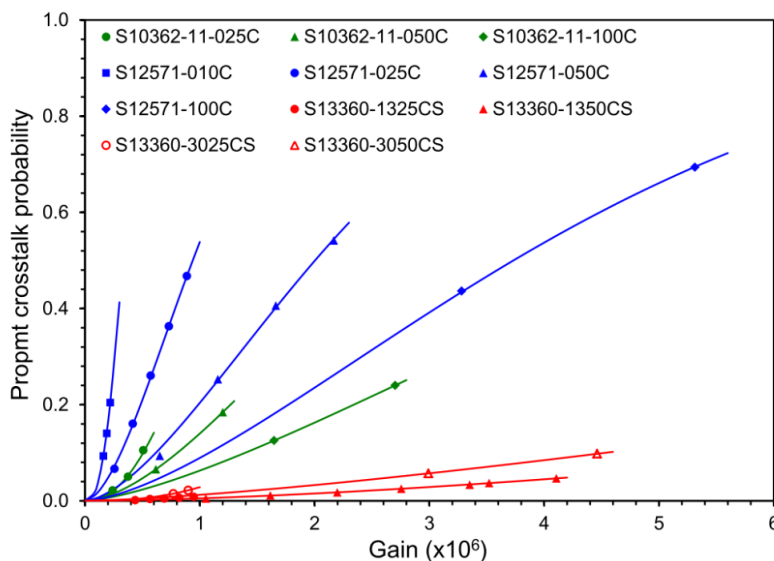


Figura 35. Probabilidad de *cross-talk* como función de la ganancia para diferentes series de SiPM de la marca Hamamatsu. En azul se presentan los SiPM de la serie S12571, en verde la serie S10362, y en rojo la serie S13360. Se observa como la probabilidad de *cross-talk* aumenta con la ganancia y como ésta es menor para los SiPM S13360-1350CS, referencia usado en este trabajo. Figura tomada de (Rosado y Hidalgo, 2015).

ser producto de varias fuentes: interacción de un fotón externo; excitación térmica (ruido térmico); *after-pulse*, que en el caso particular de los SiPM corresponde a un fotón liberado por defecto de la malla del Silicio y por *cross-talk*, que puede suceder durante el disparo de una avalancha en un pixel, donde alguno de los electrones de esta avalancha entre en un pixel vecino y ocasione una nueva avalancha.

Caracterizar estos procesos en el desempeño de los SiPM son la parte importante del proceso de calibración el cual incluye la determinación de la eficiencia de detección de fotón (PDE, por sus siglas en inglés), que es la eficiencia con la que fotones de una determinada longitud de onda pueden ser detectados. Para los SiPM la PDE depende de tres factores que se relacionan de

la forma

$$\text{PDE} = \xi_{\text{geo}} \cdot \text{QE} \cdot \xi_{\text{trigger}}, \quad (52)$$

donde ξ_{geo} representa el factor geométrico de llenado, es decir, la razón de los pixels activos entre el área total del dispositivo; QE es la eficiencia cuántica (probabilidad de que se genere un par $e-h$); y ξ_{trigger} es la probabilidad combinada de que electrones y huecos generen una avalancha (Eckert, Schultz-Coulon, Shen, Stamen, y Tadday, 2010). En este trabajo se trabajó con los SiPM de la serie S13360-1325CS de Hamamatsu²⁷. La justificación para escoger estos dispositivos radica en la calidad, respaldo y uso de la marca en proyectos similares (Marteau y cols., 2012; H. K. Tanaka, 2013; Ambrosino y cols., 2014).

Los SiPM de la serie S13360 incorporan aislantes entre los pixels, lo que se traduce en una reducción del *cross-talk* en más de un factor de 30 respecto de los SiPM de la serie S10362 y 12571 (Rosado y Hidalgo, 2015; K.K. y Division, 2015, 2016), ver Fig. 35. Los SiPM S13360-1325PE tienen como principales características un área foto-sensible de 1.3×1.3 mm con 2668 pixels, empaquetados en cerámica; un rango espectral de detección va de 270 nm a 900 nm, con pico de sensibilidad centrado en 450 nm; PDE de 25 % y ganancia de 7.0×10^7 .

3.2.1. Calibración de un detector plástico centellador. Como primer paso en la calibración de un detector plástico centellador se determinó el voltaje de ruptura y la ganancia como

²⁷ http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd0004e.pdf

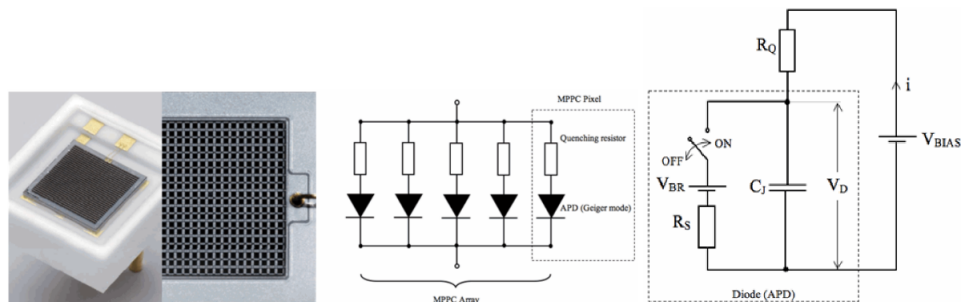


Figura 36. A la izquierda dispositivo MPPC tipo SiPM fabricado por Hamamatsu. En el centro el circuito equivalente para un SiPM. Cada pixel consiste en un APD operando en modo Geiger en serie con una resistencia *quenching*. Una fuente externa polariza inversamente el arreglo de pixels a un voltaje por encima del voltaje de ruptura de un APD. A la derecha el circuito equivalente para un pixel o un APD. La región punteada representa un APD en el modo Geiger. El interruptor en la posición ON indica que se ha iniciado una avalancha. Figura tomada de (Slawomir Piatek y cols., 2014).

función de la temperatura para los SiPM S13360-1325CS. Como se describió previamente, la respuesta de los SiPM depende fuertemente del voltaje de trabajo (V_{bias}) y de la temperatura ambiente. Establecer como cambia el V_{br} con la temperatura, la ganancia y el ruido térmico es crucial para la puesta en marcha de este tipo de detectores. Para la calibración que se realizó en este trabajo, se empleó un dispositivo *Dewar*²⁸, elemento que se presenta en la Fig. 37. Este dispositivo permitió bajar la temperatura del SiPM hasta -103°C al ser llenado con nitrógeno líquido.

Como electrónica de adquisición se empleó la tarjeta PAD-E, diseñada y construida en el *Fermi National Accelerator Laboratory* (Uzunyan y cols., 2014). La PAD-E lee y alimenta 32 canales, uno por SiPM, y digitaliza la señal proveniente de cada uno de éstos en 12 bits a una

²⁸ Termo o recipiente con paredes dobles separadas por vacío; usado para mantener altas o bajas temperaturas.



Figura 37. Dispositivo *Dewar* (o termo) empleado para medir la ganancia en los SiPM como función de la temperatura (desde -113°C hasta 23°C).

taza de 75 mega muestras por segundo. Esta tarjeta contiene una FPGA para el procesamiento de toda los datos generados en los SiPM, un buffer de 128 MB y un puerto ethernet de gigabit que transfiere la información al sistema de adquisición de datos (DAQ). Esta tarjeta es alimentada con 5 V, con una potencia de consumo de 15 W para los 32 canales.

Con el montaje *Dewar* y la PAD-E, se determinó el voltaje de ruptura como función de la temperatura siguiendo los pasos:

- Medir la temperatura antes de iniciar la medición.
- Hacer un barrido de voltajes de trabajo, iniciando en 60 V hasta 70 V en intervalos de 1 V.
- Medir la corriente de salida del SiPM bajo cierta temperatura y para cada voltaje V_{bias} .

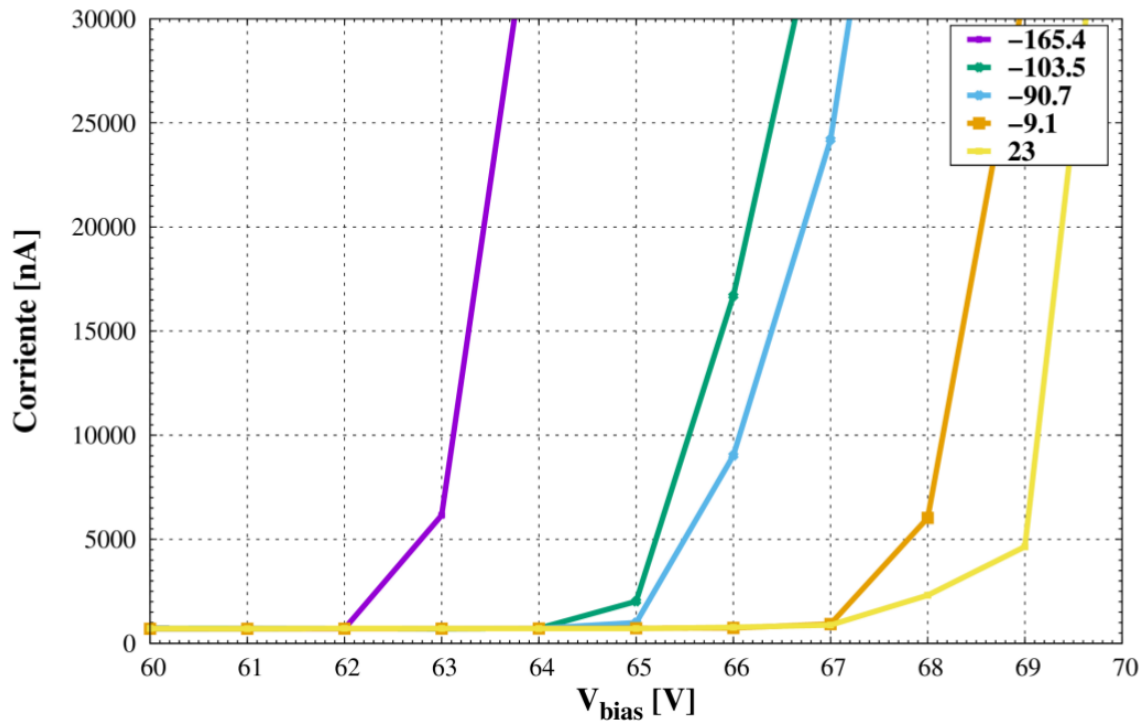


Figura 38. Corriente medida a la salida del SiPM como función del V_{bias} para diferentes temperaturas (en grados centígrados). Para cada temperatura (representadas por colores) se observa un valor de V_{bias} a partir del cual se inicia el régimen exponencial de la corriente. Este voltaje corresponde al V_{br} y como se observa, incrementa con la temperatura; razón por la cual para este tipo de dispositivos es importante, bien sea controlar la temperatura, o corregir por la misma.

Los resultados de la dependencia de V_{br} con la temperatura se presentan en la Fig. 38, donde se observa como el V_{br} -inicio del régimen exponencial de la corriente- incrementa con la temperatura. Como primera aproximación, y debido al bajo número de datos (dos para la zona exponencial), la posición del V_{br} para cada temperatura se determinó a partir de la intersección de dos rectas, como se ilustra en la Fig. 39. Una de estas rectas se ajusta a la zona de ganancia (Ajuste-1) y la otra se ajusta al inicio de la zona exponencial (Ajuste-2). A partir de esto, y a través de expresar el V_{br} como función de la temperatura (Fig. 40), se encontró que la relación entre estas

dos variables es lineal

$$V_{br} = (0.03)T + 67.32, \quad (53)$$

donde T representa la temperatura en grados centígrados. Para determinar con mayor precisión del valor de V_{br} , se recomienda incrementar la resolución en la medición del voltaje V_{bias} , de tal forma que se pueda ajustar una función tipo exponencial,

$$I(V_{bias}) \sim \exp(V_{bias} - b),$$

y se determine V_{br} como el parámetro b .

El siguiente paso en la calibración consistió en estimar la ganancia para los SiPM, correspondiente ésta al número de pares electrón-hueco que se generan durante una avalancha. En general, corresponde a la respuesta del SiPM a un fotón, aunque en ocasiones ésta puede ser causada por ruido térmico. Por su arquitectura, el pulso de salida que se obtiene de un SiPM es proporcional al número de pixels que desencadenan una avalancha.

La ganancia en los SiPM se calcula a partir de la integral del pulso de salida (ver Fig. 41). De esta manera, la amplitud Q de las señales es directamente proporcional al número de fotones que inciden en el SiPM durante un cierto tiempo. La Fig. 42 muestra un histograma típico de Q durante un cierto tiempo de adquisición; en adelante histograma de carga. La gráfica muestra la separación entre los picos y lo fácil que es diferenciar entre uno, dos o más foto-electrones. El

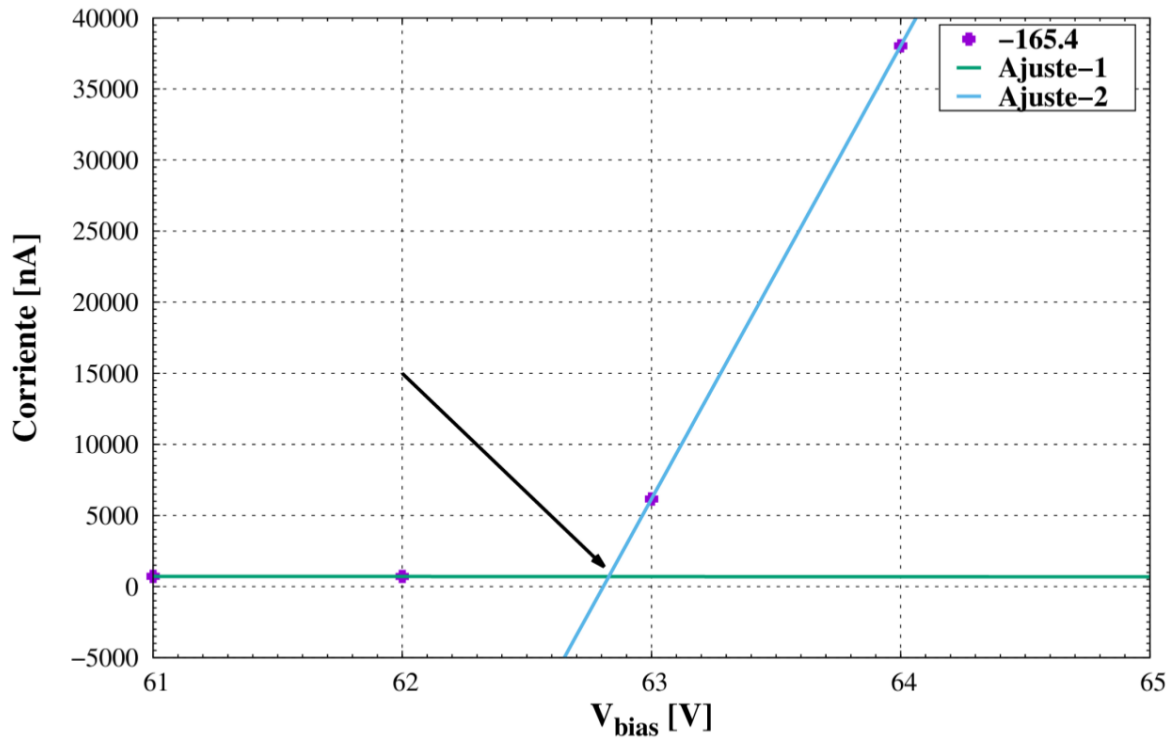


Figura 39. Búsqueda del voltaje de ruptura a partir de dos ajustes lineales para una temperatura de -165.4°C . El Ajuste-1 se aplica para los puntos correspondientes a la zona de no ganancia (corriente constante); mientras el Ajuste-2 se aplica a los dos primeros puntos del régimen exponencial de la corriente. La intersección de los dos ajustes (señalado por la flecha) corresponde al V_{br} para esta temperatura.

primer pico en este histograma (P-0) representa la el ruido electrónico, y los picos sucesivos (P-1, P-2, etc) corresponden a uno, dos, etc, fotones incidentes. De esta manera, la posición de P-1 respecto de P-0 corresponde a la ganancia.

Es importante destacar que los eventos en P-3 tienen cierta probabilidad de ser ruido. Esta probabilidad se puede estimar a partir de la distribución de Poisson, dado que estos eventos son independientes y, como primera aproximación, ocurren a una tasa fija (λ). Entonces, teniendo que

la expresión

$$P_n = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!}, \quad (54)$$

define la probabilidad de tener ruido electrónico en el pico P-0 ($n = 0$), y aproximando la eficiencia del SiPM en un 40 %, los eventos ubicados en P-0 tienen una probabilidad ~ 60 % de ser ruido.

Esto implica que

$$P_0 = e^{-\lambda} = 0.6,$$

y por consiguiente que la tasa de ruido electrónico sea ~ 0.5 . De esta manera, la probabilidad de que los eventos registrados en P-3 provengan de foto-electrones es ~ 98.7 %.

Para encontrar como cambia la ganancia con el V_{br} y bajo cierta temperatura se registraron los eventos que superan cierto umbral (establecido por defecto en la PAD-E) en una ventana temporal de $3.3 \mu s$. Para establecer la posición de los picos, se ha ajustado una función Gaussiana, donde μ representa el valor medio de la carga del pico, y σ el ancho de las fluctuaciones de la ganancia y el ruido electrónico. En la Fig. 42 se ilustra también el ajuste para un histograma de carga. La Fig. 43 muestra la ganancia medida bajo tres temperaturas distintas, evidenciando la importancia de establecer un sistema que normalice o corrija la ganancia con la temperatura.

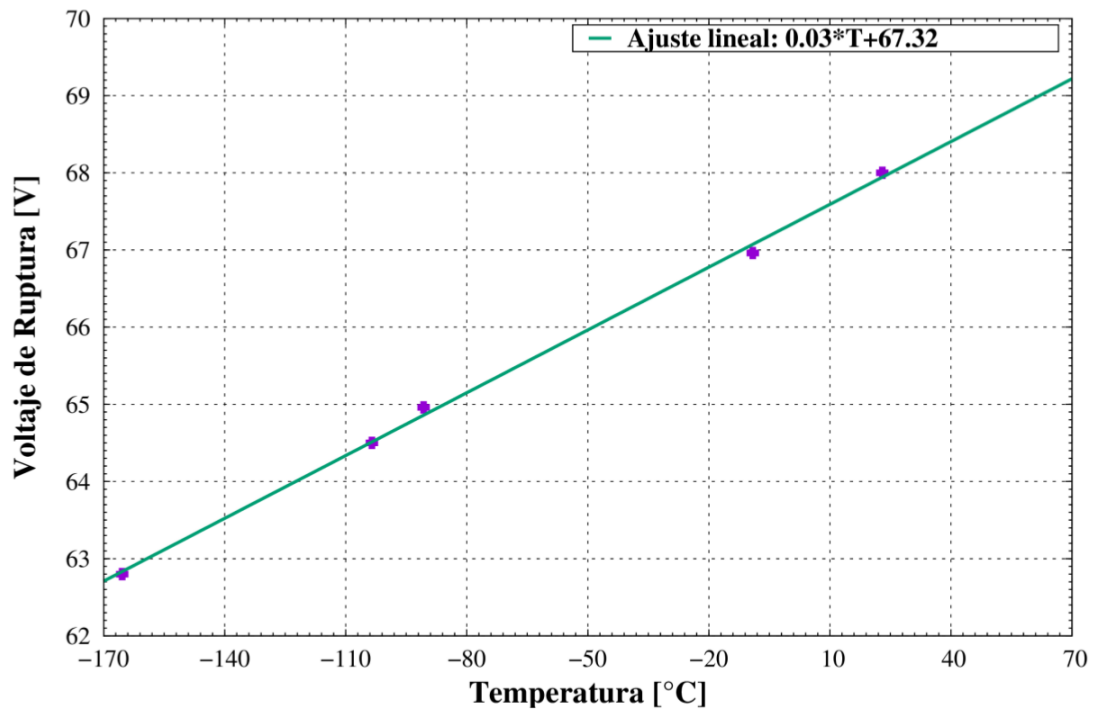


Figura 40. Linealidad del voltaje de ruptura con la temperatura. Cada punto corresponde al V_{br} obtenido a partir del proceso descrito en la Fig. 39. Este tipo de grafica es clave para garantizar que el SiPM está trabajando en el régimen exponencial.

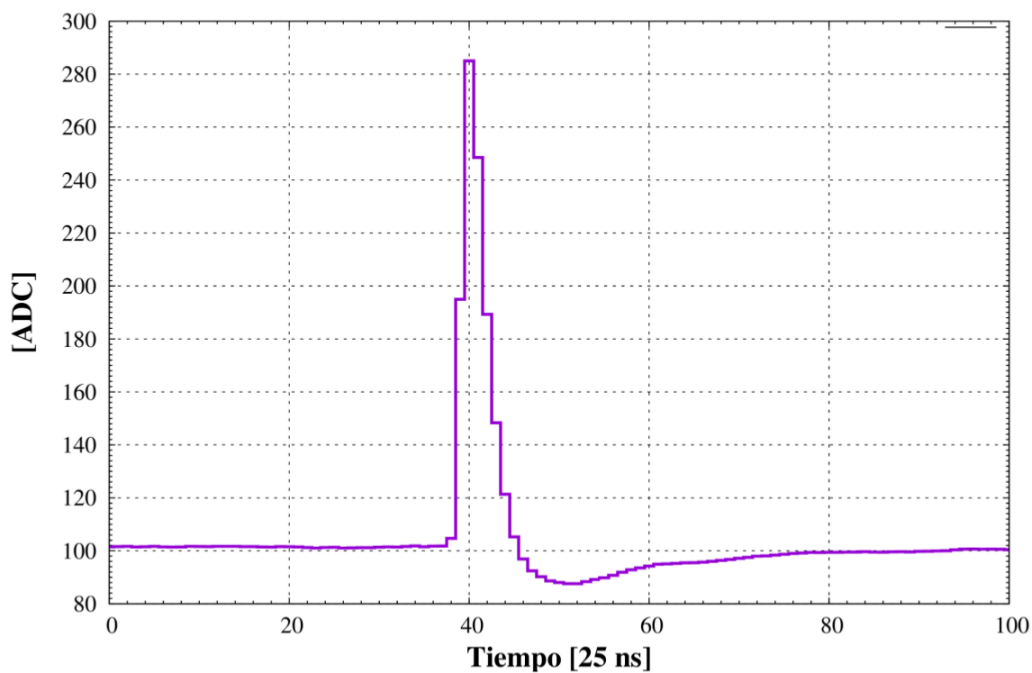


Figura 41. Pulso característico de respuesta de un SiPM S13360-1325CS a una temperatura de 22° C. La integral bajo esta curva representa el número de pixels que se activaron en el SiPM. La parte del pulso con por debajo de 100 ADC se conoce como *undershoot*, efecto que ocurre cuando la demanda de corriente es superior a la que puede suministrar el dispositivo.

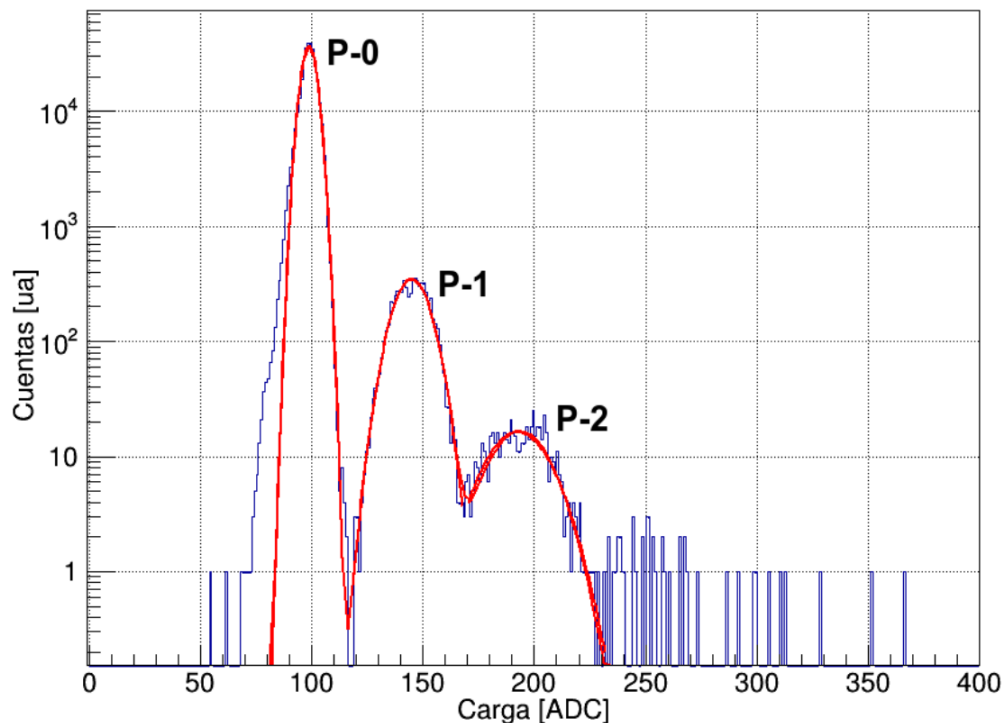


Figura 42. Integral bajo la curva de respuesta de un SiPM S13360-1325CS a 22° C. El pico P-0 corresponde al ruido electrónico, mientras los P-1 y P-2 corresponden a uno y dos fotones que han incidido en el SiPM. Las curvas en rojo representan los ajustes tipo Gaussiano para cada uno de estos picos.

3.3. Observatorios LAGO y Pierre Auger

Las tecnologías y técnicas expuestas en las secciones anteriores constituyen la base de los observatorio LAGO y Pierre Auger. Estos observatorios están dedicados al estudio de los rayos cósmicos a partir de la detección de partículas secundarias a nivel del suelo. Para esto emplean como detectores básicos los WCD. En el caso del observatorio Pierre Auger, éste complementa sus observaciones con detectores de fluorescencia (en el aire); técnica que no se trata en este trabajo. Dado que la presente tesis se desarrolla en el marco de estos observatorios, la siguiente sección presenta las

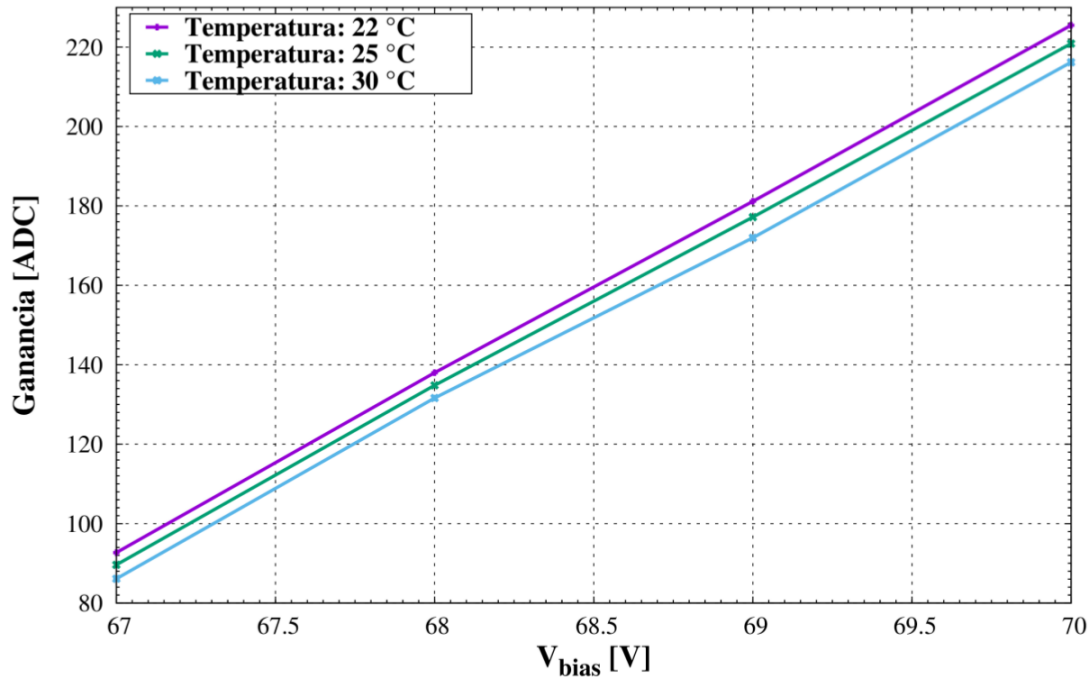


Figura 43. Ganancia (distancia entre el pico P-0 y P-1, Fig. 42) como función del V_{bias} para el SiPM S13360-1325CS para temperaturas de 22° C, 25° C y 30° C. Se observa que la ganancia incrementa con la temperatura, proporcionalidad a tener en cuenta en la implementación del SiPM.

características principales de éstos.

3.3.1. Observatorio LAGO. El observatorio LAGO²⁹ (por sus siglas en inglés Latin American Giant Observatory) surge como una iniciativa Latino-americana para la construcción de una red de detección de radiación cósmica y la formación de una comunidad de física de astro-partículas, esto a través del diseño, construcción y puesta en marcha de detectores, análisis de datos y formación de recurso humano (Asorey, Dasso, y the LAGO Collaboration, 2015; Asorey y cols., 2016).

²⁹ <http://www.lagoproject.net/>

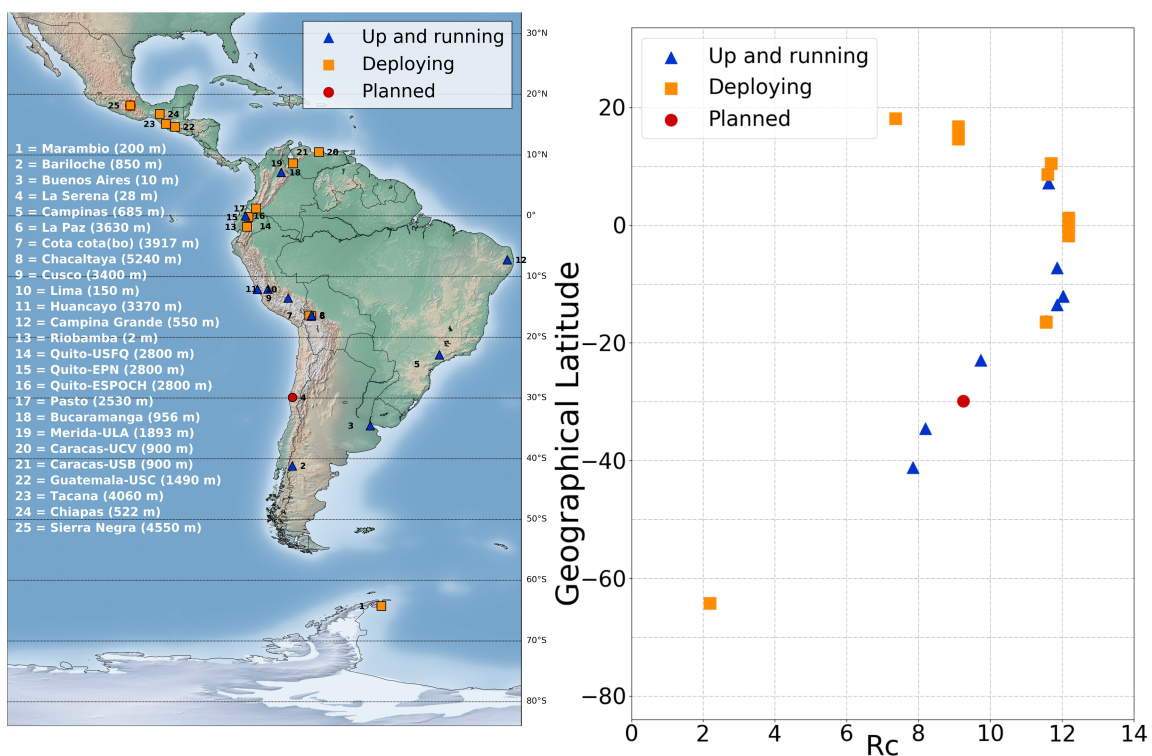


Figura 44. Izquierda, distribución geográfica y altitudes de los detectores del Observatorio LAGO. Los detectores que están operaciones se presentan en triángulos azules, aquellos en despliegue en cuadros naranjas y los próximos a instalar en círculos rojos. Derecha, distribución de valores de la rigidez de corte vertical para posición de los detectores LAGO.

Actualmente, el observatorio LAGO es coordinado por la Colaboración LAGO, constituido por más de 100 investigadores pertenecientes a más de 30 instituciones latinas y españolas³⁰. El

³⁰ <http://lagoproject.net/collab.html>

observatorio LAGO está compuesto por detectores Cherenkov de agua con geometría cilíndrica, con radio entre 0.5 m y ~ 2 m, y altura ~ 1 m, con PMT de la casa Hamamatsu, con foto-cátodos del orden de 8" y 9" de radio. Estos WCD están instalados a nivel del suelo y desplegados a escala continental a través de 25 posiciones geográficas: desde México hasta la Antártida, cubriendo un rango de altura desde 0 m s.n.m. hasta los 5000 m s.n.m. (ver Fig. 44) (I. Sidelnik for the LAGO Collaboration, 2015). Este rango de alturas y de área establece como objetivos científicos de la colaboración:

1. la detección de destellos de rayos gamma (> 3000 m s.n.m.) (Allard y cols., 2008);
2. fenómenos solares (clima espacial) (I. Sidelnik for the LAGO Collaboration, 2015; H. Asorey and S. Dasso and L. A. Núñez and Y. Pérez and C. Sarmiento-Cano and M. Suárez-Durán for the LAGO Collaboration, 2015);
3. detección de radiación a nivel del suelo (Asorey, Dasso, y the LAGO Collaboration, 2015).

La Colaboración LAGO a diseñado el programa de clima espacial (LAGO-SW, por sus siglas en inglés) para desarrollar sus objetivos 2 y 3. LAGO-SW estudia la modulación de RC por fenómenos Heliosféricos usando datos de las variaciones del flujo de partículas generadas en las EAS a nivel del suelo. Los resultados que se han obtenido en este trabajo han sido claves para el desarrollo de LAGO-SW. Por una parte se ha incluido como corrección a la estimación de primarios, y posteriormente al flujo de secundarios, el efecto del campo geomagnético (Capítulo. 2). Contribución que fue presentada en el 34th *International Cosmic Rays Conference* (<https://pos.sissa.it>) (H. Asorey and S. Dasso and L. A. Núñez and Y. Pérez and C. Sarmiento-Cano and M. Suárez-Durán

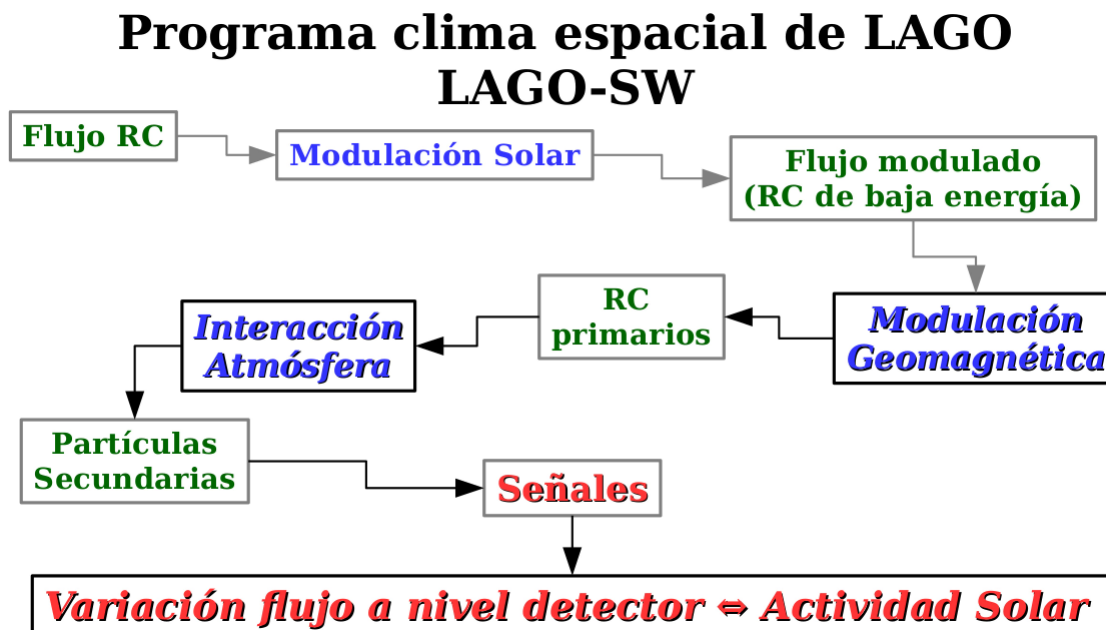


Figura 45. Esquema del programa de clima espacial de la Colaboración LAGO (LAGO-SW) para estudiar el clima espacial y la detección de radiación a nivel del suelo. El presente trabajo doctoral ha sentado las bases del LAGO-SW a través de los resultados presentados en Capítulos. 2, 4 y 5, los cuales aportan a entender la modulación de los RC por el campo geomagnético y generación de las señales en los WCD por las diferentes componentes de las EAS.

for the LAGO Collaboration, 2015).

En la actualidad, LAGO-SW apunta a correlacionar la energía que depositan las diferentes componentes de las EAS en sus detectores con fenómenos como los decrecimientos Forbush. Esta técnica se denominada por la colaboración como análisis multi-espectral (H. Asorey and S. Dasso and L. A. Núñez and Y. Pérez and C. Sarmiento-Cano and M. Suárez-Durán for the LAGO Collaboration, 2015; Perez, 2015). Para el desarrollo de esta técnica es fundamental la comprensión de cómo cada componente de las EAS aporta a la señal del WCD. Esto se logra a través del modelado

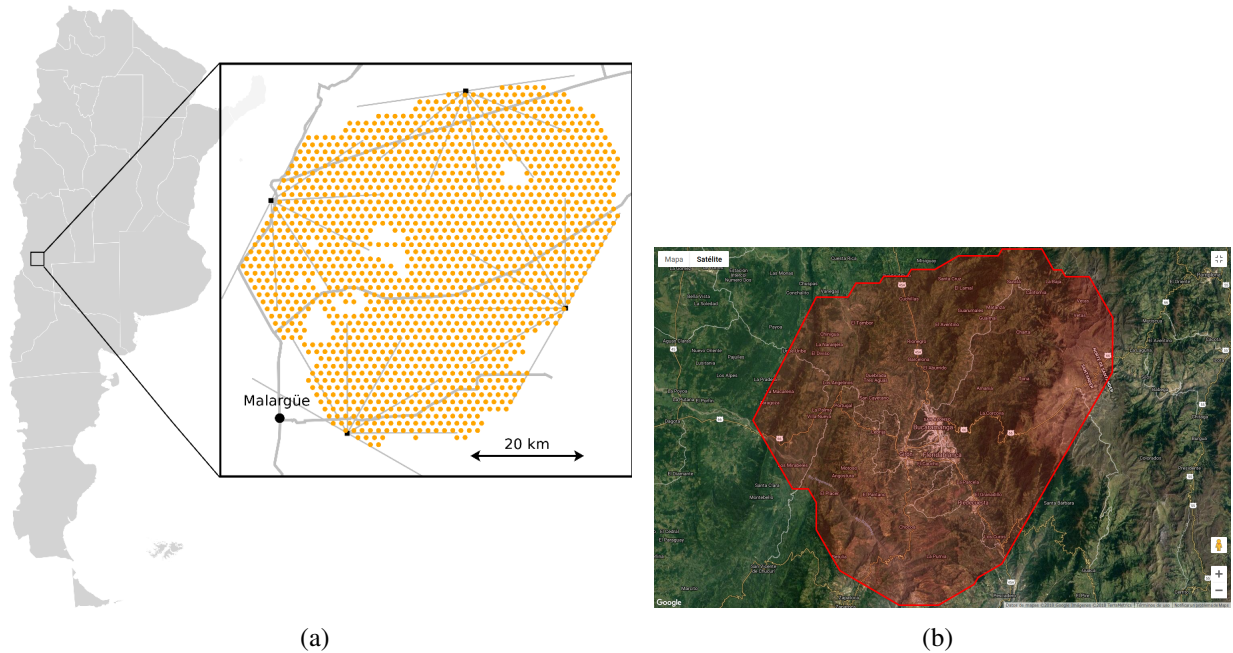


Figura 46. Arriba: localización del observatorio Pierre Auger en la provincia de Mendoza, Argentina (69.3° W, 35.3° S, 1400 m s.n.m.). Cubre un área de 3000 km^2 y cuenta con 1660 detectores Cherenkov de agua (círculos naranjas). Cuatro telescopios de Fluorescencia (cuadrados negros) situados en 4 puntos opuestos de manera de cubrir toda la atmósfera por encima del arreglo de superficie. Abajo: comparativo del área cubierta por el OPA si el centro del arreglo se ubicara en la ciudad de Bucaramanga, Colombia.

computacional de los WCD que se desarrolló en en esta tesis y que se presenta en detalles en el Capítulo. 4. La Fig. 45 ilustra el LAGO-SW y en ésta se resalta la contribución de este trabajo a este programa.

El presente trabajo doctoral ha desarrollado las bases del LAGO-SW a través de la implementación del modelado de las EAS y su corrección por campo geomagnético (ver Capítulos. 2 y 5) y el modelado los detectores Cherenkov de agua del observatorio (ver Capítulo. 4).

3.3.2. Observatorio Pierre Auger. El observatorio Pierre Auger (OPA) fue diseñado con el objeto de estudiar la física de los rayos cósmicos en la región de ultra altas energías, $E_p > 10^{18}$ eV (Abraham y cols., 2004). El escaso flujo de rayos cósmicos a esas energías hace necesarios o bien tiempos de observación impracticablemente largos, o bien la instrumentación de enormes áreas de detección sobre la superficie de la Tierra, o la observación de enormes volúmenes de aire. Esto plantea grandes desafíos desde el punto de vista científico, logístico y tecnológico, haciendo del OPA uno de los detectores más grandes que han sido construidos en la historia de la humanidad.

El OPA es coordinado por la Colaboración Pierre Auger³¹, compuesta por más de 70 instituciones de 16 países, se ubica en la provincia de Mendoza, Argentina y está integrado por 1660 detectores Cherenkov de agua y 4 detectores de fluorescencia, cubriendo un área de ~ 3000 km² (ver Fig. 46(a)). Estos 1660 WCD se distribuyen en los vértices de un triángulo rectángulo de lado 1500 m, mientras los telescopios de fluorescencia están ubicados de tal forma que cubren los ~ 3000 km² del observatorio (ver Fig. 46(a)).

A partir de la experiencia adquirida del análisis de datos y del desempeño de los detectores, la colaboración Pierre Auger ha incluido nuevos objetivos científicos que buscan aportar información sobre fenómenos físicos como neutrinos, ondas gravitacionales (*multimessenger*), y fenómenos

³¹ <https://www.auger.org/>

geofísicos, entre otros (ver Fig. 47). Para esto, y con el objetivo de mejorar su resolución en la detección de núcleos atómicos primarios (*mass composition*, distinguir entre protones y núcleos de hierro (Cataldi, 2017)), el OPA está complementando los WCD con otros detectores basados en centelladores plásticos. Entre estos detectores destaca el detector AMIGA (Aab, Abreu, Aglietta, Ahn, Samarai, y cols., 2016; Aab y cols., 2017) y el detector SSD (Kleifges, 2016), ambos constituyen las bases de la detección del OPA por los próximos 10 años (Aab, Abreu, Aglietta, Ahn, Samarai, y cols., 2016).

Esta tesis doctoral hace aportes puntuales en dos de los objetivos del OPA: análisis fundamentales, a través de la corrección en la estimación del fondo de secundarios por el campo geomagnético (Capítulo. 2); y en fenómenos geofísicos, a través de la estimación de la respuesta de uno de los WCD durante un decrecimiento Forbush (Capítulo. 5).

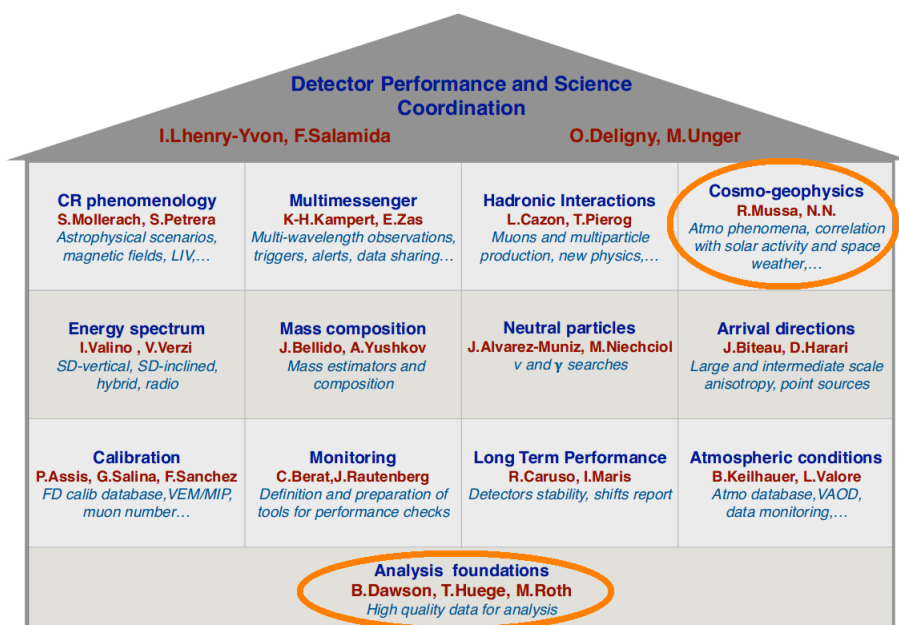


Figura 47. Grupos de trabajo de la Colaboración Pierre Auger. Cada grupo representa un objetivo científico del observatorio Pierre Auger. El presente trabajo hace contribuciones a los grupos análisis fundamentales (Analysis foundations), Capítulo. 2, y cosmo-geofísica (Cosmo-geophysics), Capítulo. 5, ambos encerrados en círculo naranja.

4. Modelado de detectores de rayos cósmicos en superficie

Entender la física de un detector es fundamental para el proceso de calibración y para extender su uso a diferentes aplicaciones. En el capítulo anterior se mostró que la respuesta de un WCD depende de la convolución entre la distancia recorrida en el detector y el poder de frenado de la partícula al interior del instrumento (Sección. 3.1.1).

En este capítulo se presentan los resultados del modelado computacional para entender la física de: un WCD y un detector plástico de centelleo. Durante esta tesis doctoral se desarrollaron los códigos base para dichos modelados (ver Sección. 4.1). Los mismo sirvieron como plataforma para la realización de dos trabajos de grado, uno para obtener el título de Físico y el otro para obtener el título de maestría en Física (Jaimes Motta A. E., 2018; Vásquez Ramírez, 2018); dirigido y co-dirigido por quien escribe, respectivamente. Para tener claridad del alcance de lo realizado como parte de esta tesis, dichos códigos se realizaron en tres etapas: primera, estructura base del modelado (Fig. 48; segunda, ajuste a para un detector en particular; y tercera, aplicación (señal producida por partículas cargadas que cruzan el detector). La primera etapa fue realizada por el autor del presente libro, mientras la segunda y tercera fueron implementadas y mejoradas en este trabajo para aplicarlas a: tres geometrías de WCD, diferentes de la realizada en (Jaimes Motta A. E., 2018); y para una barra centelladora, obteniéndose en esta tesis nuevos resultados y un mejor

ajuste de la atenuación en la barra (Figs. 59 y 62), respecto de los presentados en (Vásquez Ramírez, 2018). Dentro de las mejoras realizadas en este trabajo, se destacan el poder modelar diferentes dimensiones de WCD cilíndrico a nivel usuario, sin necesidad de modificar el código fuente, además de una versión que permite modelar conjuntamente un detector compuesto por dos detectores: WCD+Cent (Cent: detector de centelleo); versión que se expone en el Capítulo. 6.

En el caso de los WCD, en la Sección. 4.1, se presentan los resultados de modelar dos geometrías para tres WCD: cúbica y cilíndrica (x2). En particular, la geometría cilíndrica es la empleada en los detectores del observatorio LAGO, mientras la cúbica corresponde a una extensión del uso de los rayos cósmicos y su detección para aplicaciones geofísicas. En esta misma sección, y para el caso de los detectores de superficie del observatorio Pierre Auger, se presentan los resultados de la implementación del código computacional desarrollado por la colaboración Pierre Auger para modelar sus detectores.

En los últimos años, los observatorios LAGO y Pierre Auger han venido complementando sus respectivos WCD con detectores plásticos de centelleo. En el marco de la colaboración LAGO, en este trabajo doctoral se ha desarrollado un modelo computacional de detectores plásticos de centelleo con el objeto de diseñar y poner en marcha un detector híbrido (Cherenkov+Centelleo) que permita realizar estudios geofísicos. El modelado de una barra centelladora se presenta en la Sección. 4.2.

Simulación en Geant4

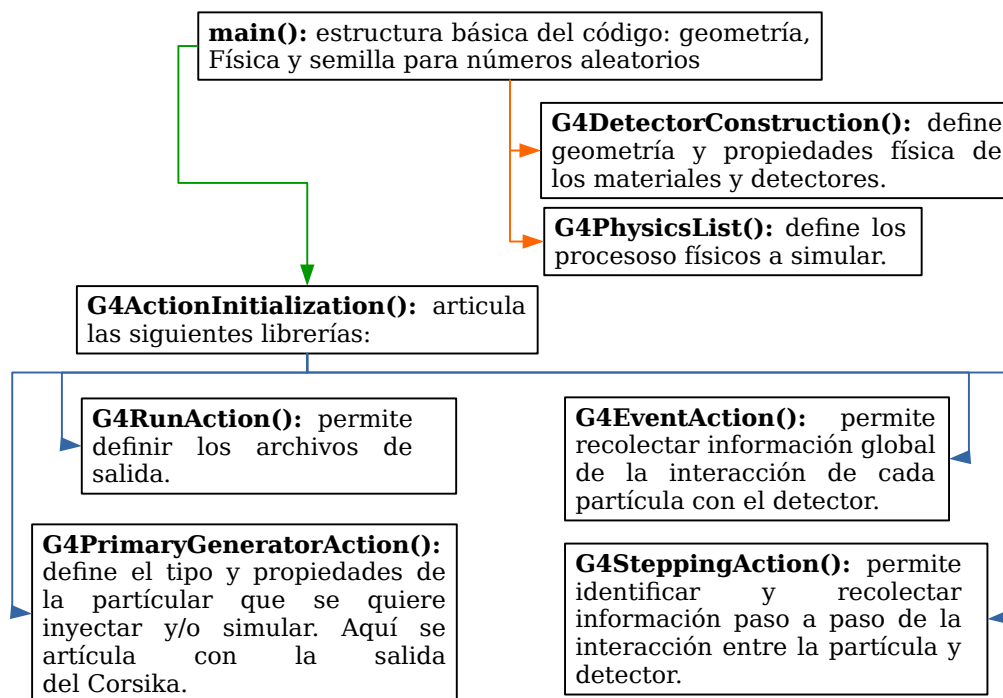


Figura 48. En esta figura se presentan las librerías principales usadas en el modelo de Geant4 para simular tanto un WCD como un centellador plástico. Cada una de estas librerías fueron escritas durante esta tesis doctoral, usando como base los ejemplos descritos en la página web de Geant4 (<http://geant4.web.cern.ch/>). A partir de estos códigos, los autores de (Jaimes Motta A. E., 2018; Vásquez Ramírez, 2018) realizaron los modelados de un WCD y una barra de centellador plástico, respectivamente.

La integración de los modelos computacionales realizados, y descritos en este capítulo, junto con los desarrollados para el modelado de las lluvias atmosféricas extendidas, incluyendo el efecto del campo geomagnético sobre éstas (Capítulo. 2), completan la herramienta de modelado básica de la colaboración LAGO. Ésta permite entender la física y respuesta de sus WCD para cualquier posición geográfica, así como diseñar nuevos instrumentos de este tipo.

4.1. Modelado de un detector Cherenkov de agua

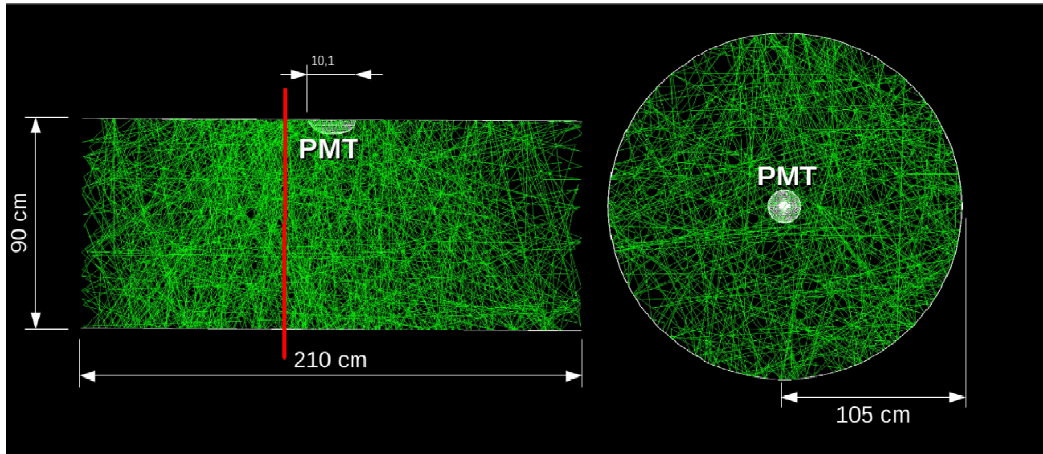
En el presente trabajo se modeló un WCD típico del observatorio LAGO usando como base el conjunto de códigos Geant4 (Agostinelli y cols., 2003). Estos códigos están escritos en C++ y han sido desarrollados, y liberados a la comunidad, por la colaboración CERN³² para modelar la interacción de la radiación con la materia³³. En el caso de los WCD del observatorio Pierre Auger se empleó el modelo desarrollado por la respectiva colaboración e implementado en la herramienta denominada Offline (ver Sección. 4.1.2); herramienta de uso exclusivo de la colaboración y que se fundamenta en las librerías de Geant4 (Argiro y cols., 2007).

Para modelar los WCD tipo LAGO, durante este trabajo doctoral se escribieron las librerías básicas que requiere el Geant4 para realizar este tipo de simulación. Estas librerías definen la Física que se va a simular (interacciones hadrónicas, electromagnéticas y procesos ópticos), la geometría y materiales del/os detector/es, qué partículas se van a simular, cómo se van a extraer los datos (en este caso son exportados como un archivo *root*³⁴) y cómo será la interfase y forma de correr el código para el usuario (ver Fig. 48), entre otros detalles. En particular se resalta la escritura de

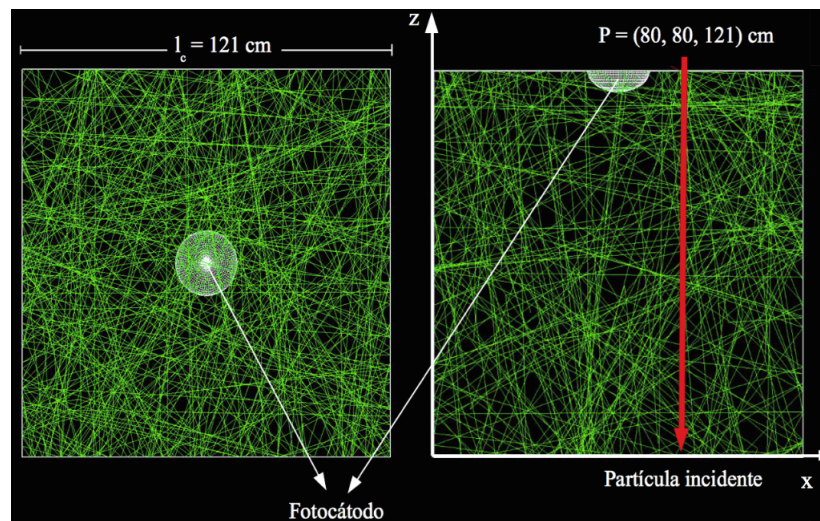
³² <http://www.cern.com>

³³ <http://www.geant4.org/geant4/>

³⁴ <https://root.cern.ch/root-files>



(a)



(b)

Figura 49. Geometría de los dos WCD modelados con Geant4. Derecha, geometría cilíndrica de los detectores usados por los observatorios LAGO (un solo PMT en la parte superior) y Pierre Auger (no se incluyen los tres PMT). Figura tomada de (Jaimes Motta A. E., 2018). Izquierda, WCD con geometría cúbica (empleada para aplicaciones geofísicas, ver detalles Capítulo. 6). Figura tomada de (Vásquez Ramírez, 2018). En rojo se representa el paso de una partícula tipo muon y en verde la trayectoria de los fotones Cherenkov. Se observa como los fotones rebotan (reflexión no especular) en las paredes del detector debido al Tyvek.

una librería que permite introducir la salida de la simulación del Corsika (tipo y vector momento de los secundarios producidos en las EAS) como las partículas que interactuarán con el WCD.

El anterior conjunto de librerías fueron usadas como base por Andrei Jaimes Motta para realizar su trabajo de grado -y optar al título de Físico- que consistió en desarrollar el modelo computacional que permite estimar la respuesta de un WCD al paso de rayos cósmicos secundarios a través de éste (Jaimes Motta A. E., 2018). Se destaca que el trabajo de Andrei fue dirigido por quien escribe y distinguido por la universidad Industrial de Santander como trabajo de grado Laureado³⁵, y que el modelo allí implementado es usado en esta tesis.

En este trabajo se simularon dos geometrías correspondientes a las empleados en los WCD tipo LAGO-: cilíndrica y cúbica. La primera de estas geometrías corresponde a la usada en los detectores del observatorio LAGO; con dimensiones típicas de 210 cm de diámetro y altura de 90 cm. La geometría cúbica corresponde a un WCD que se usura como elemento de un instrumento para realizar estudios geofísicos -detector MuTe -. Los detalles de MuTe se exponen en la Sección. 6.3). En este capítulo, se modela este detector cúbico con 121 cm de lado. La Fig. 49 ilustra estas geometrías. En los dos casos se ha ubicado el PMT en la parte superior del detector. Teniendo que no todos los WCD del observatorio LAGO tienen, exactamente, las mismas dimensiones, se destaca que el código desarrollado para este modelado permite modificar las dimensiones del detector.

Para modelar los procesos físicos se emplearon los modelos definidos en el paquete *QGSP_BERT_HP*

³⁵ Acuerdo No. 314 de 2018, 27 de Noviembre, Consejo académico, Universidad Industrial de Santander

desarrollado para Geant4³⁶ (Agostinelli y cols., 2003). Un paso fundamental en el modelado es la validación de la física que se quiere reproducir con los códigos. Para esto se verificaron los siguientes resultados esperados de: la producción de $N_{\gamma_{\text{ch}}}/\text{cm}$, Fig. 50; la distancia máxima recorrida en agua, Fig. 51; y la producción total de $N_{\gamma_{\text{ch}}}$ como función de la energía de una partícula que atraviesa cierto volumen de agua, Fig. 52. Estos resultados se verificaron tanto para electrones como muones y como se observa en las respectivas gráficas, el modelo computacional implementado reproduce los valores medios esperados, esto es: que la producción de $N_{\gamma_{\text{ch}}}/\text{cm}$ es del orden de 315, la distancia recorrida en agua por los electrones con energías $\sim 20 \text{ MeV}$ es $\sim 10 \text{ cm}$, y que la producción total de fotones cherenkov ($300 \text{ nm} < \lambda < 700 \text{ nm}$), luego de recorrer una distancia máxima de 120 cm, sutura rápidamente en los muones, mientras en los electrones esta producción es menor debido a que no logran atravesar los 120 cm de agua. Los valores medios de estos resultados están de acuerdo a los modelos semi-analíticos presentados en la figura 4.6 de (Hernán., 2012).

³⁶ <http://geant4.web.cern.ch/support>

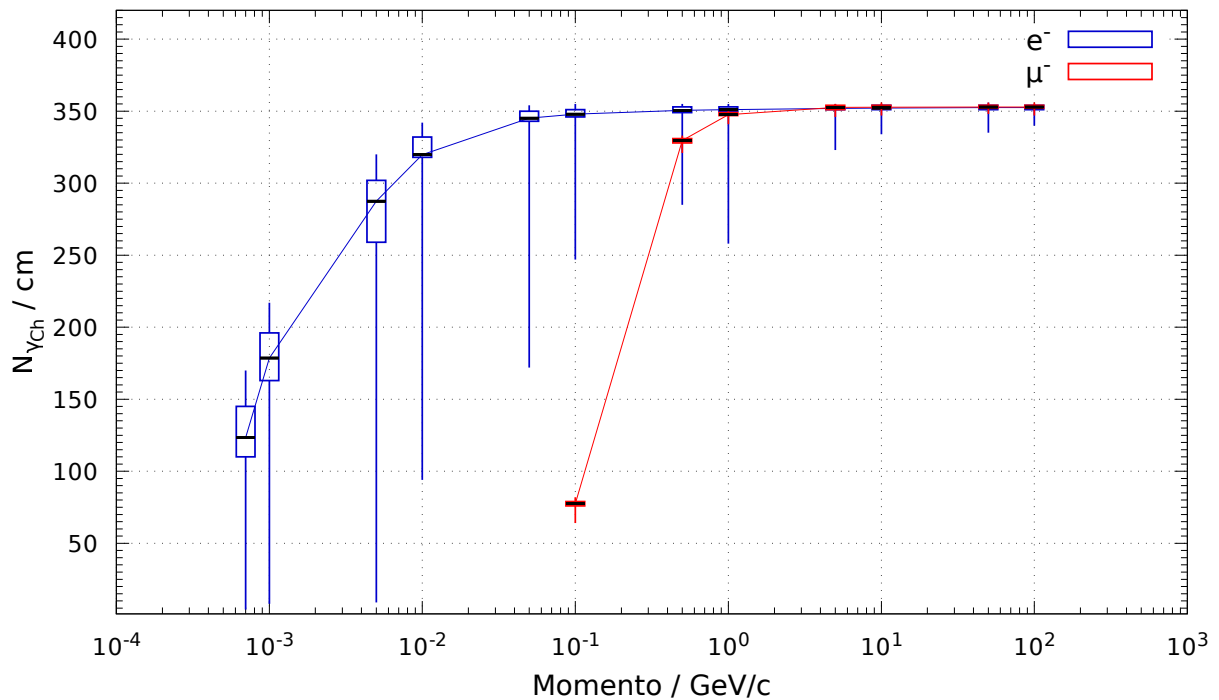


Figura 50. Modelado de la producción de fotones Cherenkov por centímetro implementado en Geant4. En azul se representa los $N_{\gamma_{Ch}}$ producidos por electrones, y en rojo los generados por muones. Para cada tipo de partícula, se realizaron 10000 simulaciones por bin de energía, lo que implica que para cada energía se obtuvo una distribución de fotones Cherenkov. Estos resultados se representan por cajas rectangulares donde: el borde inferior de las cajas (eje y) representa el acumulado del 25 % de los $N_{\gamma_{Ch}}$ producidos, mientras que el borde superior corresponde al 75 %. La línea negra en el interior de las cajas corresponde al valor medio de la distribución; y los puntos donde terminan las líneas verticales -que salen de cada caja- representan el valor máximo y mínimo, respectivamente. En ambos casos se observa que para energías mayores a 1 GeV la producción máxima de $N_{\gamma_{Ch}}$ satura alrededor de 350, valor que difiere en ~ 11 % del valor esperado (315) (Hernán., 2012).

4.1.1. WCD tipo LAGO. Una vez que se verifica que los códigos reproducen la física de los WCD, se propagaron 10^5 muones y electrones a través del detector para estimar:

- El $N_{\gamma_{\text{Ch}}}$ producidos.
- El $N_{\gamma_{\text{Ch}}}$ que llegan al foto-cátodo $(N_{\gamma_{\text{Ch}}}^{\text{FC}})$.
- El $N_{\gamma_{\text{Ch}}}$ que eventualmente producirían un foto-electrón $(N_{\gamma_{\text{Ch}}}^{\text{FE}})$.

Para el último ítem, se modela la respuesta del PMT como la probabilidad que tiene un fotón Cherenkov de ser convertido en foto-electrón como función de su longitud de onda, usando para esto la curva de eficiencia cuántica del PMT construido por Hamamatsu y de referencia de R5912 (Hamamatsu photonics k.k., 2007). Los resultados para cada uno de los tres ítem se presentan en las Figs. 53 a 55, respectivamente.

En la Fig. 53 se observa el efecto que tiene la altura del WCD en la producción de fotones Cherenkov: a mayor altura (Chitaga 90 cm, MuTe 120 cm y Caju 142 cm) mayor $N_{\gamma_{\text{Ch}}}$ medio (Chitaga ~ 38000 , MuTe ~ 51000 , Caju ~ 60000); lo que arroja una relación $N_{\gamma_{\text{Ch}}}/\text{altura} \sim 422$ fotones/cm. Este efecto se manifiesta a primera vista en la Fig. 54, donde se observa la proporcionalidad directa entre $N_{\gamma_{\text{Ch}}}^{\text{FC}}$ medio y altura (h). Sin embargo, la relación $N_{\gamma_{\text{Ch}}}^{\text{FC}}/h$ no se conserva (Chitaga 9.6, MuTe 14.5, Caju 13.4), esto debido al rol que desempeñan las otras dimensiones del detector. Este efecto dimensional en la señal de los WCD se observa en la Fig. 55, donde nuevamente se aprecia la relación directa $N_{\gamma_{\text{Ch}}}^{\text{FE}}$ y h, pero no en el cociente $N_{\gamma_{\text{Ch}}}^{\text{FE}}/h$. La Tabla. 6 presenta las respectivas eficiencias de detección, definidas como el cociente entre $N_{\gamma_{\text{Ch}}}^{\text{FE}}/N_{\gamma_{\text{Ch}}}$.

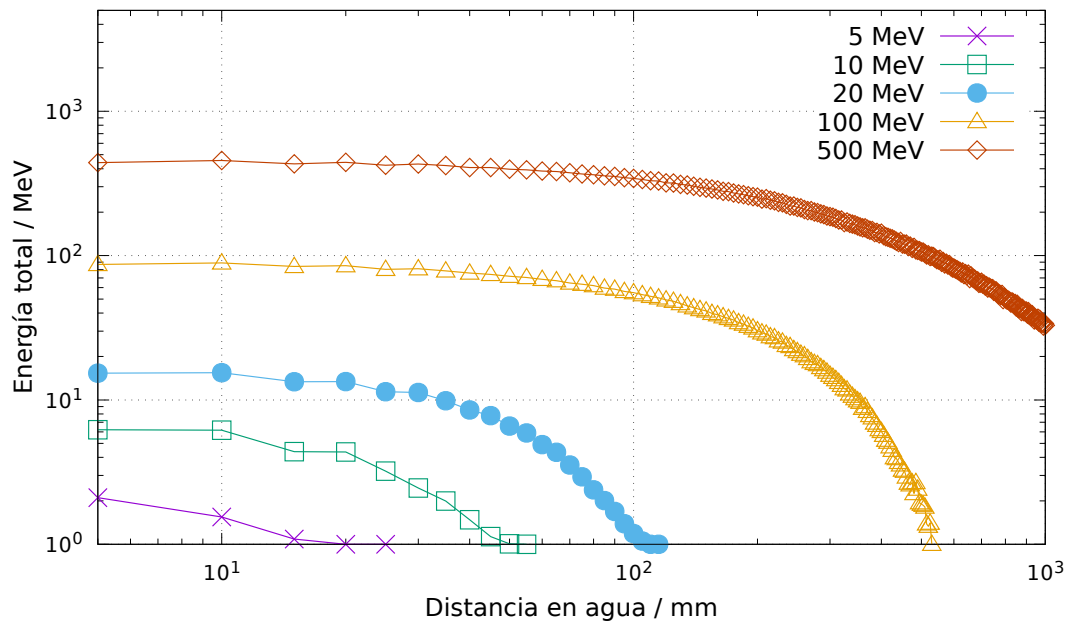


Figura 51. Energía (diferentes colores) como función de la distancia que recorren los electrones en agua, antes de depositar el total de su energía, en el modelo de Geant4. En esta figura se observa que solo los electrones con más de 500 MeV de energía inicial (rombos-líneas rojas) pueden a través del orden de un metro en agua. Los electrones más probables que se producen en las EAS tienen energía típicas del orden de 20 MeV (ver Fig. 19), por lo que solo recorren del orden de 10 cm en agua, depositando poca señal en un WCD típico de LAGO (con altura ~ 100 cm), comparada con la que produce un muon

La producción de $N_{\gamma_{\text{Ch}}}$ es menor para los electrones que para los muones, resultado que se deriva de la Fig. 51 y la Ecuación. (46) que predice que la producción de fotones Cherenkov es proporcional a la distancia recorrida dentro del detector, por lo cual, la respuesta del WCD ($N_{\gamma_{\text{Ch}}}^{\text{FE}}$) depende de la convolución entre la distancia recorrida al interior del detector y la producción de fotones Cherenkov. Por esta razón, la caracterización y posterior calibración del WCD se realiza en términos de la respuesta del detector a muones verticales, procedimiento que se conoce como caracterización del VEM y que se describió en detalle en la Sección. 3.1.1.

Con los resultados aquí obtenidos, y como primera aproximación, se puede realizar la ca-

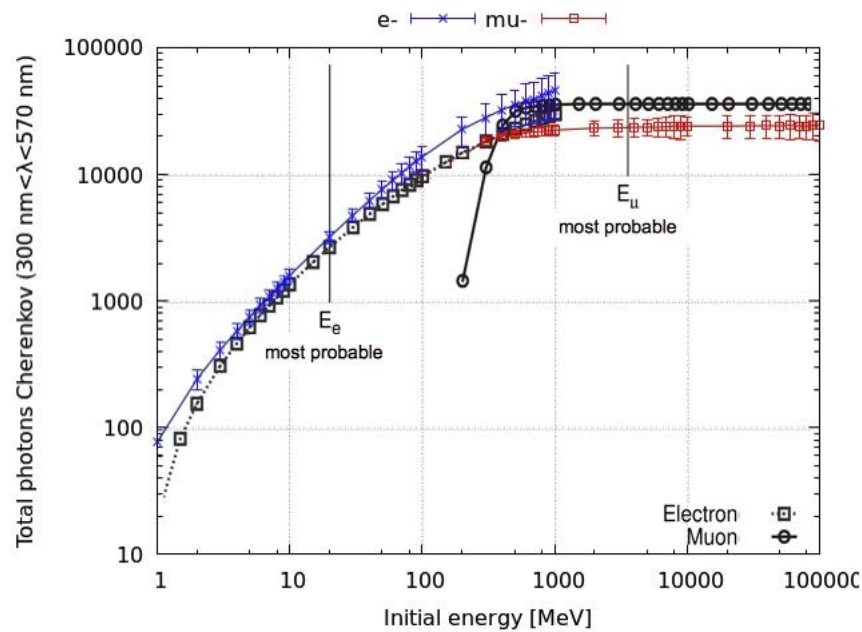
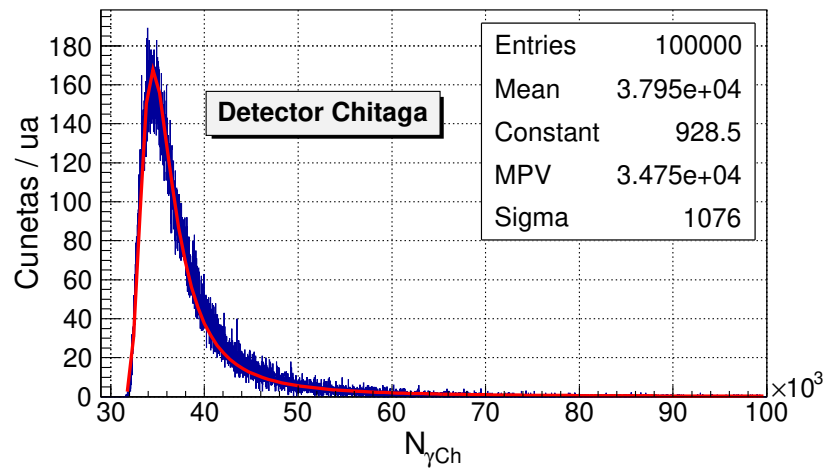
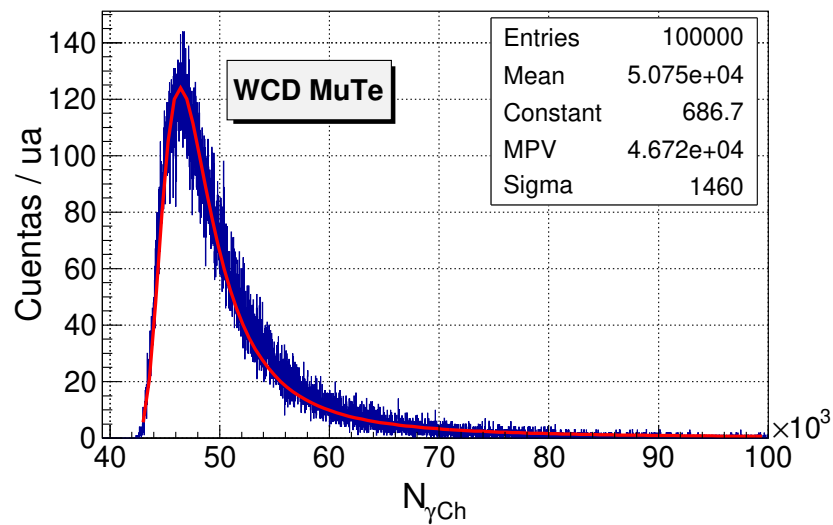


Figura 52. Producción de fotones Cherenkov ($300 \text{ nm} < \lambda < 700 \text{ nm}$) en agua como función de la energía total de la partícula. En azul para electrones y en rojo para muones. Las líneas verticales etiquetadas como E_e y E_μ corresponde a la energía de los electrones y muones más probables a nivel del suelo, de acuerdo a los resultados presentados en la Fig. 19. Para ambas partículas se observa que la producción de fotones es del mismo orden para energías superiores a 1000 MeV. La producción de fotones Cherenkov es menor para los electrones más probables, respecto de los muones más probables. Figura tomada de (Jaimes Motta A. E., 2018).

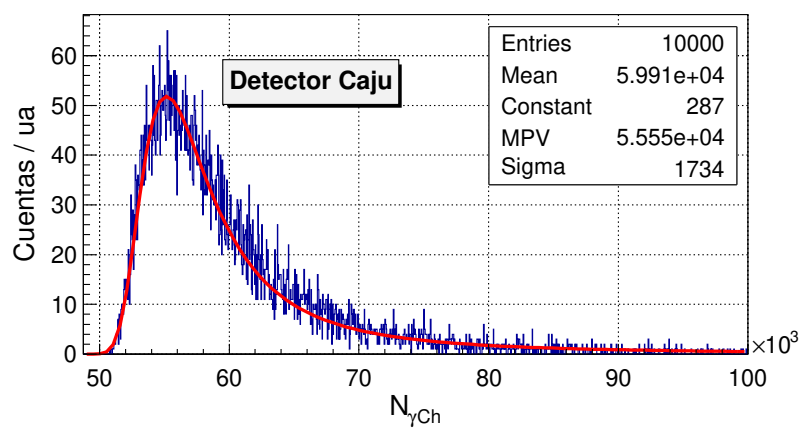
racterización de los WCD aquí modelados en términos de la energía depositada, y usando como valores de VEM_q (ver Ecuación. (51)) los presentados en la Tabla. 6. De esta manera, se tiene que el valor de un VEM corresponde a 180 MeV para el WCD cilíndrico y de 240 MeV para el WCD cúbico.



(a)

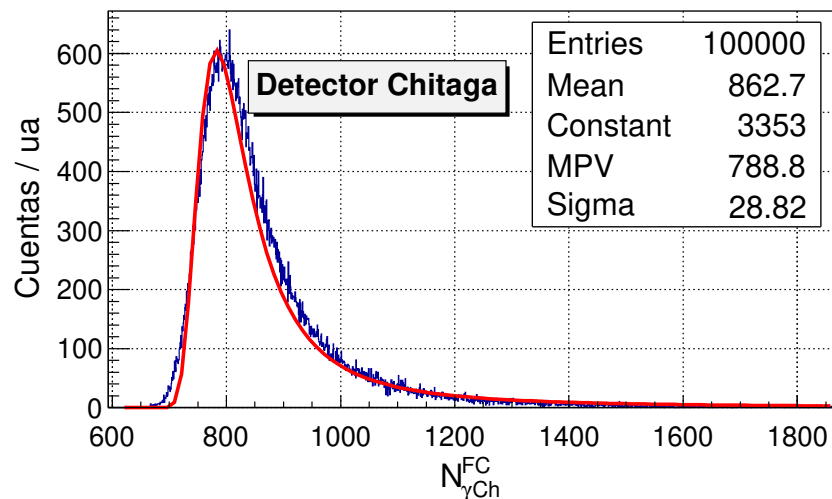


(b)

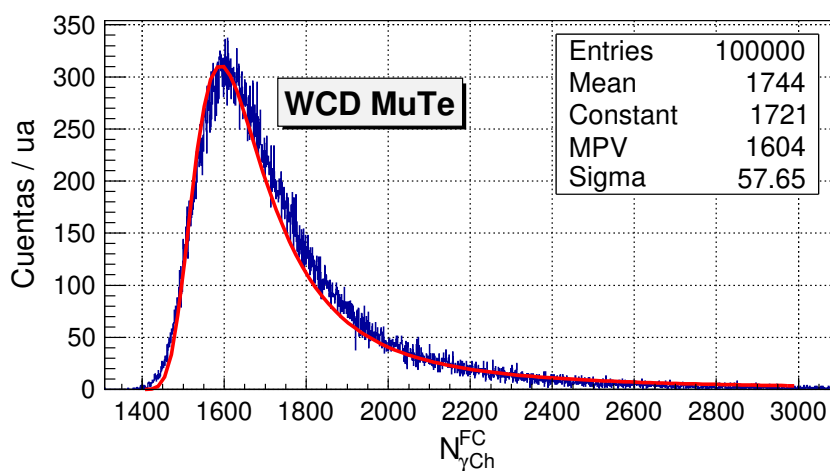


(c)

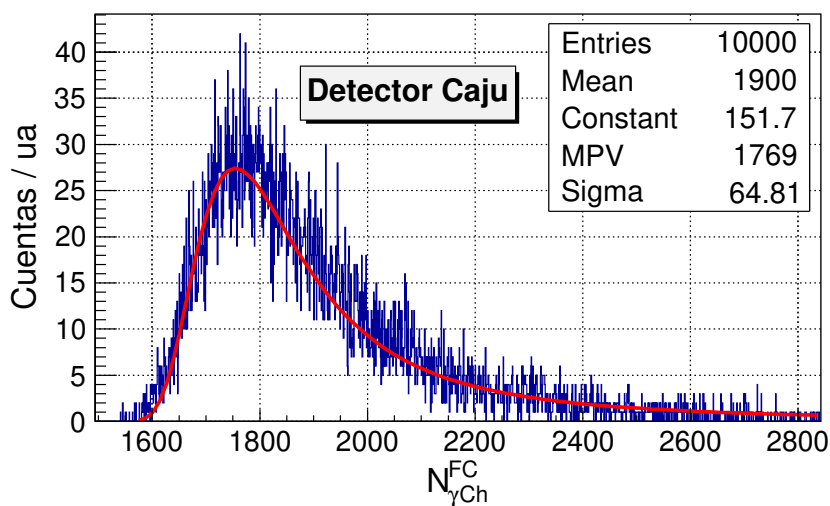
Figura 53. Total de fotones Cherenkov que se producen por el paso de un muon central y vertical por diferentes geometrías de WCD: (a) y (c) cilíndrico, y (b) cúbico. La línea roja corresponde a un ajuste tipo Landau, lo que se correlaciona con la asimetría en la producción estos fotones presentada en la Fig. 50.



(a)

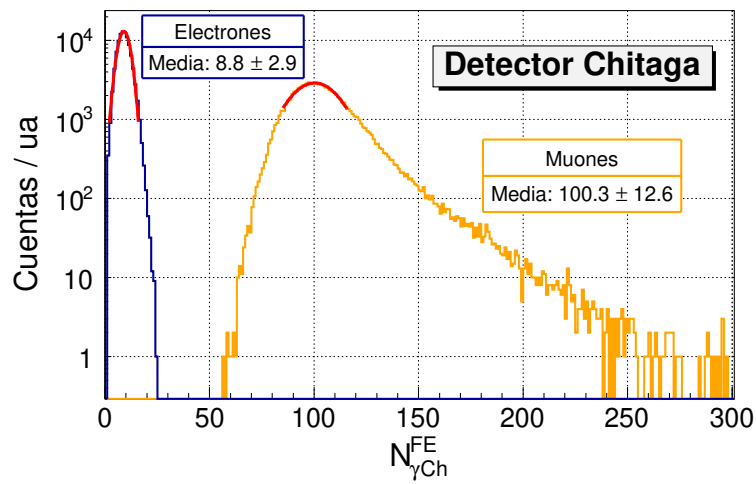


(b)

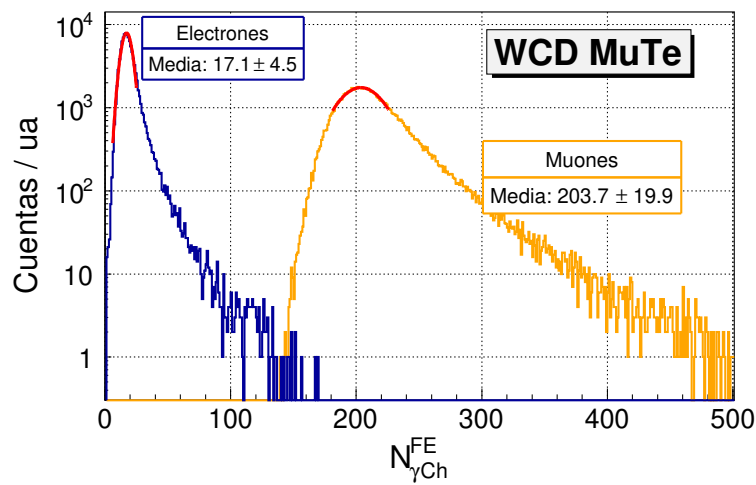


(c)

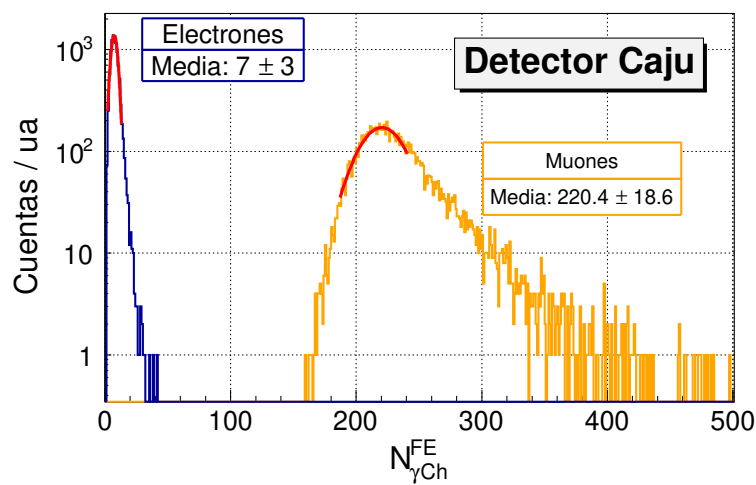
Figura 54. Total de fotones Cherenkov que llegan al foto-cátodo de un WCD por el paso de muones centrales y verticales, a través de diferentes geometrías de WCD: (a) y (c) cilíndrico, y (b) cúbico. La línea roja representa el ajuste tipo Landau a la distribución.



(a)



(b)



(c)

Figura 55. Total de foto-electrones producidos en diferentes geometrías de WCD por el paso de muones y electrones centrales y verticales, por diferentes geometrías de WCD: (a) y (c) cilíndrico, y (b) cúbico. En rojo se presenta el ajuste tipo gaussiano para cada máximo de la distribución, definido este como el intervalo donde se acumula el $\sim 80\%$ de los eventos.

Otra de las características que se verificó fue el decaimiento exponencial de los pulsos, este es $N_{\gamma_{ch}}^{FE}$ como función del tiempo (ver Fig. 25). Estos resultados se presentan en la Fig. 56, donde se observa que los pulsos se ajustan a una función de la forma

$$f(t) = \exp(a + b * t), \quad (55)$$

donde el inverso del parámetro b representa el tiempo medio de atenuación del pulso (τ). La Tabla. 7 presenta estos valores comparados con los medidos experimentalmente en los detectores Chitaga y Caju³⁷. Para el detector Chitaga el valor estimado del modelo difiere en un 3,8 %, mientras en el detector Caju se observa una diferencia del 37.50 % respecto de los datos. Esta diferencia puede ser entendida a partir de la calidad del agua³⁸ del detector real comparada con el modelado. Independiente de las diferencias en el valor absoluto de τ , el modelado realizado en este trabajo predice que para una electrónica de 25 Mhz -y de acuerdo al formato de los datos de LAGO- este τ corresponde al cuarto bin a partir del inicio del pulso (ver Fig. 25).

³⁷ No se realizó la comparación con el detector MuTe ya que se encontraba en fase de calibración al momento de escribir el presente trabajo.

³⁸ En términos de la transparencia a los fotones ópticos

Tabla 6

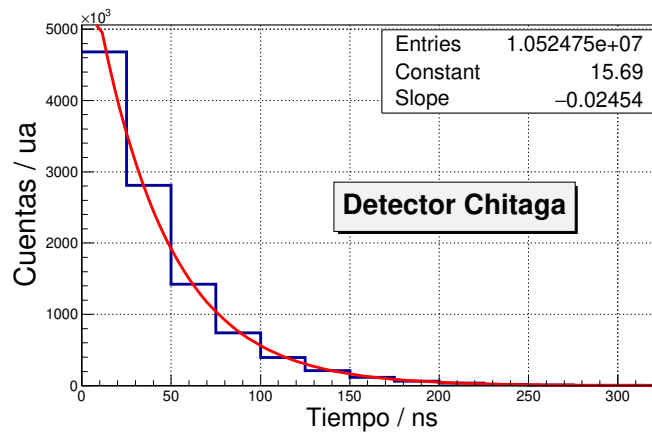
Producción de fotones Cherenkov en los volúmenes de los WCD cilíndrico y cúbico. Los valores presentados corresponden a la media derivada del ajuste tipo Gauss que se presente en las Figs. 53 a 55; los errores corresponden a las respectivas desviaciones estándar. La eficiencia corresponde al cociente $N_{\gamma_{Ch}}^{FE}/N_{\gamma_{Ch}}$. Figura tomada de (Jaimes Motta A. E., 2018).

	Muones		Electrones	
	Cilíndrico	Cúbico	Cilíndrico	Cúbico
$N_{\gamma_{Ch}}$	34756 ± 1138	46857 ± 1632	3422 ± 245	3538 ± 243
$N_{\gamma_{Ch}}^{FC}$	801 ± 52	1617 ± 96	71 ± 10	132 ± 17
$N_{\gamma_{Ch}}^{FE}$	100 ± 12	203 ± 20	9 ± 3	17 ± 5
Eficiencia	0.29 %	0.43 %	0.26 %	0.47 %

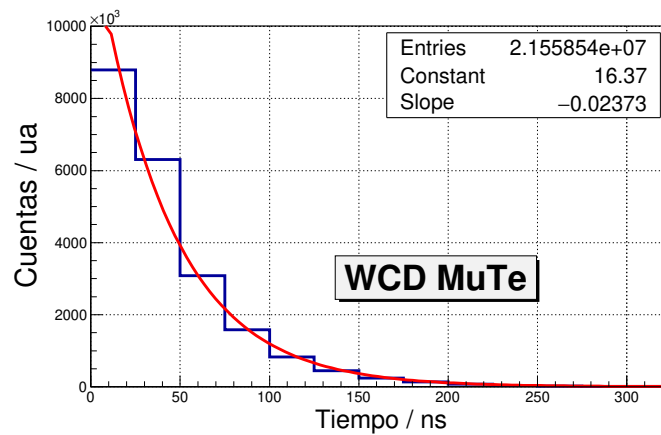
Tabla 7

Tiempo medio de atunación (medido y modelado) de los pulsos en los detectores Chitaga y Caju, de acuerdo a la Ecuación. (55). La última fila (Dif.) presenta la diferencia porcentual (ver Ecuación. (42)) entre el valor medido y modelado. Es importante notar que los valores predichos por el modelo computacional aplicado en este trabajo predicen que el tiempo de caída media del pulso corresponde al cuarto bin desde que comienza el pulso (ver Fig. 25).

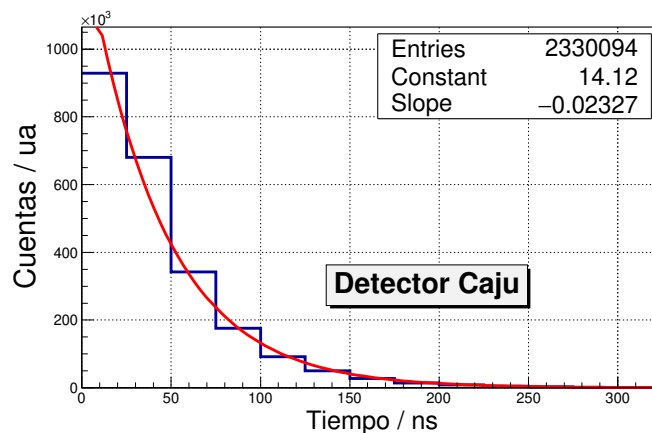
1/b	Chitaga	Caju
Datos	42.37 ns	31.25 ns
Modelo	40.75 ns	42.97 ns
Dif.	-3.82 %	37.50 %



(a)



(b)



(c)

Figura 56. Resultado del pulso medio obtenido para los diferentes WCD de LAGO: Chitaga (a), MuTe (b) y Caju (c). El ajuste es tipo exponencial (Ecuación. (55)), donde el valor para a corresponde a *Constant* y el de b a *Slope*. De acuerdo a cada uno de estos ajustes el tiempo medio de atenuación es ~ 40 ns, ~ 42 ns y ~ 43 ns, respectivamente. Estos tiempos -para los detectores Chitaga y Caju- predicen el comportamiento registrados por los datos de los respectivos detectores: el tiempo medio de caída del pulso sucede en el cuarto bin desde que comienza el pulso (ver Fig. 25).

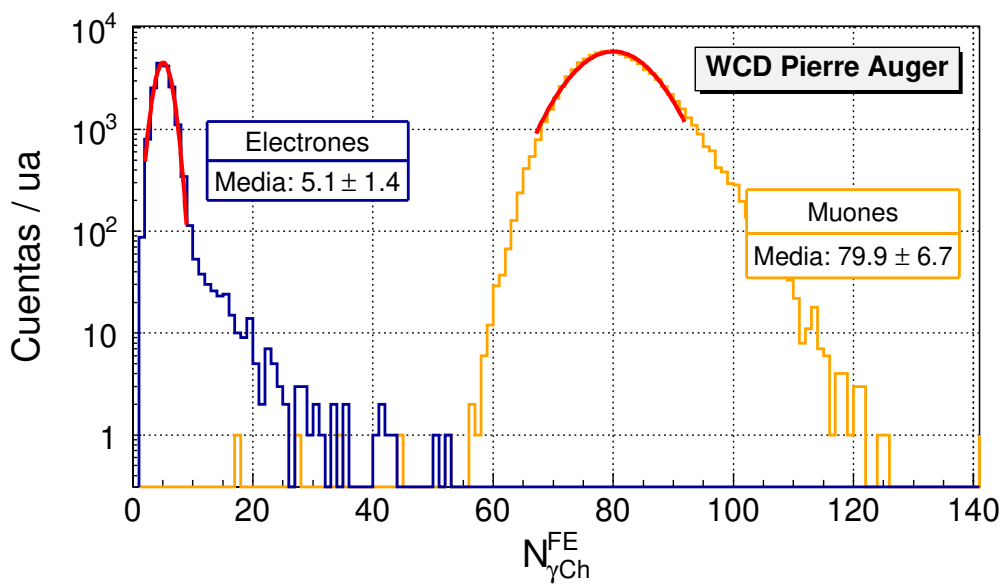


Figura 57. Respuesta de un WCD del observatorio Pierre Auger al paso de muones y electrones verticales y centrales, usando el código `Offline`. Se observa que la producción de foto-electrones es mayor para los muones respecto de los producidos por los electrones.

4.1.2. WCD tipo Pierre Auger. La colaboración Pierre Auger ha desarrollado su propio modelado de los WCD que componen el observatorio. Este modelado está integrado en el conjunto de códigos (escritos en C++ y que emplea librerías de Geant4 para reproducir los procesos de interacción de radiación con la materia) denominado `Offline` (Argiro y cols., 2007). Una de las diferencias fundamentales entre el modelo de WCD implementado en `Offline` y el desarrollado en este trabajo doctoral (Sección. 4.1.2) es la respuesta del PMT. En el primero, se modela con detalle desde la entrada del fotón óptico al foto-cátodo (como función de su dirección de incidencia) hasta el valor en unidades de ADC como función del tiempo (en bins de 25 ns) producido por los respectivos foto-electrones. Los resultados obtenidos para la caracterización del VEM se presentan en la Fig. 57.

4.2. Modelado de un detector plástico centellador

El modelado de detectores plásticos de centelleo, o barra centelladora, se realizó usando el conjunto de códigos en Geant4 (Agostinelli y cols., 2003), y se realizó en tres etapas: desarrollo de los códigos base Fig. 48, ajuste para una barra centelladora y aplicación. La primera etapa fue desarrollada durante esta tesis doctoral, mientras la segunda por Adriana C. Vásquez Ramírez para obtener su título de magíster en Física (Vásquez Ramírez, 2018); trabajo que fue co-dirigido por el autor del presente libro. En este sentido, esta sección presenta la descripción del modelo y resultados adicionales a los obtenidos por Adriana. Se destaca que el trabajo de Adriana fue co-dirigido por quien escribe, obtuvo la máxima nota de calificación.

El modelado del detector plástico centellador se enfocó en barras con geometría de paralelepípedo rectangular, con dimensiones de 1 cm por 4 cm y 120 cm de largo. En el centro de la barra centellador se construyó un agujero de 2 mm de diámetro a través del cual se ubica una fibra óptica multi-revestimiento de 1 mm de diámetro (ver Sección. 3.2, Fig. 30). Una vez definida la geometría de la barra, se definió la geometría de la fibra óptica de acuerdo a las características descritas en la Sección. 3.2, esto es, multi-revestimiento con diámetro externo de 1 mm, densidad de 1.2 gcm^{-3} e índice de refracción de 1.6, con índice de refracción $n = 1.49$ para la primera capa y $n = 1.42$ para la segunda. Esta fibra se ubicó al interior del agujero de la barra, el cual se rellenó de aire.

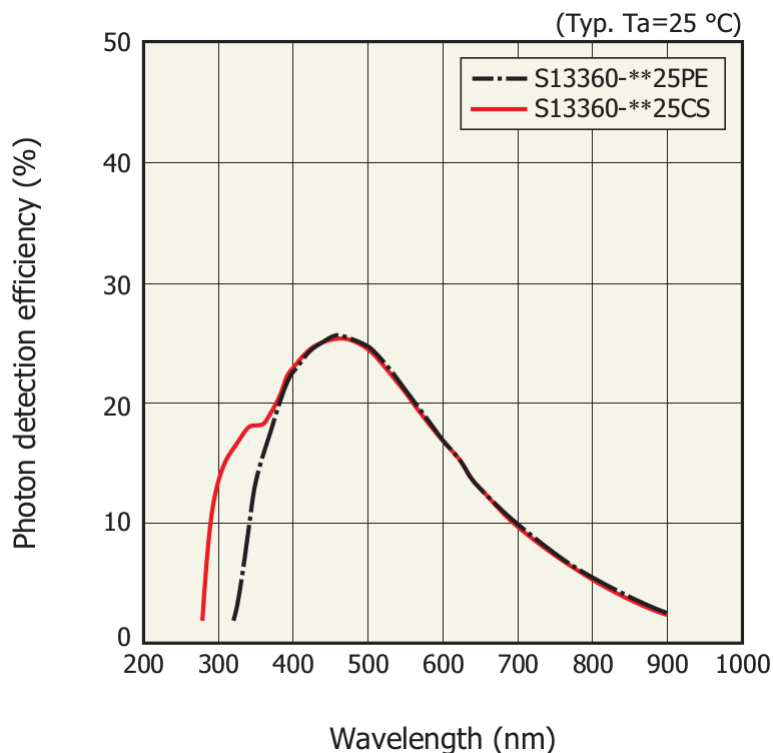


Figura 58. Eficiencia de detección de un fotón como función de su longitud de onda, para los SiPM de la serie 13360-25PE y 13360-25CS. En este trabajo se trabajó con un SiPM 13360-1325CS, por lo que la curva respectiva implementó en el modelado del SiPM, esto es, se discretizó desde 300 nm hasta 900 nm en intervalos de 50 nm. Figura tomada de (K.K. y Division, 2016).

Definidas las propiedades generales de la barra centelladora, se modela el SiPM de referencia 13360-1325PE de Hamamatsu (K.K. y Division, 2016) como una superficie cuadrada con probabilidad de “transformar” un fotón óptico en un foto-electrón (PDE); probabilidad definida por el fabricante, ver la Fig. 58. Para esta tesis se trabajó con los SiPM de referencia 13360-1325CS, por lo que la curva respectiva implementó en el modelado del SiPM, esto es, se discretizó desde 300 nm hasta 900 nm en intervalos de 50 nm.

El primer paso en la validación de los códigos escritos para modelar el sistema barra-fibra-SiPM consistió en estimar el número de foto-electrones que producen electrones y muones de diferentes energías. En principio, y dada las dimensiones de la barra, la respuesta del centellador (número de foto-electrones) deberá ser similar para estos dos tipos de partículas; debido a que el poder de frenado para ambas es del orden de 2 MeV/cm en este tipo de material (Michael y cols., 2008). Esta verificación se realizó haciendo incidir de manera perpendicular a la superficie del centellador, $10^4 e^-$ y μ^- , con energías: 20 MeV, 100 MeV y 500 MeV, para los e^- ; y 1 GeV, 10 GeV y 100 GeV para los muones. Los resultados de esta validación se presentan en la Fig. 59, donde no se observan diferencias significativas en la producción de foto-electrones para ningún tipo ni energías de las partículas incidentes, resultado que valida el modelo realizado.

Como validación adicional, se determinó la atenuación de los fotones al propagarse por el interior de la fibra óptica. Para esto, se inyectaron 10^4 muones de 3 GeV de energía en diferentes puntos de la barra. La selección de los puntos se realizó en base a la intersección entre dos barras ubicadas una detrás de la otra, y de manera perpendicular, tal y como se ilustra en la Fig. 60. Esta intersección se denomina pixel (ver Fig. 60(a)) y las coordenadas al centro de cada uno de ellos están dadas por

$$\begin{aligned}x_p &= (2 + 4p) \text{ cm} \\y_p &= 1 \text{ cm} \\z_p &= 2 \text{ cm},\end{aligned}\tag{56}$$

donde p representa el pixel que se impacta ($p = 0, 1, 2, \dots, 29$), ver Fig. 61. La distribución de los foto-electrones producidos en cada posición de impacto se presentan en la Fig. 62(a). En ésta, el

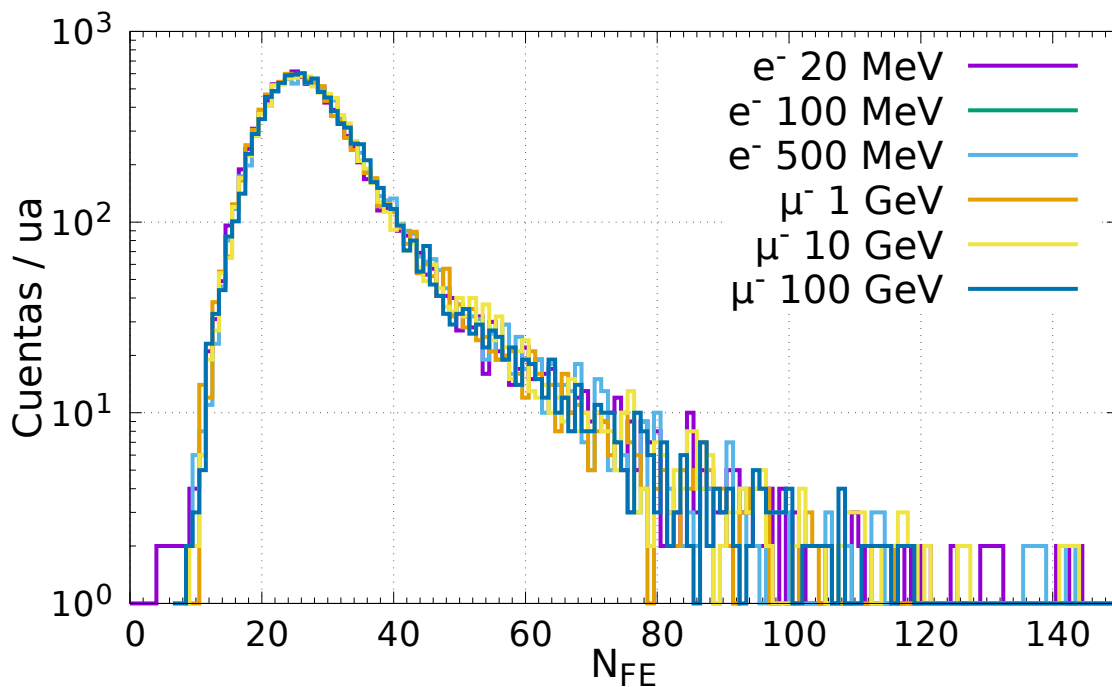


Figura 59. Respuesta del modelo barra-fibra-SiPM para muones y electrones que inciden perpendicular a la superficie de la barra centelladora. En colores se representa la energía de incidencia de las partículas. No se observan diferencias significativas en la producción de foto-electrones para ningún tipo ni energía de las partículas, resultado esperado dado que el poder de frenado, a estas energías, es de 2 MeV/cm (Michael y cols., 2008), lo que a su vez valida el modelo barra-fibra-SiPM.

límite inferior de las cajas representan el 25 % de la distribución y el límite superior del 75 %; los extremos de las líneas corresponden a los valores mínimos y máximos, mientras la línea conecta los valores promedios. Como se observa, la media en la producción de foto-electrones es alrededor de 30, con una dispersión aproximada de $\pm 10 N_{FE}$. Por otra parte, la Fig. 62 presenta la atenuación del sistema barra-fibra-SiPM como función de la posición de impacto; tomando como referencia el valor medio de N_{FE} producidos a 2 cm. El modelo predice una atenuación de $\sim 14 \%$, valor que se encuentra en concordancia con mediciones experimentales realizadas, tanto en las instalaciones de la universidad industrial de Santander, $\sim 11 \%$ (Calderón Ardila, 2019), como en otros laboratorios

asociados al observatorio Pierre Auger, $\sim 16\%$ (Aab y cols., 2017). Este resultado representa una mejora respecto al obtenido por Adriana Vásquez (7%) (Vásquez Ramírez, 2018) y se obtuvo a partir del refinamiento de la longitud de absorción para los fotones al interior del centellador.

Una vez validado el modelo, se caracterizó la respuesta de la barra centelladora en función de la distribución del tiempo que tarda en detectarse n foto-electrones desde el momento en se registra el primer foto-electrón. Esta distribución es equivalente al pulso medio esperado en el SiPM y como resultado se obtuvo que el $\sim 90\%$ de los foto-electrones son registrados en los primeros 40 ns , ver detalles en (Vásquez Ramírez, 2018).

Como resultado importante, se destaca la importancia del acople mecánico fibra-SiPM. En este trabajo se estimó las pérdidas que se pueden producir por un incorrecto acople, se modeló el número de foto-electrones registrados en el pixel 0 (2 cm), si entre la fibra y el SiPM existe un espacio de aire de 1.15 mm . Este resultado se comparó con el caso en que el acople es perfecto, es decir, sin espacio de aire. Los resultados se presentan en la Fig. 63, donde se observa una pérdida de $\sim 80\%$ en el número de foto-electrones debido al espacio de aire.

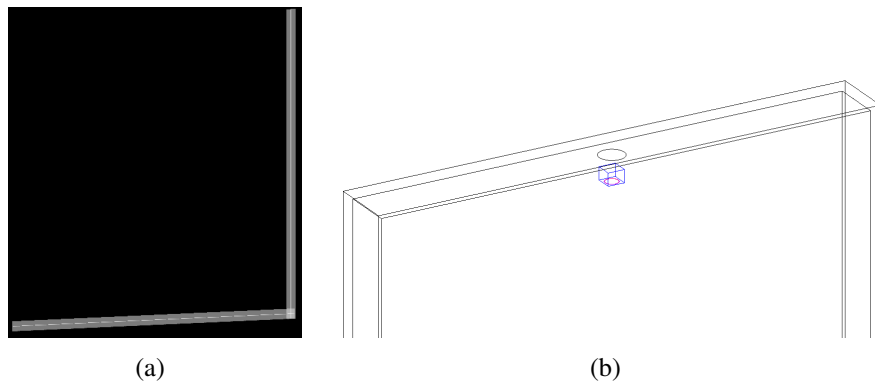


Figura 60. Modelo del sistema barra-fibra-sipm. (a) la intercepción de barras, ubicadas de manera perpendicular, definen un pixel cuyo centro caracteriza la posición del mismo respecto del extremo donde se ubica el SiPM. (b) ilustra el sistema barra (líneas blancas), SiPM (amarillo) y fibra (verde).

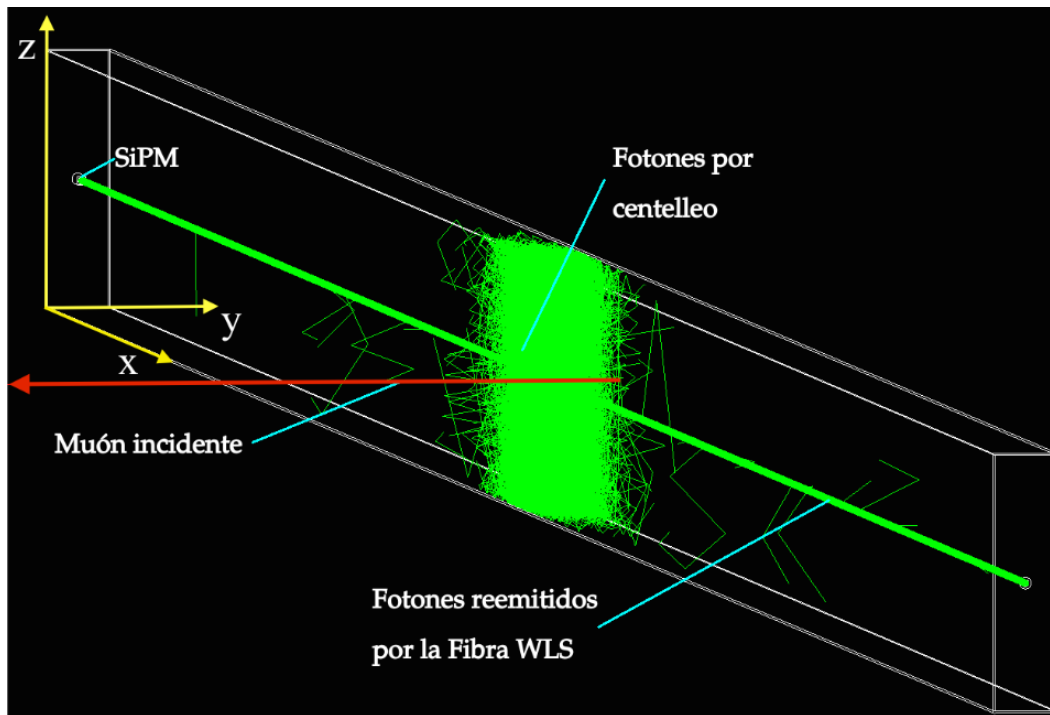


Figura 61. Cadena de sucesos simulada en Geant4 para la detección de un μ de 3 GeV que incide horizontalmente (en dirección $-\hat{y}$) sobre un detector de centelleo, a 62 cm del SiPM (en el eje x). Cuando el muon atraviesa la barra se produce un número de fotones por centelleo, con una atenuación media de 5.5 cm en el poliestireno. Parte de estos fotones son absorbidos por la fibra y re-emitidos 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. Figura tomada de (Vásquez Ramírez, 2018).

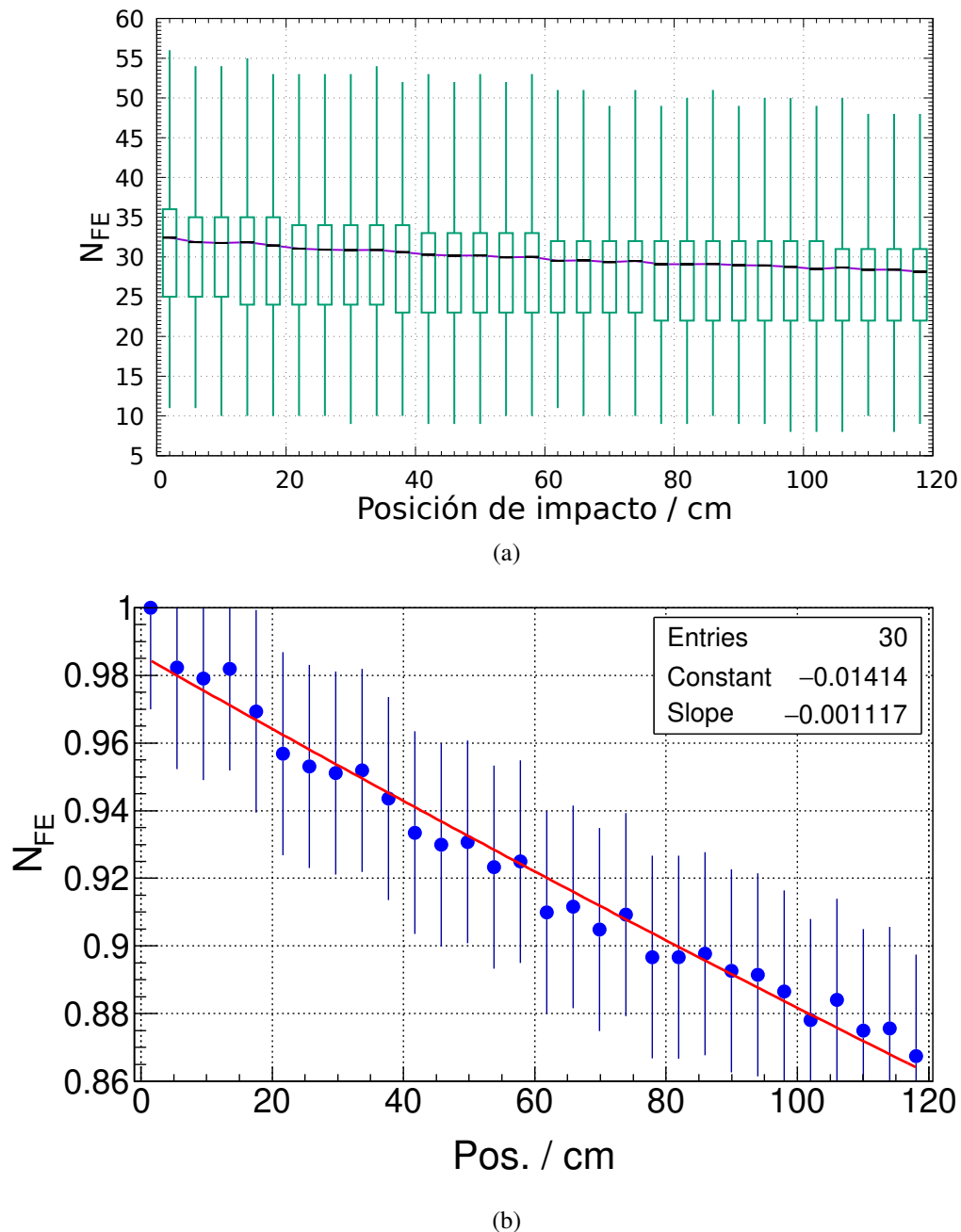


Figura 62. (a) número estimado de foto-electrones (N_{FE}) que se producen por muones (3 GeV) que atraviesan el sistema barra-fibra-SiPM, como función de la posición de impacto. El límite inferior de las cajas representan el 25 % de la distribución y el límite superior del 75 %. Los extremos de las líneas corresponden a los valores mínimos y máximos, mientras la línea conecta los valores promedios. Se observa que la media en la producción de N_{FE} es alrededor de 30, con una dispersión aproximada de ± 10 . (b) atenuación del sistema barra-fibra-SiPM como función de la posición de impacto; el valor de 1 corresponde al promedio de N_{FE} producidos a 2 cm. La línea roja corresponde a un ajuste tipo exponencial. Se predice una atenuación de ~ 14 %, valor que se encuentra en concordancia con mediciones experimentales, las cuales estiman esta absorción en ~ 11 % (Calderón Ardila, 2019) y ~ 16 % (Aab y cols., 2017); así mismo, este resultado es una mejora respecto al obtenido por Adriana Vásquez (7 %) (Vásquez Ramírez, 2018).

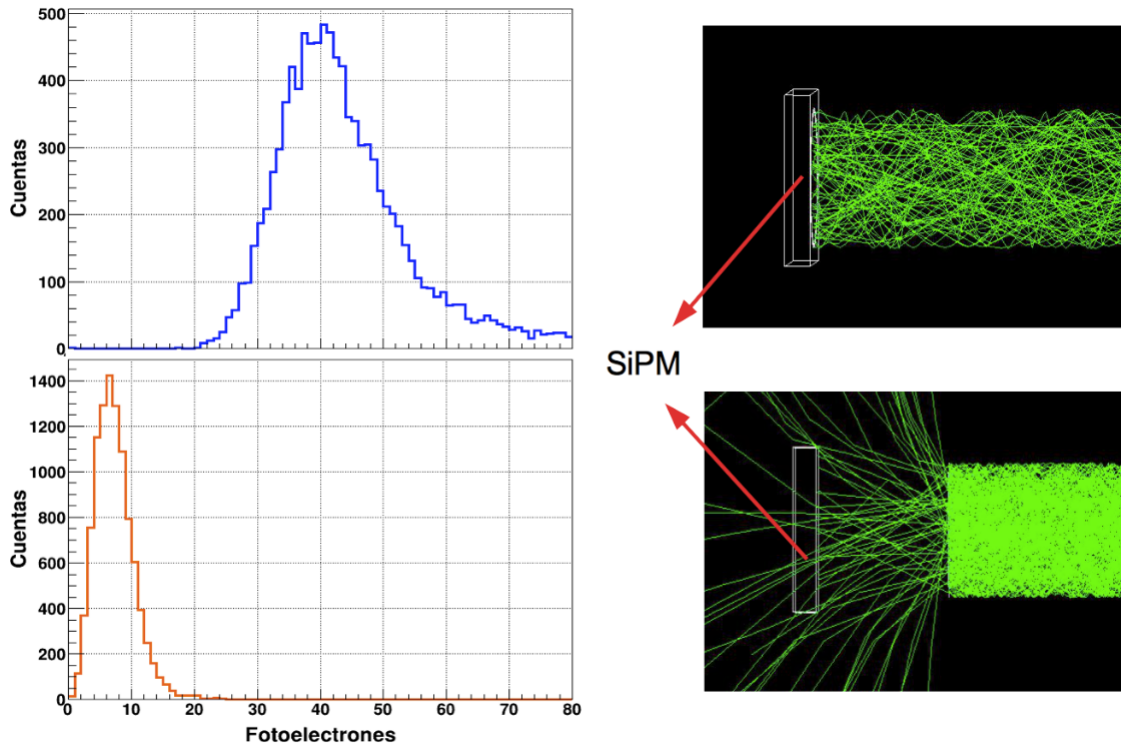


Figura 63. Diferencia del número de foto-electrones medidos con un sistema donde el SiPM está pegado a la fibra (caso 1, arriba) y con un SiPM separado a 1.15 mm de la fibra (caso 2, abajo). Se puede observar que en el segundo caso la señal obtenida es 80 % menor que en el caso ideal, por lo que es importante garantizar un acople óptimo entre el SiPM y la fibra en un detector de centelleo. Figura tomada de (Vásquez Ramírez, 2018).

5. Aplicaciones a los decrecimientos Forbush

La primera aplicación de los modelos desarrollados, y los respectivos resultados, obtenidos en los Capítulos. 2 y 4 está orientada al estudio del clima espacial, en particular a los decrecimientos Forbush (Fd, por sus siglas en inglés), fenómeno que se describe en la Sección. 5.1. Diferentes observatorios han reportado cambios en el conteo de partículas secundarias a nivel del suelo durante un Fd. Actualmente, los observatorios Pierre Auger y LAGO están enfocando sus análisis a la búsqueda de este tipo de fenómenos.

El observatorio Pierre Auger ya ha encontrado indicios de Fd en sus datos (The Pierre Auger Collaboration, 2011; Dasso y cols., 2012), mientras LAGO ha empezado a usar los modelos y herramientas desarrolladas durante el presente trabajo doctoral para estudiar cómo el flujo de secundarios es afectado por deformaciones dinámicas del campo geomagnético (H. Asorey and S. Dasso and L. A. Núñez and Y. Pérez and C. Sarmiento-Cano and M. Suárez-Durán for the LAGO Collaboration, 2015).

En este contexto, el presente capítulo está enfocado en estimar cuánto de esta afectación es causada por la deformación del campo geomagnético (Secciones. 5.2 a 5.4). Para esto, se ha usado como punto de partida la versión de códigos, metodologías, y modelos computacionales desarro-

llados y presentados en el Capítulo. 2 y Sección. 4.1. Razón por la que al inicio de cada una de las secciones del presente capítulo, se hace una breve descripción de cómo se emplean estos puntos de partida para estimar la modulación del flujo de partículas secundarias debido al CG y cómo pudieran responder los WCD a este flujo.

En la Sección. 5.4 se estima la respuesta de un WCD durante, los decrecimientos Forbush de mayo de 2005 y diciembre de 2006, para tres posiciones geográficas: San Carlos de Bariloche, Argentina (BRC, 41° S, $71^{\circ}18'$ O); Bucaramanga, Colombia (BGA, $7^{\circ}8'$ N, 73° O); y Malargüe (MGE, $35^{\circ}28'$ S, $69^{\circ}35'$ O), Argentina (Secciones. 5.3 y 5.4). Las primeras dos posiciones corresponden al observatorio LAGO y la tercera al observatorio Pierre Auger.

En la Sección. 5.5 se plantea un modelo que podría permitir caracterizar la afectación de un Fd sobre el flujo de RC que arriban a la atmósfera a partir del comportamiento de la señal registrada por los WCD del observatorio Pierre Auger.

5.1. Decrecimientos Forbush

La interacción entre los rayos cósmicos y el viento solar tiene como efecto la modulación del flujo de RC medido en diferentes puntos de la Heliósfera. Este trabajo se enfoca en las modulaciones causadas por las eyecciones de masa coronal interplanetarias (ICME, por sus siglas en inglés). Las ICME son fenómenos solares transitorios que modifican el flujo de RC que llegan a la atmósfera terrestre y provocan importantes decrecimientos en la intensidad de la radiación que se mide en el

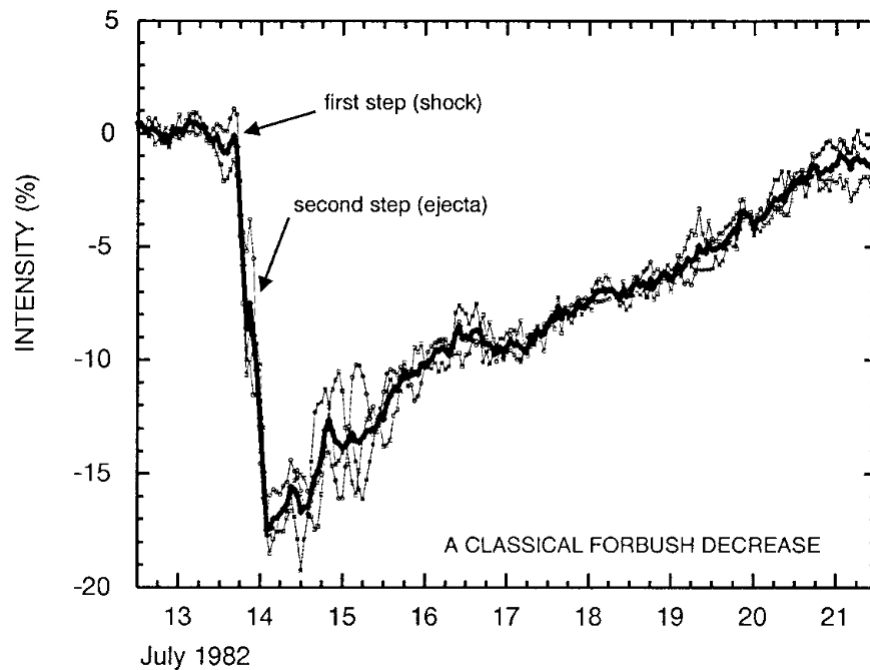


Figura 64. Decrecimiento porcentual del conteo de Neutrones durante un evento Fd, registrado en Julio de 1982. Este decrecimiento corresponde al conteo de neutrones, para tres estaciones de monitoreo de neutrones: Deep River, Mt. Wellington, y Kerguelen. La línea negra sólida indica el promedio de la tasa de conteos. Se indican las dos estructuras que componen un evento Fd de dos-pasos típico: el primero (*first step*), corresponde a los RC que son atrapados detrás de la onda de choque (*shock*); el segundo (*second step*), corresponde a los RC que son capturados en el interior de la ICME (*ejecta*). Figura tomada de (Cane, 2000).

suelo. Los Fd pueden llegar a alcanzar decrecimientos del orden del 20 % y sus registros se realizan a través de tecnologías (*Neutron Monitor*, NM), que miden el flujo de neutrones -originados en las EAS- en la superficie terrestre Fig. 64.

Los Fd fueron reportados por primera vez en 1937 por Scott E. Forbush (Forbush, 1937). Más adelante, en el año de 1954, Scott E. Forbush encontró una correlación entre el flujo de RC y perturbaciones en el campo Geomagnético; perturbaciones causadas por la interacción de este

campo con el paso de una ICME (Forbush, 1954). A partir de estos hallazgos, Scott E. Forbush concluyó que:

“... los cambios globales en la intensidad de rayos cósmicos resultan de la alteración de las trayectorias de las partículas en el campo externo, superpuesto con el de la Tierra durante perturbaciones magnéticas” (Forbush, 1954).

Los eventos Fd se clasifican en dos tipos de acuerdo a su duración:

- **Fd recurrentes:** son eventos que se observan a lo largo de las rotaciones solares.
- **Fd no-recurrentes:** este tipo de decrecimientos está asociado a eventos solares transitorios como el paso de una ICME por el campo Geomagnético, y tienen duración de algunos días (Cane, 2000; A. V. Belov, 2008).

Los Fd no-recurrentes son los fenómenos de interés en este trabajo, razón por la cual a partir de este punto el término Fd, hará referencia a los Fd de tipo no-recurrentes.

La modulación de RC asociada a los Fd se puede entender a partir de la interacción de una ICME con el campo Geomagnético. El avance de una ICME sobre el fondo de viento solar genera un frente de choque con la aparición de campos magnéticos. Cerca de la tercera parte de las ICME registradas presenta campos magnéticos muy intensos que se denominan nubes magnéticas. A la interacción de estas nubes con el viento solar se le atribuye gran parte de la modulación de los RC (con $E \sim \text{GeV}$) que ingresan a la Tierra.

Estas modulaciones, registradas por los NM, presentan diferentes estructuras, o perfiles, dentro de los que se destacan los denominados Fd de dos pasos (Cane, 2000). Las Figs. 64 y 65 muestra un ejemplo y la estructura de este tipo de Fd, donde el primer paso esta asociado a la llegada del frente de choque de la ICME al campo Geomagnético, mientras el segundo paso se corresponde con los RC atrapados al interior de la ICME. Para conocer más sobre las diferentes estructuras registradas para eventos Fd ver (Jordan, Spence, Blake, y Shaul, 2011), y las referencias allí citadas.

Es importante resaltar que los Fd de dos-pasos constituyen un caso particular de los Fd que se han registrado (Jordan y cols., 2011). Este hecho pone de manifiesto que los Fd son más complejos de lo que se piensa y que se requieren más datos y estudios para comprender cómo la interacción entre: ICME, viento solar y campo Geomagnético, afecta la propagación de RC con dirección a la Tierra. En este contexto, nuevos experimentos, con nuevas tecnologías, están surgiendo como herramientas importantes para estudiar y aportar nueva información al entendimiento de la naturaleza de estos Fd.

En particular, el registro de partículas cargadas a nivel del suelo, empleando detectores Cherenkov de agua, ha empezado a contribuir a este tipo de estudios, como lo mostró en 2011 la colaboración Pierre Auger al registrar un Fd de dos-pasos usando este tipo de tecnología (Asorey, H. for The Pierre Auger Collaboration, 2011). La Fig. 66 presenta el Fd registrado por esta colaboración donde se observa claramente la estructura de dos-pasos que registran los tradiciones

monitores de neutrones.

5.2. Espectro de rayos cósmicos durante los decrecimientos Forbush: mayo de 2005 y diciembre de 2006

El espectro de rayos cósmicos que ingresa a la atmósfera terrestre sigue una ley de potencias, tal y como se presentó en la Fig. 1, Sección. 1.1. La estimación de este espectro se realiza usando como base la Ecuación. (5), que permite calcular el número total de primarios de cada especie por metro cuadrado en un cierto intervalo de tiempo, y eventualmente -aplicando el método expuesto en el Capítulo. 2- predecir el número de secundarios que llegarían al suelo en una cierta posición geográfica.

En este trabajo se estimó el equivalente a un total de 1 hora del flujo por metro cuadrado de primarios para cada una de las posiciones (BGA, BRC y MGE) con los parámetros que se presentan en la Tabla. 3. Una vez finalizado el modelado de las respectivas EAS, se determinó el número y porcentaje de primarios que produjeron al menos un secundario al nivel de cada punto de observación. Estos resultados se presentan en la Tabla. 4, donde se observa que del total de primarios que llegan en una hora por metro cuadrado a la atmósfera de la Tierra, aproximadamente el $\sim 3\%$ produce al menos un secundario en el suelo.

La afectación de rayos cósmicos por efecto del campo geomagnético se estima a partir de la

metodología expuesta en la Sección. 2.2, es decir, una vez obtenida las respectivas CDF es posible refinar la cuenta del flujo esperado de primarios $\Phi_{(i)}$ y calcular su espectro durante la ocurrencia de un Fd. La Fig. 18 presenta el resultado para $\Phi_{(1)}$ (condición calma) y $\Phi_{(2)}$ (condición dinámica), para aquellos primarios que producen al menos un secundario a nivel del suelo, en cada una de las posiciones geográficas de interés. Como se observa para las tres posiciones consideradas. La influencia del CG es importante solo a bajas energías (~ 20 GV) sin la presencia de un corte abrupto, como si se espera en la definición tradicional de la rigidez de corte. Por otra parte, se observa que el flujo de RC es afectado en concordancia con las Figs. 17(a) a 17(c), esto es, mayor para BGA (rigidez que alcanza ~ 50 GV) que BRC (~ 30 GV).

5.3. Espectro de secundarios a nivel del suelo durante los decrecimientos Forbush: mayo de 2005 y diciembre de 2006

El espectro de energía esperado de secundarios que se producen por una hora de flujo de RC en la atmósfera, sin tener en cuenta el campo geomagnético, para cada una de las posiciones de interés se presenta en la figura Fig. 19. Este resultado se obtiene luego de aplicar los modelos y la metodología descritas en las Secciones. 2.3 y 2.4. A partir de los flujo $\Phi_{(2)}$ obtenidos en la Sección. 5.2, las Figs. 67 a 69 presentan la ΔE_{2-1} , por tipo de secundario, para el decrecimiento Forbush de Mayo de 2005, en BGA y BRC, y Diciembre de 2006, para la posición MGE. Cada una de estas gráficas ilustra, a manera de comparación, la medición realizada por monitores de neutrones con $R_{C(0)}$ similar a las posiciones BGA (*Emilio Segre Observatory*, ESOI) y BRC (México, MXCO).

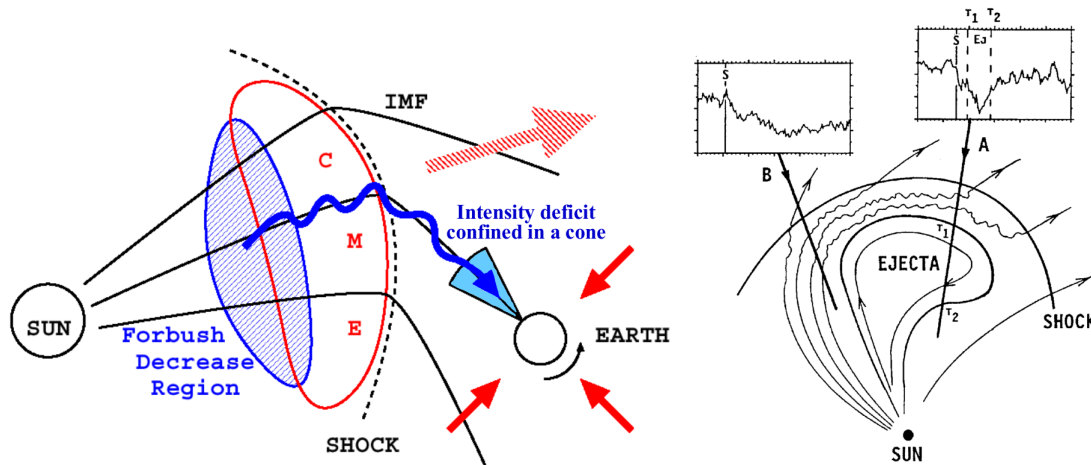


Figura 65. Izquierda: en azul y rojo se representa la CME, la cual eventualmente se convierte en ICME, que originaría un evento Fd. Las líneas punteadas corresponden al frente de choque formado por la interacción de la CME con el viento solar, y su campo magnético asociado o interplanetario (IMF, por sus siglas en inglés). Las líneas rojas que apuntan a la Tierra representan el flujo de RC cuasi-isótropo que llega a la atmósfera terrestre, mientras la flecha en azul representa el déficit de flujo de RC causado por la interacción entre los campos magnéticos de la ICME y el flujo de RC con dirección de llegada a la Tierra. Figura tomada de (Asipenka y cols., 2009). Derecha: estructura de una ICME y su onda de choque asociada. Arriba, el viento solar es atrapado alrededor de la ICME, termalizado y comprimido en el frente. Teniendo que parte del flujo de RC ingresará a estas ICME, la figura indica dos posibles caminos a seguir por los RC a través de estas ICME, A y B. Cada uno de éstos producirá un resultado diferente para el perfil de flujo de RC. El momento en que los RC pasan por la onda de choque es indicado por la línea vertical S, mientras T1 y T2, corresponden a los tiempos inicial y final que implicaría pasar por la ICME. En este sentido, los Fd de dos-pasos corresponderían a aquellos eventos en los que los RC ingresan a la ICME por el camino A.

En el caso particular del observatorio Pierre Auger la Fig. 67(c) presenta sus datos registrados en el modo *scaler*. Es importante destacar que estas figuras muestran que ΔE_{2-1} mantiene un valor positivo a lo largo del decrecimiento, lo que se implica que los valores de R_m durante este tiempo son menores que el valor en condiciones calmas del campo geomagnético. Este resultado es coherente con el hecho que bajos índices Dst (< 0) corresponden a un decrecimiento del CG (ver

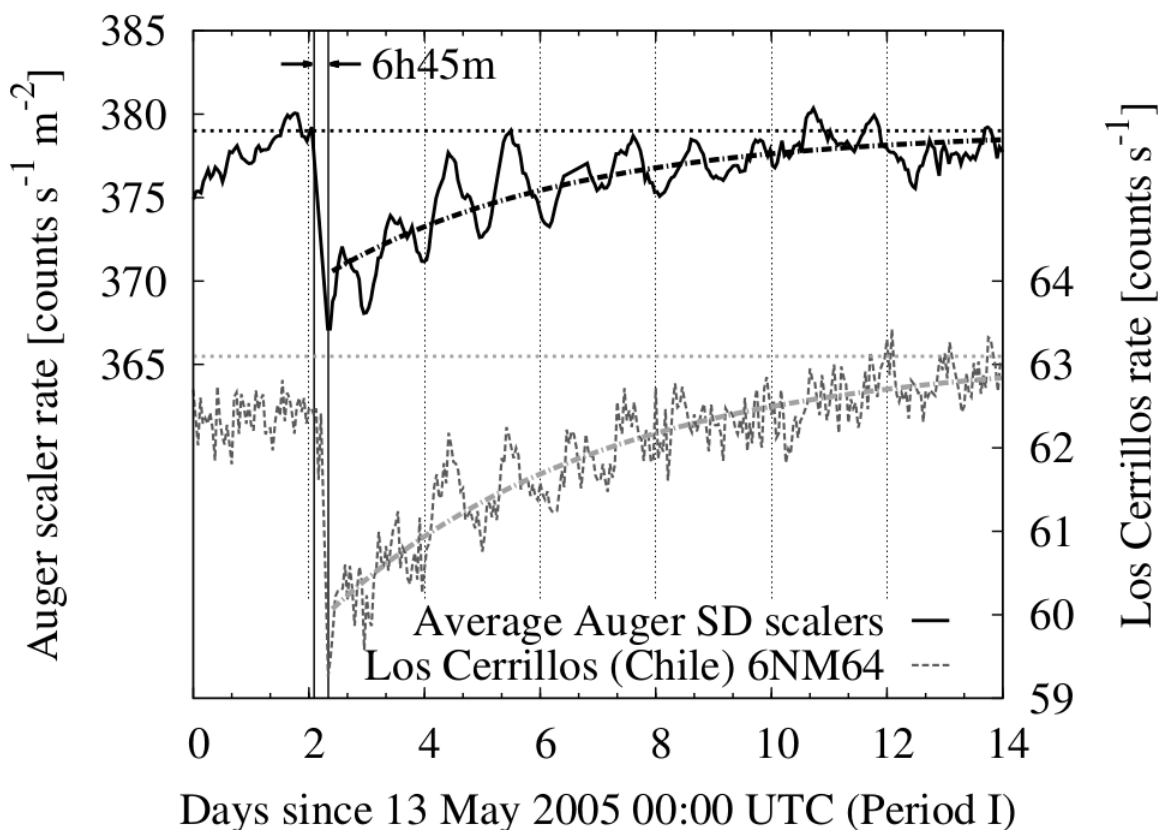


Figura 66. Evento Fd, de dos pasos, registrado en mayo de 2005 por el observatorio Pierre Auger y el monitor de neutrones de Los Cerrillos (Chile). Se observa el efecto día noche en el conteo de secundarios registrados por el observatorio Auger, y como sobre este efecto se presenta un decrecimiento que sigue el mismo comportamiento que el registro del NM. Figura tomada de (Asorey, H. for The Pierre Auger Collaboration, 2011).

Sección. 1.2.3); hecho que ha sido reportado por D. F. Smart y M. A. Shea en el año 2005 (D. Smart y Shea, 2005), y por D. F. Smart y colaboradores en el año 2006 (D. Smart, Shea, Tylka, y Boberg, 2006). En particular, D. F. Smart y M. A. Shea muestran como la rigidez de corte vertical disminuye para un índice Dst de -300 nT; mientras que D. F. Smart y colaboradores reportan este mismo comportamiento para diferentes intensidades de tormentas magnéticas.

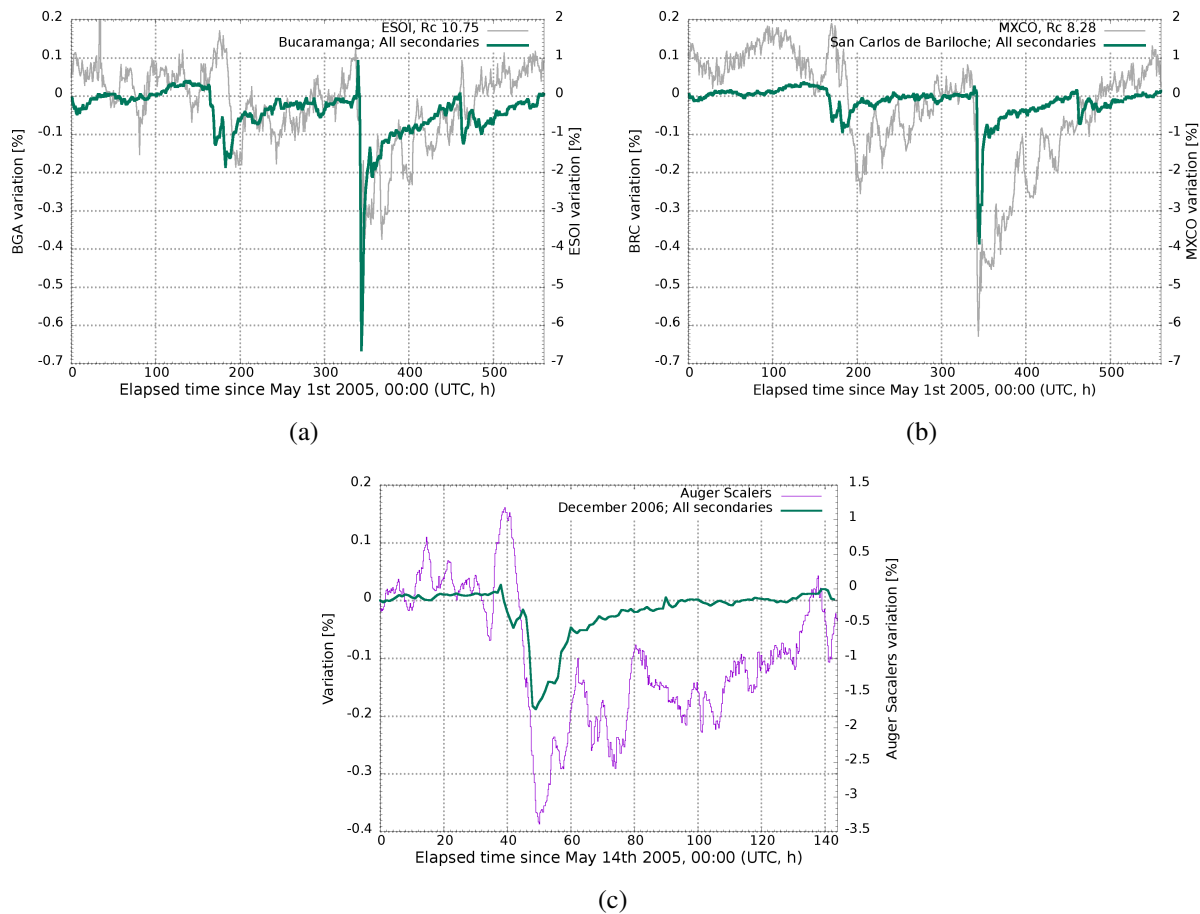
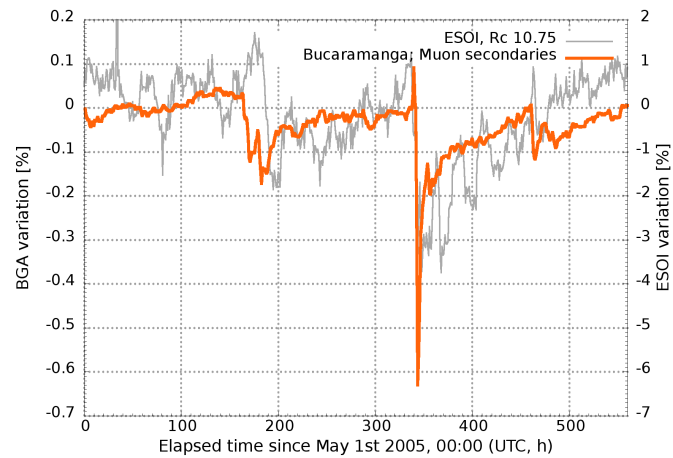
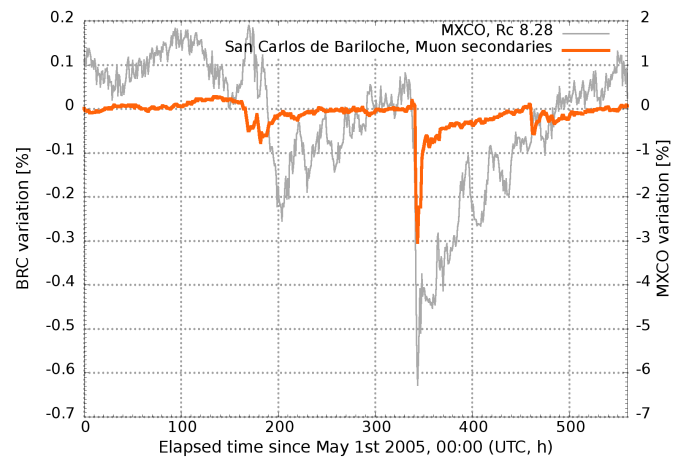


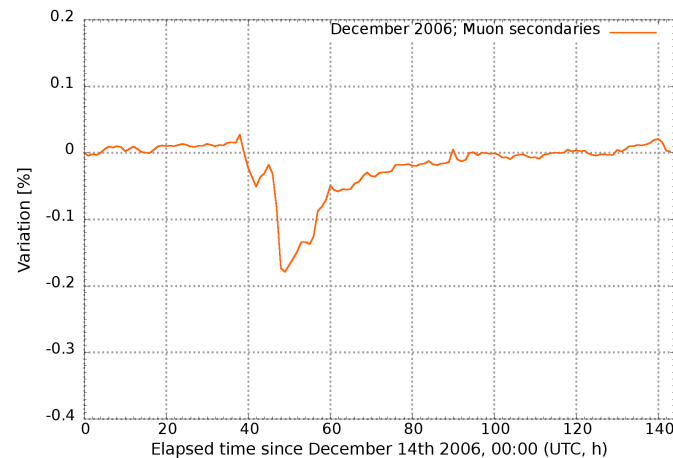
Figura 67. Evolución temporal de $\Delta\Xi_{2-1}$ para todos los tipos de secundarios durante los decrecimientos Forbush: mayo de 2005, BGA (a) y BRC (b); y diciembre de 2006, MGE (c). Para las figuras (a) y (b), en gris se presenta los datos registrados por los monitores de neutrones: *Emilio Segre Observatory*, Israel (ESOI, con $R_{C(0)} = 10.75$ GV), para BGA; México (MXCO, con $R_{C(0)} = 8.28$ GV) para BRC. Los datos para ambos monitores de neutrones fueron tomados de la base de datos de detectores de neutrones: <http://www.nmdb.eu>. Para el caso de la ubicación de MGE, violeta, se muestra los datos registrados por el observatorio Pierre Auger. Para las tres posiciones geográficas, se observa que los resultados obtenidos en esta tesis predicen la afectación en el flujo de secundarios durante el Fd. Afectación medida por tres instrumentos diferentes. Es importante notar la diferencia entre el porcentaje de afectación predicho (~ 0.5 %) y los medidos (~ 4 %). Diferencia que se entiende porque la predicción realizada es sobre el efecto que tiene la perturbación del CG sobre los RC, y no del fenómeno global, es decir: ICME, CG y RC.



(a)

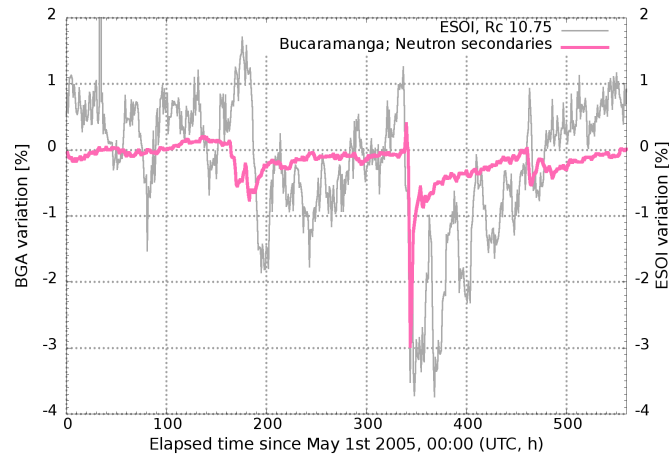


(b)

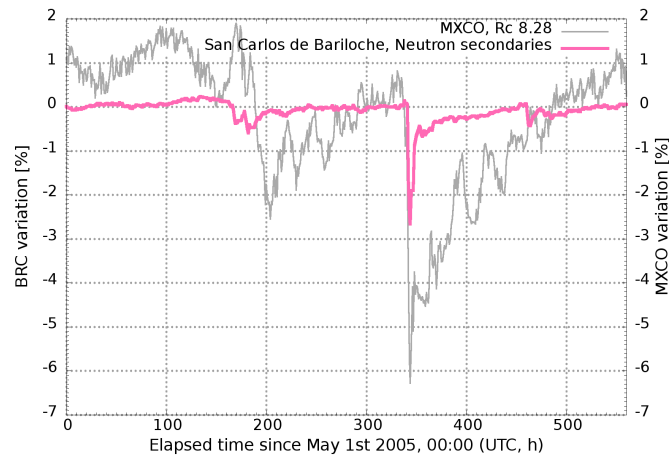


(c)

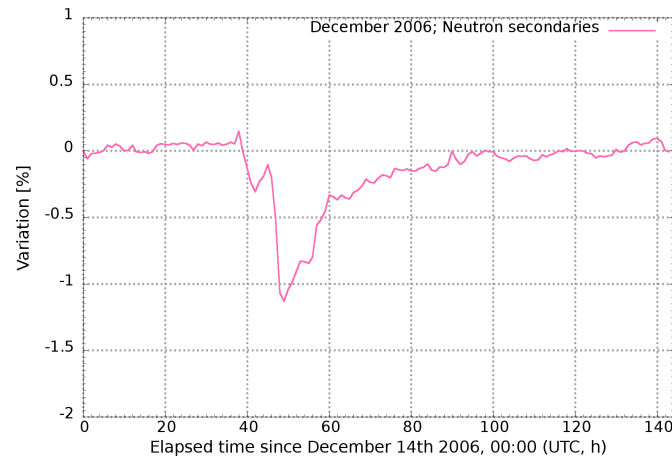
Figura 68. Evolución temporal de $\Delta\bar{E}_{2-1}$ para secundarios tipo muon durante los decrecimientos Forbush: mayo de 2005, BGA (a) y BRC (b); y diciembre de 2006, MGE (c). Para las figuras (a) y (b), en gris se presenta los datos registrados por monitores de neutrones: *Emilio Segre Observatory*, Israel (ESOI, con $R_{C(0)} = 10.75$ GV), para BGA; y México, (MXCO, con $R_{C(0)} = 8.28$ GV) para BRC. Los datos para ambos monitores de neutrones fueron tomados la base de datos de detectores de neutrones: <http://www.nmdb.eu>.



(a)



(b)



(c)

Figura 69. Evolución temporal de ΔE_{2-1} para secundarios tipo neutron durante los decrecimientos Forbush: mayo de 2005, BGA (a) y BRC (b); y diciembre de 2006, MGE (c). Para las figuras (a) y (b), en gris se presenta los datos registrados por monitores de neutrones: *Emilio Segre Observatory*, Israel (ESOI, con $R_{C(0)} = 10.75$ GV), para BGA; y México, (MXCO, con $R_{C(0)} = 8.28$ GV) para BRC. Los datos para ambos monitores de neutrones fueron tomados de la base de datos de detectores de neutrones: <http://www.nmdb.eu>.

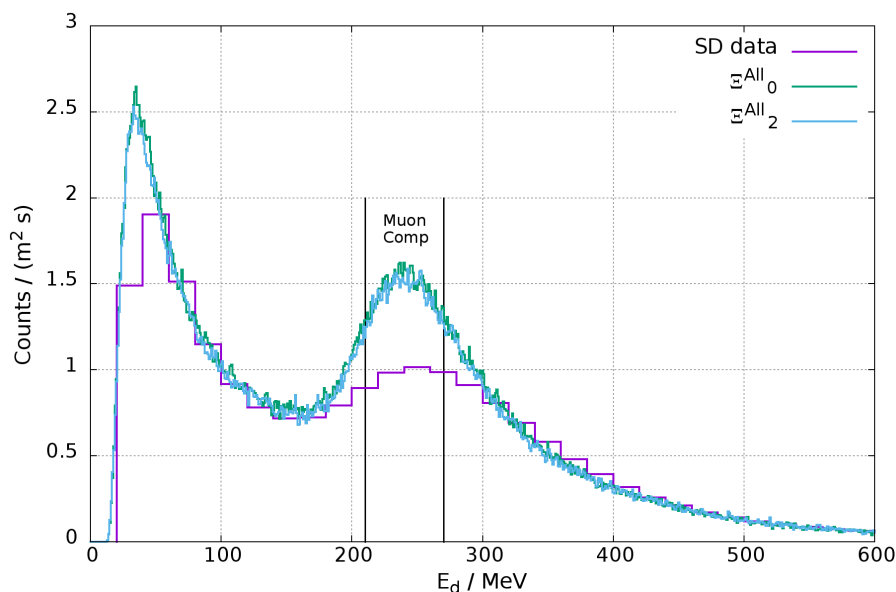


Figura 70. Histograma de carga modelado para la respuesta de un WCD del observatorio Pierre Auger, usando el código Offline, al flujo $\Xi_{(2)}$ de todos los secundarios a las 00:00 horas del 15 de diciembre de 2006. El histograma en violeta representa el histograma (con ancho de bin de 20 MeV) de carga medio registrado por el Observatorio Pierre Auger para la misma hora.

5.4. Respuesta de un detector Cherenkov de agua durante un decrecimiento Forbush

Con los resultados obtenidos en la Sección. 5.3 y los modelos de detectores Cherenkov de agua desarrollados en la Sección. 4.1 se puede estimar la respuesta de los detectores LAGO y Pierre Auger para los dos decrecimientos Forbush de interés. Debido a los tiempos para la realización del presente trabajo doctoral, se realizaron las estimaciones para la respuesta de un WCD del observatorio Pierre Auger, esto es, usando el código Offline.

A partir del modelo implementado en la Sección. 4.1.2, se realizó la estimación de la respuesta

de un WCD para el Fd de diciembre de 2006. Como flujo secundarios se usó el resultado obtenido en la Sección. 5.3, Fig. 67(c), que corresponde a $\Xi_{(2)}$ para cada hora, desde las 00:00 horas del 13 de diciembre hasta las 23:00 horas del 18 de diciembre de 2006.

El primer paso en la estimación, realizado para cada hora, se distribuyó el respectivo flujo $\Xi_{(2)}$ sobre una circunferencia de radio ~ 5 m ubicada sobre la tapa del detector; a una altura, desde el suelo, de 1.94 m. Posteriormente, cada partícula fue propagada a través del WCD de acuerdo a su vector momentum.

La señal depositada por cada partícula es integrada en trazas temporales de acuerdo a la respuesta producida en cada uno de los tres PMT. Esta señal es convertida a unidades físicas teniendo como referencia que la energía media depositada por un muon que atraviesa verticalmente el detector (VEM) es 240 MeV (Etchegoyen y cols., 2005a). Con esta información, y con todas las partículas que atraviesan el detector, se construye un histograma de energía depositada que se presenta en la Fig. 70. Esta figura muestra los histogramas para la respuesta a dos flujos de secundarios: $\Xi_{(0)}$ y $\Xi_{(2)}$, siendo este último el histograma reconstruido para las 00:00 horas del 15 de diciembre (mínimo del Fd), además de mostrar como referencia el histograma registrado por el observatorio Pierre Auger para la misma hora.

Teniendo en cuenta la información codificada en la estructura de este tipo de histograma (ver Sección. 3.1), en adelante llamaremos componente integral a la integral desde 0 MeV hasta 600 MeV, y componente muon a la integral en el rango de 210 MeV hasta 270 MeV, del histograma de energía depositada (ver Fig. 70).

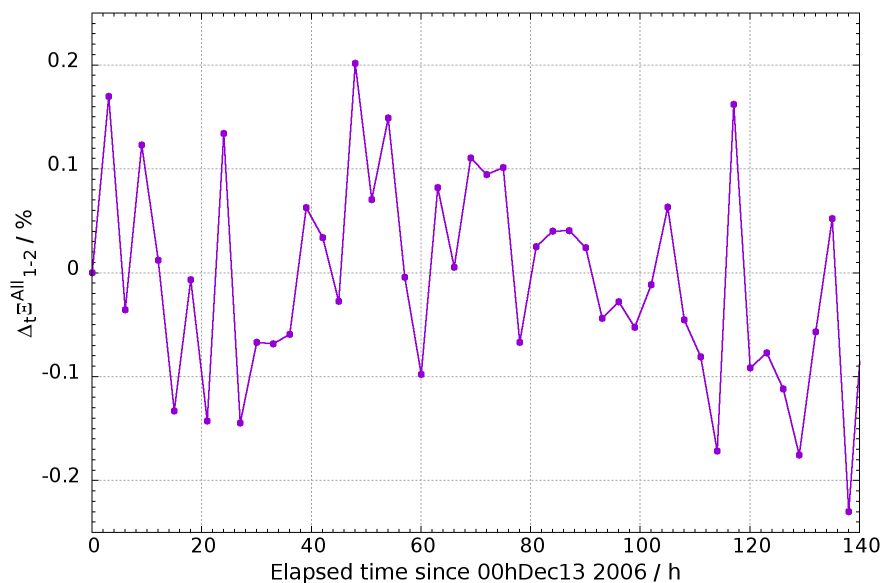
La Fig. 71 presenta la predicción obtenida de la respuesta de un WCD del observatorio Pierre Auger, durante el decrecimiento Forbush de diciembre de 2006. En esta figura se observa la estimación de la evolución temporal de la señal registrada por el detector debido al flujo ΔE_{2-1} (Ecuación. (42)). Como se observa, es notable la ausencia de una fluctuación significativa que pueda asociarse al Fd, resultado que coincide con las variaciones obtenidas en las Figs. 67(c) y 68(c), donde se observa que las fluctuaciones en el flujo de secundarios, debido a la perturbación del CG durante un Fd, es del orden de $\sim 0.2\%$. La Fig. 71 indica que el propio ruido del WCD absorbe, o camufla, el efecto del campo geomagnético durante el Fd.

En este trabajo se ha extendido el estudio del Fd de diciembre de 2006 al análisis de los datos registrados por el observatorio Pierre Auger en el modo histograma. Este modo registra y construye un histograma de carga cada 60 s para cada WCD del observatorio (Bertou y cols., 2006). A partir de estos histogramas, es posible estudiar la evolución temporal de la componente muónica (Etchegoyen y cols., 2005a). Estos datos fueron tratados de acuerdo a la metodología descrita en (for the Pierre Auger Collaboration, 2015), esto es, corregidos por área-sobre-pico y presión atmosférica.

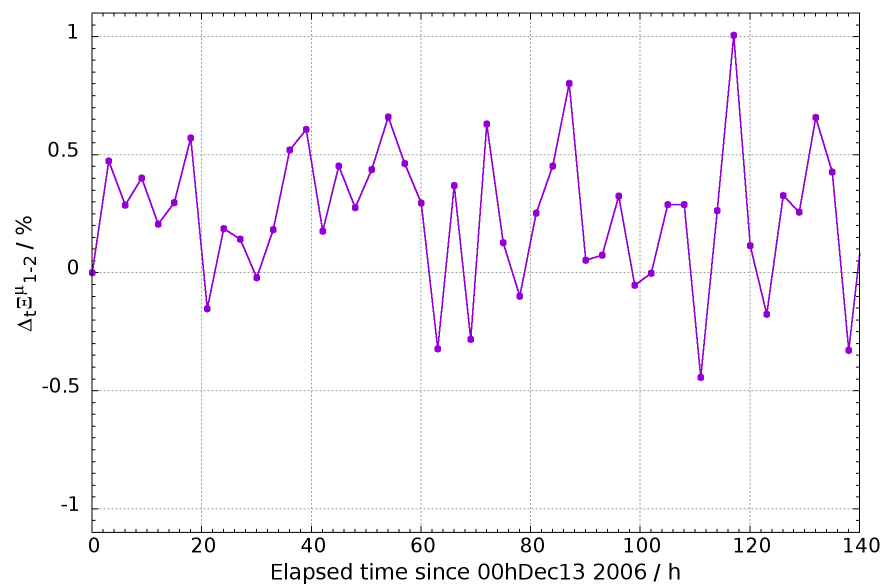
El primer resultado del análisis realizado sobre los datos se presenta en la Fig. 72, donde observan los histogramas registrados para el 13 de diciembre, a las 00:00 horas, y para el 15 de diciembre a las 00:00 horas. La Fig. 72(b) muestra que la afectación del Fd es significativa para

partículas que depositan una energía de hasta ~ 450 MeV, energía a partir de la cuál la diferencia tiende a cero.

La Fig. 73 presenta la evolución de las componentes integral y muon durante el Fd. Para ambas componentes es posible ver el efecto del decrecimiento Forbush, incluyendo la fase de recuperación. El efecto observado en esta figura implica que durante este Fd hubo una afectación en el flujo de primarios, lo cual reafirma los resultados obtenidos en las Figs. 67(c), 68(c) y 71: el efecto del CG durante un Fd no es significativo, a primer orden, sobre el flujo registrado de secundarios a nivel del suelo.



(a)



(b)

Figura 71. Estimación del efecto del campo geomagnético durante el decrecimiento Forbush de diciembre de 2006 en la respuesta de un WCD del observatorio Pierre Auger. En el eje y se presenta el flujo de secundarios ($\Delta \Xi_{2-1}$) que registraría el detector. La figura (a) presenta la evolución de la componente integral; y (b) la evolución para la componente muon. En ambas figuras no se observa alguna fluctuación dominante en el conteo de secundarios, lo que implica que el efecto del CG sobre F_d no es significativa a nivel de la señal registrada por los WCD; resultado a acorde con lo obtenido en las Figs. 67(c) y 68(c).

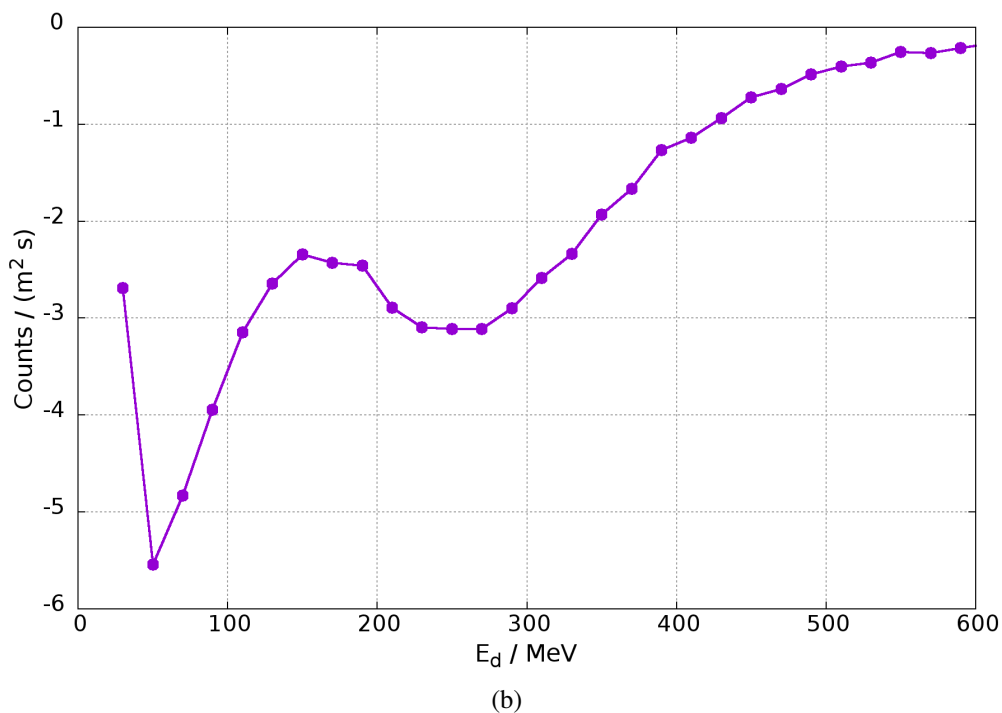
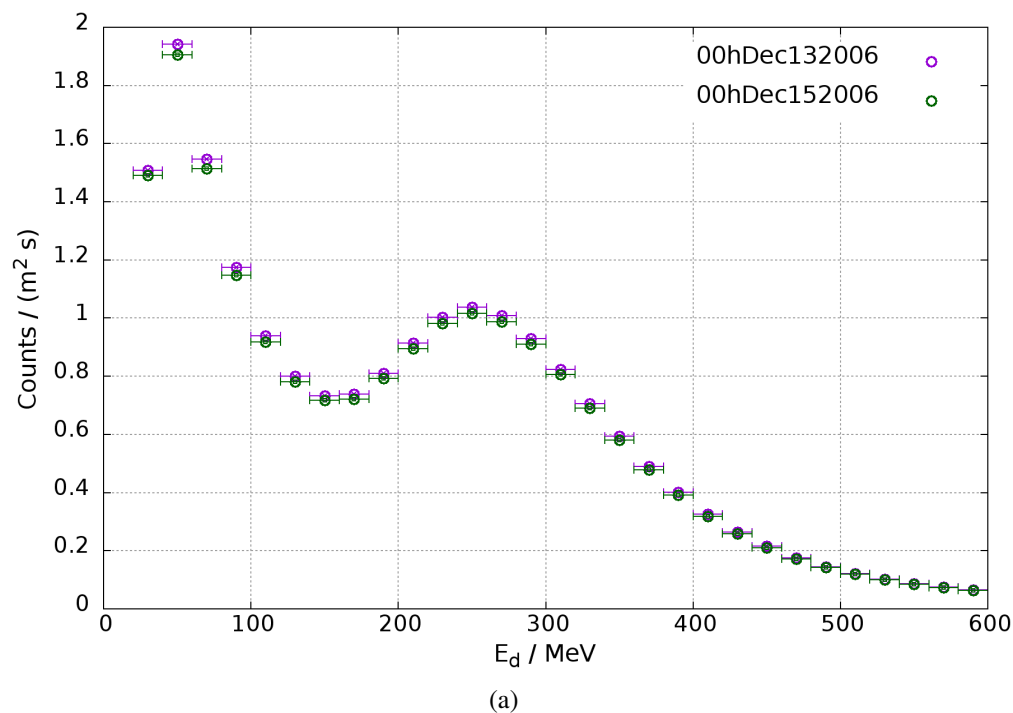


Figura 72. Figura (a), histogramas de carga registrados para el observatorio Pierre Auger el 13 de diciembre a las 00:00 horas (sin presencia de Fd), y el 15 de diciembre a las 00:00 horas, momento de máxima intensidad el Fd. Figura (b), bin por bin, conteo para las 00:000 horas del 15 de diciembre restado del conteo para las 00:00 horas del 13 de diciembre. En esta última figura se observa que el efecto del Fd es significativo para energías depositadas de hasta ~ 450 MeV, energía a partir de la cuál la diferencia tiende a cero.

5.5. Modelo de modulación de rayos cósmicos durante un decrecimiento Forbush

Teniendo como base los resultados obtenidos en la Sección. 5.4, Fig. 73, donde se observa que los WCD del observatorio Pierre Auger han registrado el mínimo y la fase de recuperación del Fd de diciembre de 2006, en esta tesis se propone un modelo basado en la hipótesis: es posible parametrizar una función de rigidez de corte $R_C(t)$, que describe la modulación de rayos cósmicos durante un decrecimiento Forbush, a partir de los datos registrados por los WCD del observatorio Pierre Auger. Dicha función se plantea de la forma

$$R_C(t) = R_{C_0} + Ae^{(-t/\tau)}, \quad (57)$$

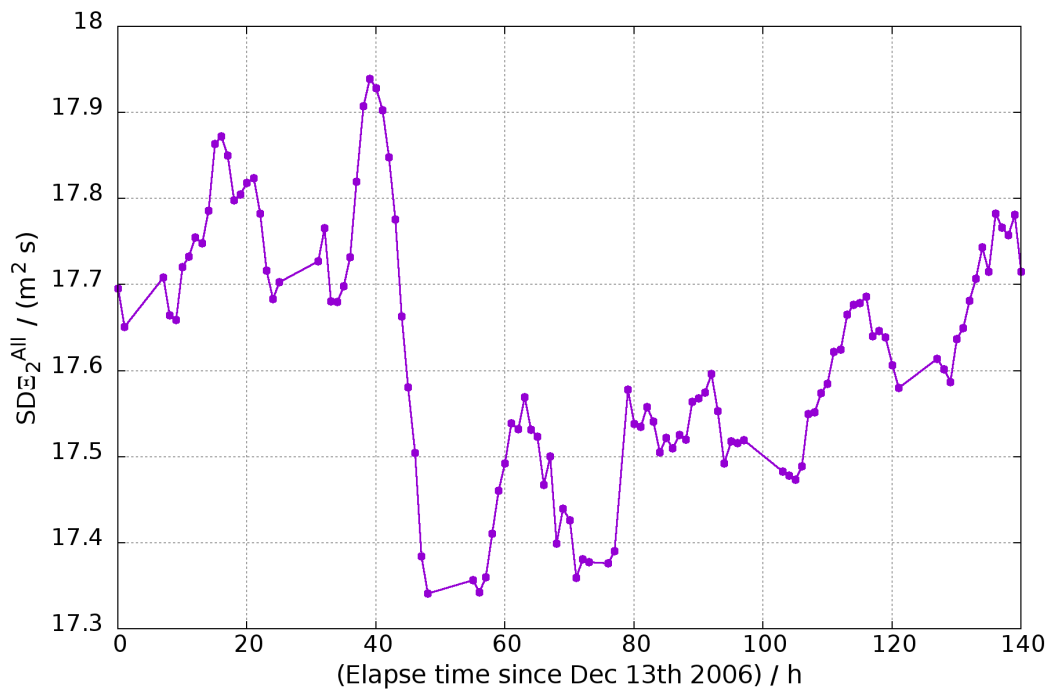
con $R_C(t)$ definida como en la Ecuación. (34), Sección. 2.2, y con parámetros a ajustar R_{C_0} , A y τ ; que se interpretan como la rigidez de corte nominal (antes del decrecimiento), el valor de rigidez para el mínimo del Fd y tiempo medio de recuperación, respectivamente. Es importante destacar que el valor para τ se obtiene directamente del ajuste de los datos, tal y como se presenta en la Fig. 74.

Para determinar los otros parámetros, se recurre a los modelos computacionales con los que se obtuvieron los resultados presentados en la Sección. 5.4, esto es, cuánto debe ser el valor de R_{C_0} para obtener un conteo nominal de muones como el reportado por el observatorio Pierre Auger; de

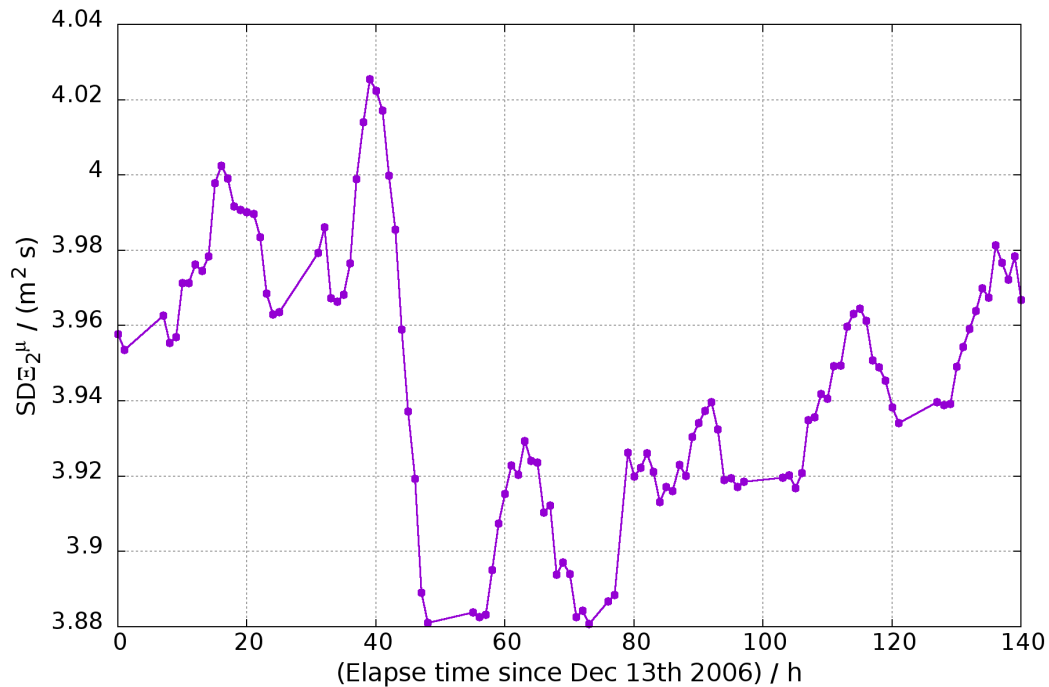
manera equivalente para el parámetro A .

La anterior metodología se aplicó para el Fd de diciembre de 2006, obteniéndose los valores: $R_{C_0} = 3.97$, $\tau = 5.55$ y $A = -0.19$, ver Fig. 74. Usando estos valores, se estimó el flujo de primarios filtrados por Ecuación. (57), como función del tiempo -por hora- ($\Phi_{(2)}$). Posteriormente, se calcularon los respectivos flujos de secundarios producidos en el suelo del observatorio ($\Xi_{(2)}$). Finalmente, se estimó la respuesta de un WCD del observatorio Pierre Auger, vía Offline, al flujo $\Xi_{(2)}$, obteniéndose como resultado la Fig. 75. En esta figura se observa que la respuesta estimada del detector, usando como base la Ecuación. (57), cuyos parámetros se obtienen de los datos medidos (Fig. 74), se aproximan a la señal registrada por el observatorio.

En primera aproximación, el modelo presentado en esta tesis (Ecuación. (57)) permite estimar qué RC son afectados durante el decrecimiento Forbush como un fenómeno global: ICME, CG y RC, usando de base el flujo registrado a nivel del suelo de la componente muónica de las EAS.



(a)



(b)

Figura 73. Evolución temporal del conteo de secundarios registrados por el observatorio Pierre Auger durante el decrecimiento Forbush de diciembre de 2006. Figura (a), evolución de la componente integral. Figura (b), evolución de la componente muon. En ambas figuras se observa el efecto del Fd sobre el conteo registrado. Este resultado implica que durante este Fd hubo una afectación en el flujo de primarios, lo cual reafirma los resultados obtenidos en las Figs. 67(c), 68(c) y 71: el efecto del CG durante un Fd no es significativo sobre el flujo registrado de secundarios a nivel del suelo.

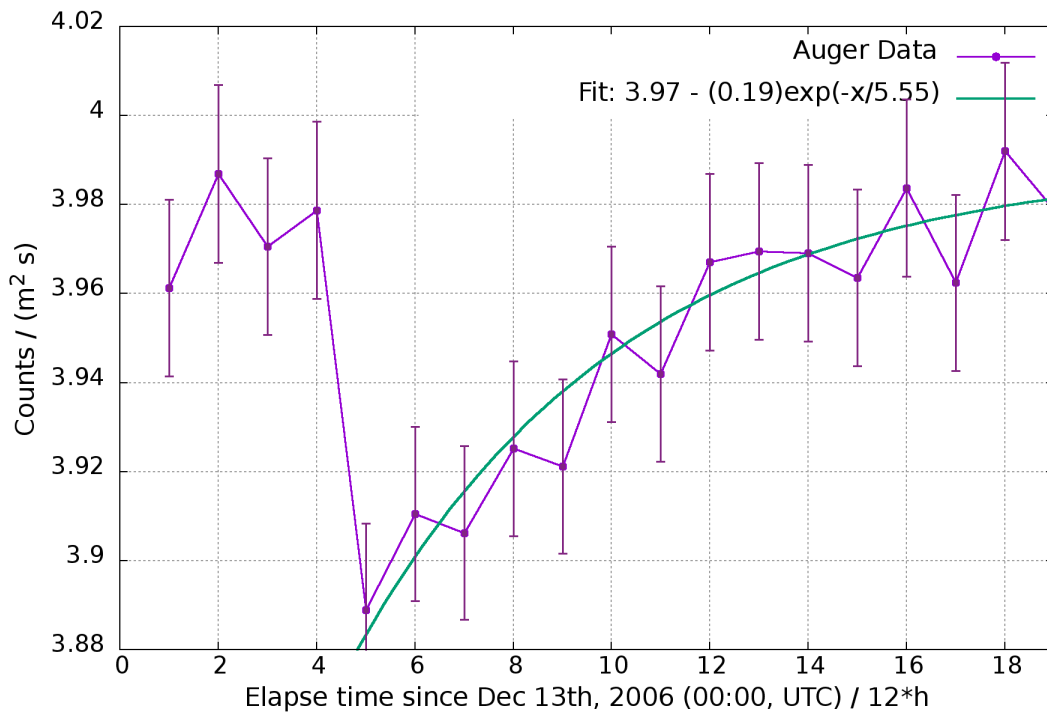


Figura 74. Flujo de muones registrados por el observatorio Pierre Auger durante el Fd de diciembre de 2006. En verde se presenta el ajuste exponencial para la fase de recuperación el Fd. Este ajuste caracteriza el decrecimiento Forbush a través de tres parámetros: R_{C_0} , A y τ . Los dos primeros se obtienen a través de los modelos computacionales desarrollados en la Sección. 5.4. Una vez fijados los valores para estos dos, el tercero, τ , tiempo medio de recuperación, se obtienen directamente de los datos. Los valores de los respectivos parámetros, para este Fd, se presentan en el borde superior derecho como *Fit*.

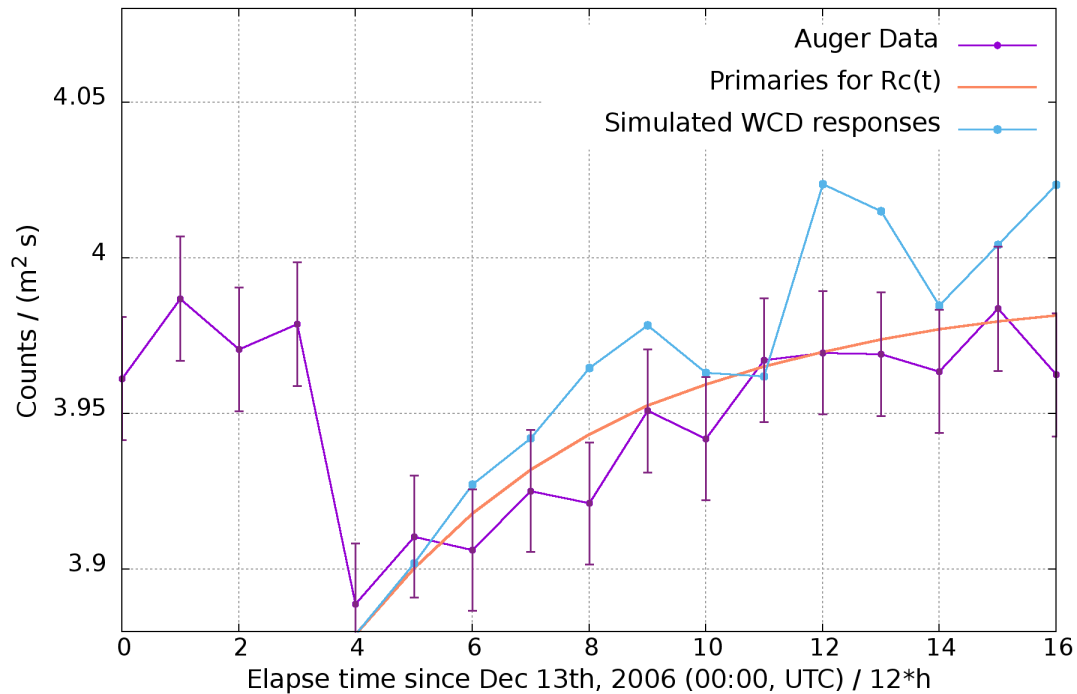


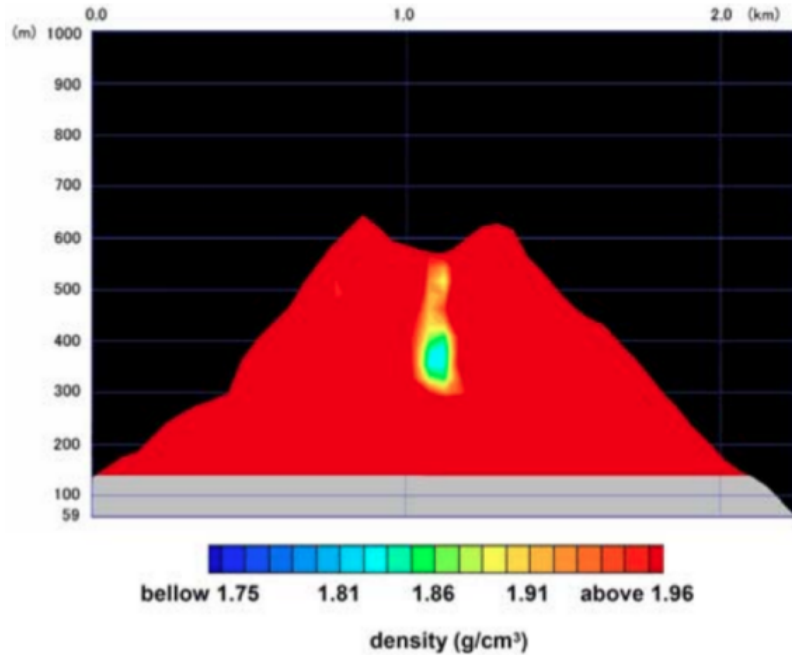
Figura 75. Modelo de la modulación de rayos cósmicos, en términos de la rigidez de corte (Ecuación. (57)) para el decrecimiento Forbush de diciembre de 2006, usando como base los datos registrados por el observatorio Pierre Auger y los modelos computacionales presentando en los Capítulos. 2 y 4, y las Secciones. 5.3 y 5.4. En naranja se presenta el ajuste para la rigidez de corte que modula el flujo de rayos cósmicos y en azul la predicción de la respuesta modelada de un WCD tipo Pierre Auger al respectivo flujo de Rc, usando la Ecuación. (57) y los parámetros obtenidos del ajuste a los datos registrados por el observatorio Pierre Auger (Fig. 74). En primera aproximación, el modelo presentado en esta tesis (Ecuación. (57)) permite estimar qué RC son afectados durante el decrecimiento Forbush cómo un fenómeno global: ICME, CG y RC, usando de base el flujo registrado a nivel del suelo de la componente muónica de las EAS.

6. Aplicaciones a la muografía de volcanes

La transferencia de tecnología desde la experiencia de la colaboración LAGO se materializa en el diseño y construcción del detector MuTe. Este instrumento tiene como objetivo aplicar la técnica de tomografía de muones para estimar la distribución de densidades al interior de volcanes, usando como base la detección de la componente muónica de las EAS.

Este capítulo presenta una de las aplicaciones más relevantes de los métodos y modelos desarrollados en los Capítulos. 2 y 4, esto es: estimar la señal del detector MuTe a partir de la integración de los modelos: EAS+CG+WCD-Cent (Cent: detector de centelleo).

Para poner en contexto sobre esta aplicación, la Sección. 6.1 describe la técnica de tomografía de muones. Seguidamente, se introduce el concepto y diseño del detector MuTe (Sección. 6.2) y cuales son sus ventajas respecto de otros instrumentos de este tipo. En la Sección. 6.3 se presenta el modelo computacional desarrollado en este trabajo para entender y estimar la respuesta de MuTe al paso de partículas cargadas. En la Sección. 6.4 se describe el arquetipo de roca estándar usado para representar una estructura geológica compuesta de este material y modelada en Geant4; lo que complementa el modelo EAS+CG+WCD-Cent de la forma EAS+CG+EstrGeo+WCD-Cent, donde EstrGeo corresponde al modelo implementado de roca estándar. Finalmente, en la Sección. 6.5



se presenta la respuesta del detector MuTe a un minuto del flujo de radiación secundaria producida en las EAS.

Es importante destacar que parte de estos resultados fueron publicados en la revistas *Scientia et Technica* bajo el título *Astroparticle projects at the Eastern Colombia region: facilities and instrumentation* (Asorey, Calderón-Ardila, y cols., 2018).

6.1. Tomografía de muones

La tomografía de muones es una técnica que consiste en determinar la distribución de densidad de volúmenes (compuestos de roca generalmente) a través de medir la atenuación del flujo de muones -con origen en EAS- que atraviesan dicho volumen (Lesparre, Gibert, y Marteau, 2012). Los primeros reportes de la aplicación de esta técnica fueron realizados por Luis Alvarez y colaboradores en 1971 para buscar cavidades desconocidas al interior de la pirámide de Kefren (Alvarez y cols., 1970).

El principio físico de esta técnica consiste en estimar la atenuación del flujo de muones que atraviesan cierta cantidad de materia. A partir de dicha atenuación, se calcula la opacidad del material, información que permite inferir la densidad media del material a lo largo de la trayectoria recorridas por los muones. En particular, si se hace un mapeo de la opacidad en el material es posible inferir la existencia de distintas estructuras internas a partir de los cambios en las densidades observadas, lo que resulta de utilidad para estudiar, por ejemplo, el interior de volcanes (Marteau y cols., 2012).

La tomografía de muones usa como fuente de estas partículas las EAS (ver resultados de la Sección. 1.3). El hecho de enfocarse en el registro de muones obedece que éstos son leptones con ~ 200 veces la masa del electrón (Tanabashi y cols., 2018), característica que implica que los muo-

nes pierdan poca energía por interacciones a medida que atraviesan un material. Esto se traduce en un alto poder de penetración en la materia (varios órdenes de magnitud superior respecto a los electrones). Por ejemplo, un muon con una energía de ~ 1 TeV puede penetrar un equivalente a 2.4 km de agua (o su equivalente en roca) (H. K. Tanaka y cols., 2007; Okubo y Tanaka, 2012). A partir de estas características de los muones, la tomografía de muones se ha empezado a aplicar en diversos tipos de estudios, por ejemplo, el monitoreo de la estructura interna de una planta nuclear (Fujii y cols., 2013), la búsqueda y seguimiento de reservorios geotérmicos (Tanaka y Muraoka, 2012), la identificación de materiales desconocidos (Morris y cols., 2012), el monitoreo de la concentración de CO₂ en zonas someras (Kudryavtsev, Spooner, Gluyas, Fung, y Coleman, 2012) y la búsqueda de contrabando (Schultz y cols., 2004; Tanaka, Uchida, Tanaka, Shinohara, y Taira, 2010) entre otras aplicaciones.

La tomografía de muones resulta atractiva para estudiar la estructura interna de volcanes porque es una técnica no destructiva, que permite dilucidar la distribución de densidad del edificio volcánico e identificar cámaras o ductos de magma, ver Fig. 76. Esta información está correlacionada con la historia eruptiva del volcán y pudiera ser clave en la predicción de zonas de desestabilización, movimientos de fluidos y de sectores por los que se expulsaría el magma en una eventual erupción. Conocimientos que permitirían conocer y cuantificar el peligro por erupción (Carbone y cols., 2014; H. K. Tanaka, 2013; Lesparre, Gibert, Marteau, Komorowski, y cols., 2012; Macedonio y Martini, 2010).

Actualmente, se han desarrollado diferentes proyectos que están utilizando esta técnica aplicada al estudio de volcanes. Por ejemplo el proyecto MU-RAY (Anastasio y cols., 2013), ToMuVol (Cârloganu y cols., 2013) y DIAPHANE (Lesparre, Gibert, Marteau, Komorowski, y cols., 2012), ambos proyectos enfocados en construir imágenes del interior de volcanes activos. Dentro de los resultados representativos de aplicar esta técnica es la reconstrucción del perfil de las diferencias de densidad del interior de los volcanes Mt. Sukuba (Nagamine, Iwasaki, Shimomura, y Ishida, 1995), Mt. Asama (H. K. Tanaka y cols., 2007; H. Tanaka y cols., 2001, 2007), Mt. Satsuma-Iwojima, Mt. West Iwate (H. Tanaka, Nagamine, Nakamura, y Ishida, 2005), y el domo de lava Showa-Shinzan (Tanaka y cols., 2007) (ver Fig. 76). También se han establecido las condiciones de aplicación en el Mt. Vesuvio (Beauducel y cols., 2008), en el domo de lava del Mt. Usu (Tanaka y YOKOYAMA, 2008), en el Mt. Satsuma-Iwojima (Tanaka y cols., 2009), se presentó una muongrafía axial tridimensional el Mt Asama (Tanaka, Taira, y cols., 2010), Puy de Dome (Cârloganu y cols., 2013; Carloganu, 2011; Portal y cols., 2013), el volcán La Soufriere de Guadalupe (Lesparre, Gibert, Marteau, Komorowski, y cols., 2012; Jourde y cols., 2013)), Mt Etna (Carbone y cols., 2014), y se han hecho imágenes para el seguimiento del movimiento del magma en las erupciones del Mt. Asama y de la erupción en Satsuma-Iwojima (Tanaka, Kusagaya, y Shinohara, 2014).

La diferencia del detector MuTe respecto de lo que se ha construido hasta ahora es la inclusión de un WCD (ver detalles en Sección. 6.2). Esta inclusión permitirá filtrar las señales producidas por partículas que ingresarían al hodoscopio desde la parte posterior del mismo, es decir,

aquellas que tienen dirección hodoscopio-volcán, y no volcán-hodoscopio, que son las que se quieren detectar. Por otra parte, al incluir un WCD se puede diferenciar entre señales producidas por electrones y muones (tal y como se expuso en el Capítulo. 4, Fig. 55), además de permitir una doble confirmación de señal (WCD+Hodoscopio) facilitando el tratamiento de los datos.

Los datos e información que se obtiene de aplicar la tomografía de muones se complementa con los obtenidos por otras técnicas, perforación, pasivas, activas, muongrafía sísmica, geoelectricas, electromagnéticas y gravimetría, entre otras (Macedonio y Martini, 2010). La principal diferencia de estas últimas técnicas, respecto de la tomografía de muones, es su baja resolución espacial (del orden de cientos de metros (Ambrosi y cols., 2011)), lo que dificulta la localización de pequeños reservorios y ductos de magma con dimensiones de decenas de metros. En este sentido, la tomografía de muones mejora en un orden de magnitud la resolución espacial (Lesparre y cols., 2010; Tanaka y cols., 2009; Macedonio y Martini, 2010; Ambrosi y cols., 2011), permitiendo identificar zonas con contrastes de densidad del orden del 1 % al 3 % (H. K. Tanaka y cols., 2007). De esta manera, la muongrafía -combinada con datos de otras técnicas- permite describir y registrar la dinámica de estructuras volcánicas con un mejor detalle (Lesparre, Gibert, Marteau, Komorowski, y cols., 2012; Jourde, Gibert, y Marteau, 2015; Nishiyama y cols., 2014).

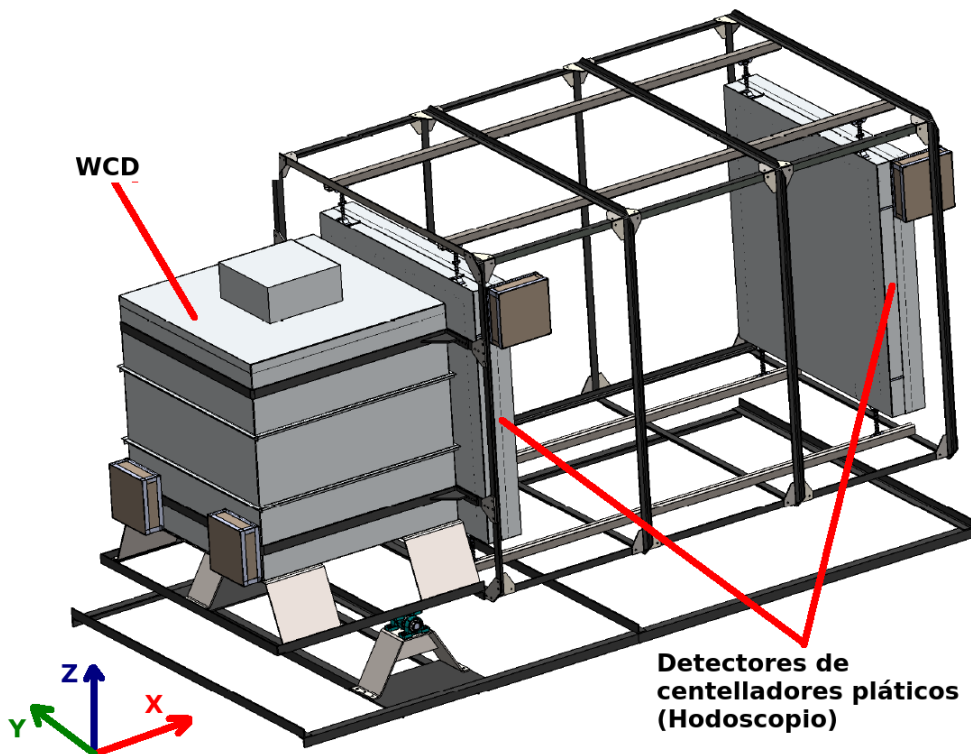


Figura 77. Esquema del detector híbrido MuTe. El cubo de la parte izquierda representa el detector Cherenkov de agua, mientras los planos ubicados a la derecha de éste corresponden a dos detectores de centelladores plásticos que conforman un hodoscopio. De esta manera, WCD y hodoscopio constituyen el detector híbrido MuTe. En el borde inferior izquierdo se representa la orientación de los ejes coordenados xyz , más no el origen de coordenadas.

6.2. El detector MuTe

El detector MuTe (por *Muon Telescope*) es un instrumento diseñado y construido en la Universidad Industrial de Santander³⁹, con el apoyo del Servicio Geológico Colombiano⁴⁰ y la Universidad del

³⁹ <https://www.uis.edu.co/webUIS/es/index.jsp>

⁴⁰ <https://www.sgc.gov.co/>

Tolima⁴¹, y financiado por el departamento administrativo de ciencia y tecnología de Colombia, COLCIENCIAS⁴². La idea de este instrumento nace de la experiencia adquirida en los observatorios LAGO y Pierre Auger en la detección de radiación (Capítulos. 3 y 4). MuTe tiene como objetivo estimar la distribución de densidad de materia al interior de edificios volcánicos. El diseño de MuTe consiste en integrar dos técnicas complementarias de detección: radiación Cherenkov en agua y centelleo en materiales orgánicos (ver detalles Capítulo. 3). De esta manera, MuTe constituye un detector híbrido compuesto de un detector Cherenkov de agua y un hodoscopio (centelladores plásticos), como se ilustra en la Fig. 77.

El diseño del detector Cherenkov de agua de MuTe está basado en los WCD del observatorio LAGO: un contenedor de agua, en este caso cúbico de 120 cm de lado, con un foto-multiplicador (R5912 de Hamamatsu) ubicado en la parte superior del contenedor y recubierto en su interior con Tyvek[®]. Para el diseño del hodoscopio se emplea el mismo tipo de centellador plástico usado por el observatorio Pierre Auger (Sección. 3.3.2), y está conformado por dos paneles (con separación ajustable de hasta 200 cm, en la dirección x), cada uno constituido por 60 barras de centelladores plásticos.

⁴¹ <http://www.ut.edu.co/>

⁴² <https://www.colciencias.gov.co/>

En cada panel, 30 barras se distribuyen alineadas a lo largo del eje y y 30 a lo largo del eje z . De esta forma, se obtiene un plano de detección yz , equivalente a una matriz de $30 \times 30 = 900$ pixeles de $4\text{ cm} \times 4\text{ cm} = 16\text{ cm}^2$ cada uno, cubriendo un área total de detección de 14400 cm^2 , con un espesor de $\sim 2\text{ cm}$. Cada barra centelladora tiene un agujero en el centro donde se ubica una fibra óptica, de esta forma se obtiene un conjunto de 30 fibras correspondientes a las barras orientadas en la dirección y , mientras el conjunto restante de fibra se orientan en la dirección z . Cada una de estas fibras se conecta ópticamente a un foto-multiplicador de Silicio (ver Sección. 3.2).

El diseño híbrido de MuTe permite distinguir entre los muones y la componente electromagnética de las EAS, evitando de este manera asociar señales erróneas en el hodoscopio y mejorar la identificación de las señales producidas por muones que vengan del edificio volcánico. Lo anterior se sustenta en que los centelladores tienen un espesor de 1 cm , lo que implica que la energía depositada por los e^\pm y μ^\pm sea del mismo orden, ya que ambos tienen un poder de frenado en el poliestireno del orden de $2\text{ MeV cm}^2\text{ g}^{-1}$ (como se mostró en los resultados de la Sección. 4.2, Fig. 59).

El hodoscopio de MuTe permite reconstruir, de manera geométrica, la dirección de propagación de la partícula incidente en concordancia con los pixel activados. Esta configuración establece un total de 900 pixel por barra, 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), ver Fig. 78. Al definir los pixeles 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, d . Todo par de pixel $\{P_{i,j}^F, P_{k,l}^T\}$ con la misma posición relativa $\{m = k - i, n = l - j\}$, comparten la misma dirección promedio $\vec{r}_{m,n}$, dada por

$$\vec{r} = \frac{-d\hat{x} + m\hat{y} + n\hat{z}}{r}, \quad (58)$$

con $r = \sqrt{d^2 + m^2 + n^2}$. El número de muones que registraría MuTe dependerá de la capacidad del mismo de medir el flujo incidente de estas partículas por un cierto ángulo sólido y en una dirección dada. Esta característica se denomina aceptación (\mathcal{S}) (Lesparre, Gibert, y Marteau, 2012), se expresa en unidades de $\text{cm}^2 \text{sr}$, introduce las características geométricas del hodoscopio (tamaño de pixel, número de pixeles y distancia entre paneles) (Lesparre y cols., 2010) y se define como

$$\mathcal{S}(\vec{r}_{m,n}) = S(\vec{r}_{m,n}) \times \delta\Omega(\vec{r}_{m,n}), \quad (59)$$

donde $S(\vec{r}_{m,n})$ representa el área efectiva y $\delta\Omega(\vec{r}_{m,n})$ la resolución de angular para la trayectoria $\vec{r}_{m,n}$.

El número de muones ($N(\vec{r}_{m,n})$) que registraría MuTe se estima a partir del flujo que de éstos llega a nivel del suelo ($I(\vec{r}_{m,n})$), el tiempo de exposición (ΔT) y la aceptación del hodoscopio

$$N(\vec{r}_{m,n}) = I(\vec{r}_{m,n}) \times \Delta T \times \mathcal{S}(\vec{r}_{m,n}). \quad (60)$$

De esta última expresión, se requiere resolver la Ecuación. (59) para la aceptación, dado que el término $I(\vec{r}_{m,n})$ se estima con los métodos implementados en el Capítulo. 2. La $\mathcal{T}(\vec{r}_{m,n})$, y eventualmente $\delta\Omega(\vec{r}_{m,n})$ se estimaron usando el método expuesto en el apéndice B de (Vesga Ramírez M. A., 2018), esto es, para cada dirección de incidencia $\vec{r}_{m,n}$, descrita por los vectores: \vec{u}_1 , \vec{u}_2 y \vec{u}_3 , el ángulo sólido del tetraedro sustentado por éstos en el origen se calcula a partir de la ecuación

$$\tan\left(\frac{\Omega}{2}\right) = \frac{\vec{u}_1 \times \vec{u}_2 \times \vec{u}_3}{(\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2)u_3 + (\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_3)u_2 + (\vec{u}_3 \cdot \vec{u}_2)u_1 + u_1u_2u_3}. \quad (61)$$

De esta manera, el área efectiva de los paneles impactados por todas las trayectorias $\vec{r}_{m,n}$ es

$$S(\vec{r}_{m,n}) = d^2 [N_x - (i - k)] [N_y - (j - l)] := d^2 (N_x - m)(N_y - n). \quad (62)$$

Para más detalles de este método ver (Vesga Ramírez M. A., 2018).

Los resultados de \mathcal{T} y la resolución angular para MuTe se presentan en la Fig. 79. En esta figura se observa que la aceptación es $\sim 5.7 \text{ cm}^2 \text{ sr}$, con un ángulo sólido $\sim 1.6 \times 10^{-3} \text{ sr}$ para el máximo de incidencia.

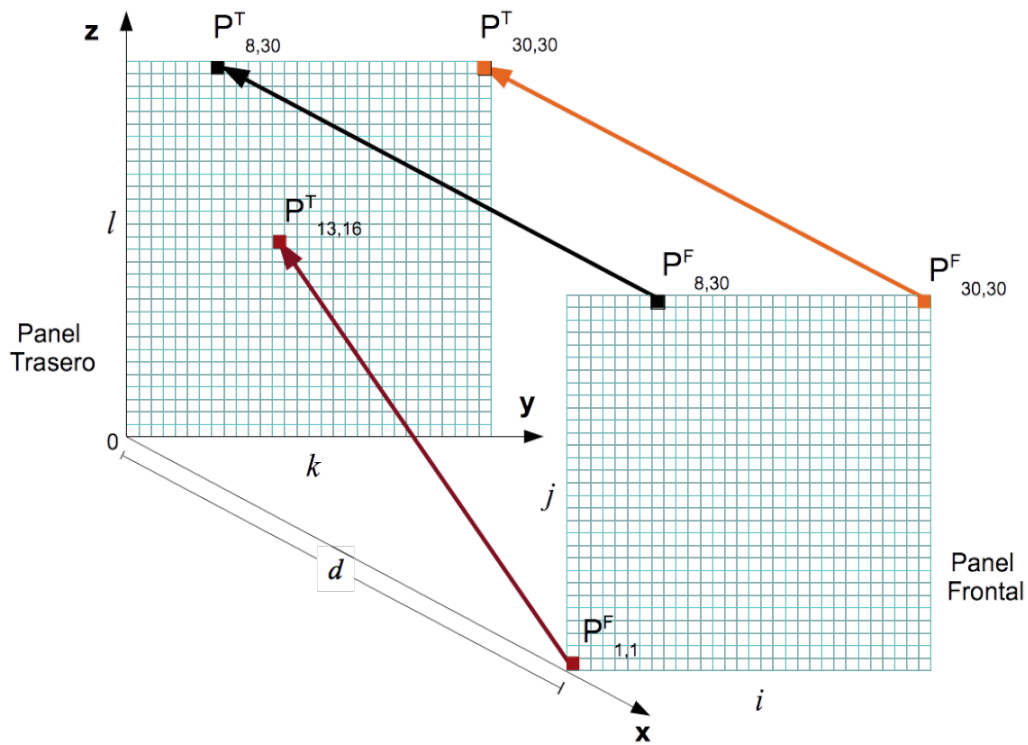


Figura 78. Sistema de coordenadas para el hodoscopio de MuTe. El panel frontal está conformado por los pixel $P_{i,j}^F$, mientras que el panel trasero contiene los pixel $P_{k,l}^T$. La señal producida al paso de un muon en el SiPM del centellador C_i y del centellador C_j , en el panel delantero, y C_k y C_l en el panel trasero, definen la dirección de arribo ($\vec{r}_{m,n}$) al detector de la partícula. Las flechas representan tres ejemplos hipotéticos de trayectorias recorridas por muones y los pixel activados en cada caso.

6.3. Modelado del detector MuTe

El modelado del detector MuTe se realizó a partir de los modelos desarrollados en el Capítulo. 4, Secciones. 4.1 y 4.2. Este proceso se llevó a cabo en tres etapas:

1. Construcción del panel trasero del hodoscopio ($P_{i,j}^T$).
2. Construcción del panel frontal ($P_{i,j}^F$) e integración con $P_{i,j}^T$. De esta forma queda conformado el hodoscopio.
3. Integración del WCD cúbico con el hodoscopio a través de la definición de un volumen denominado detector-MuTe , el cual contiene a los dos detectores (ver Fig. 80(a)).

Una vez construidos los volúmenes que componen el detector, se define el sistema de coordenadas para el modelo computacional considerando que

- el origen del sistema de coordenadas se ubica en el centro geométrico del volumen que contiene al detector-MuTe -y eventualmente al volcán- (ver Fig. 80(b)),
- el eje z apunta en dirección al cielo,
- y el eje x e y siguen la norma de la mano derecha. De esta manera, el eje x apunta en la dirección en la que se encontraría el volumen de estudio, que para el caso particular de MuTe correspondería a un volcán.

Las propiedades físicas del hodoscopio se modelaron de acuerdo al desarrollo y resultados obtenidos en la Sección. 4.2, donde se modeló el sistema barra-fibra-SiPM. En este sentido, el armado de los paneles que componen el hodoscopio se realizó a partir de replicar la barra ya modelada y orientarlas de tal forma que se obtuvieran los respectivos pixeles. Así, el panel $P_{i,j}^T$ se compone de un arreglo matricial de 30 barras cuya dimensión más larga es paralela al eje z y las otras 30 cuya misma dimensión está paralela al eje y .

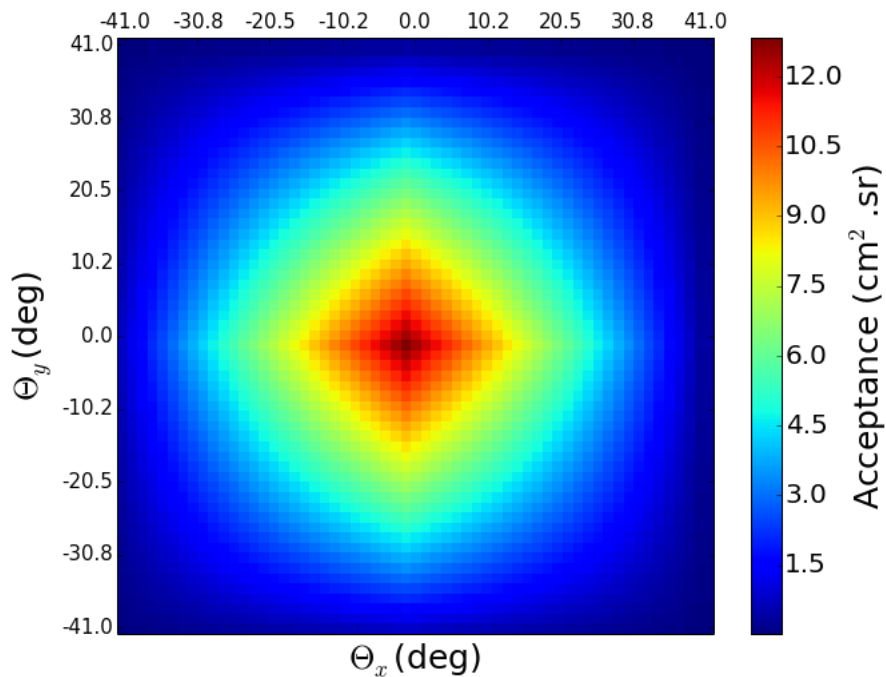
Antes de construir el siguiente panel $(P_{i,j}^F)$, se verificó que no hubieran fugas de fotones cuando una partícula atraviesa un pixel. Para esto se hicieron incidir, perpendicular al panel, muones con energía de 3 GeV, verificándose que efectivamente se activó un único pixel, como se muestra en la Fig. 81. En esta figura se observa que en efecto se activan dos barras: una en el eje z y la otra en y , junto con las respectivas fibras ópticas y la llegada de los fotones de centelleo a los respectivos SiPM. En particular, en la Fig. 81(b) se puede observar la rápida absorción de los fotones de centelleo que se producen en la barra centelladora y la no transferencia de éstos a otras barras.

El siguiente paso para verificar que la construcción del panel conserva las propiedades del sistema barra-fibra-SiPM, se corroboró la atenuación de los fotones de centelleo en este sistema, siguiendo la misma metodología descrita en la Sección. 4.2. La Fig. 82 presenta los resultados obtenidos, donde se observa que el panel sigue conservando una atenuación del $\sim 14 \%$, respecto del número de foto-electrones que se producen en los pixels más cercanos a los SiPM, tal y como

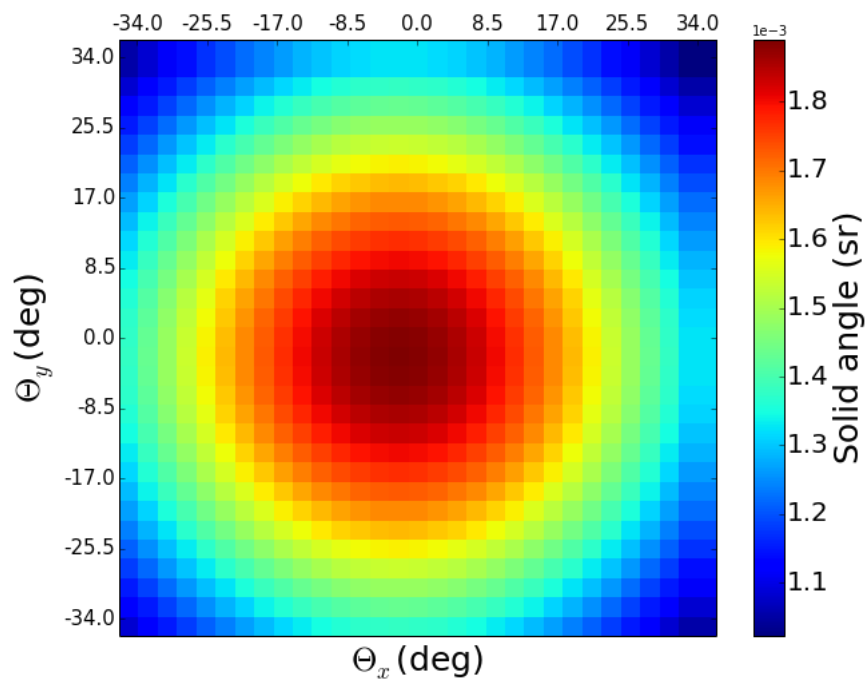
se espera de la Fig. 62.

Verificado que para el modelo de panel construido no existe transferencia de fotones entre barras y que la atenuación es de acuerdo a lo esperado, se construyó e integro el panel $P_{i,j}^F$, ubicado a 2 m de distancia del panel $P_{i,j}^T$ en dirección $+x$. Finalmente, se integró el modelo del WCD cúbico, de tal manera que el panel $P_{i,j}^T$ está pegado al WCD.

Teniendo armado el detector MuTe (WCD+hodoscopio) se construyó un volumen que contiene a los dos detectores, tal y como se presenta en la Fig. 80(a). Este último se construye para optimizar el tiempo de cómputo, ya que permite descartar aquellas partículas que ya han pasado por el detector-MuTe. Al igual que para los paneles, para el WCD se verificó que no hubiera fuga de fotones ópticos. Para esto se hicieron incidir muones de 3 GeV que atravesaron completamente el detector MuTe, como se presenta en la Fig. 83, donde se observa que los fotones ópticos quedan contenidos al interior del WCD.



(a)



(b)

Figura 79. Aceptancia (a) y resolución angular (b) del hodoscopio del detector MuTe, con una separación entre paneles de 200 cm. Cada panel de detección tiene 30 barras centelladoras orientadas en el eje z y 30 en el eje y , cada una con 4 cm de ancho, conformando 900 pixeles de 16 cm^2 de área de detección. Se observa que la aceptación es $\sim 5.7 \text{ cm}^2 \text{ sr}$, con un ángulo sólido $\sim 1.6 \times 10^{-3} \text{ sr}$ para el máximo de incidencia.

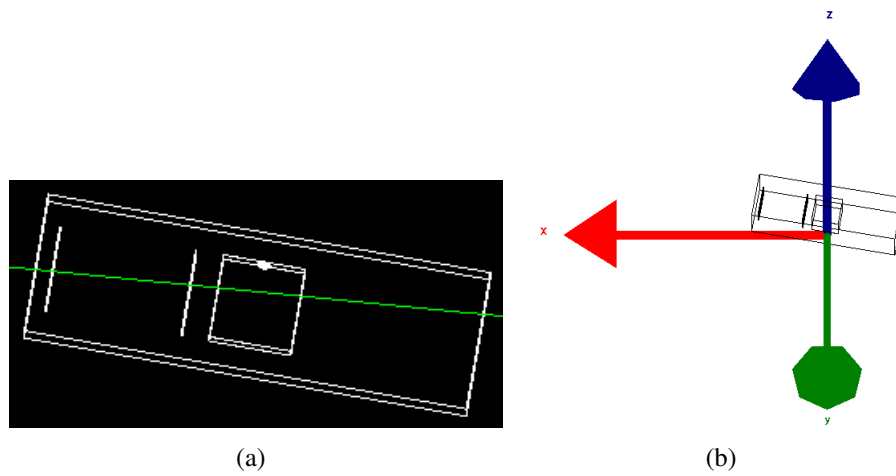
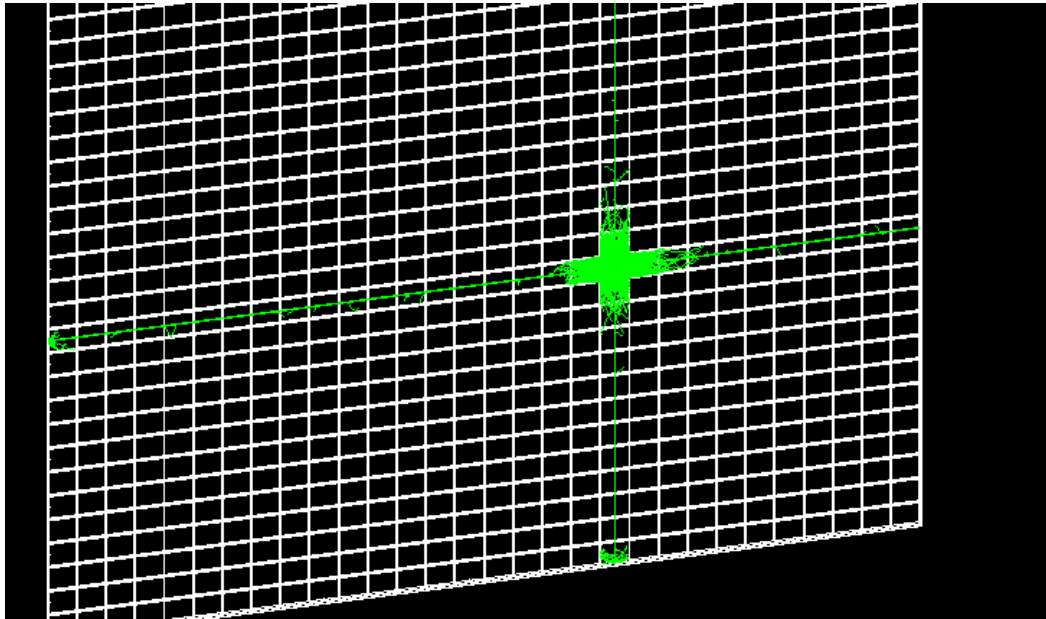
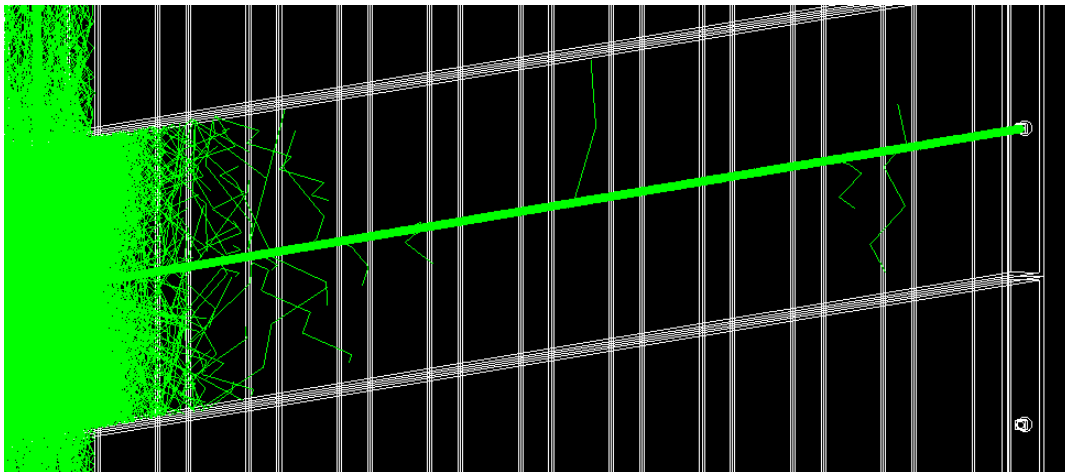


Figura 80. Modelo en Geant4 del detector MuTe. (a) volumen que define el detector MuTe y que contiene los detectores WCD y hodoscopio. La línea verde representa el paso de una partícula que atraviesa por completo el detector. (b) origen y definición del sistema de coordenadas. La flecha roja representa el eje x , la verde el eje y y la azul el eje z .



(a)



(b)

Figura 81. Izquierda, modelo de un panel del detector MuTe usando como base los resultados del Capítulo. 4, Sección. 4.2, y producción de fotones ópticos por el paso de un muon con energía de 3 GeV. El color verde representa las trayectorias de los fotones ópticos al interior del sistema barra-fibra-SiPM. Izquierda zoom del extremo de la fibra óptica activada por el paso del muon. Se observa como los fotones son absorbidos rápidamente en el material centellador, sin transferirse a otras barras, y que llegan al SiPM a través de la fibra óptica.

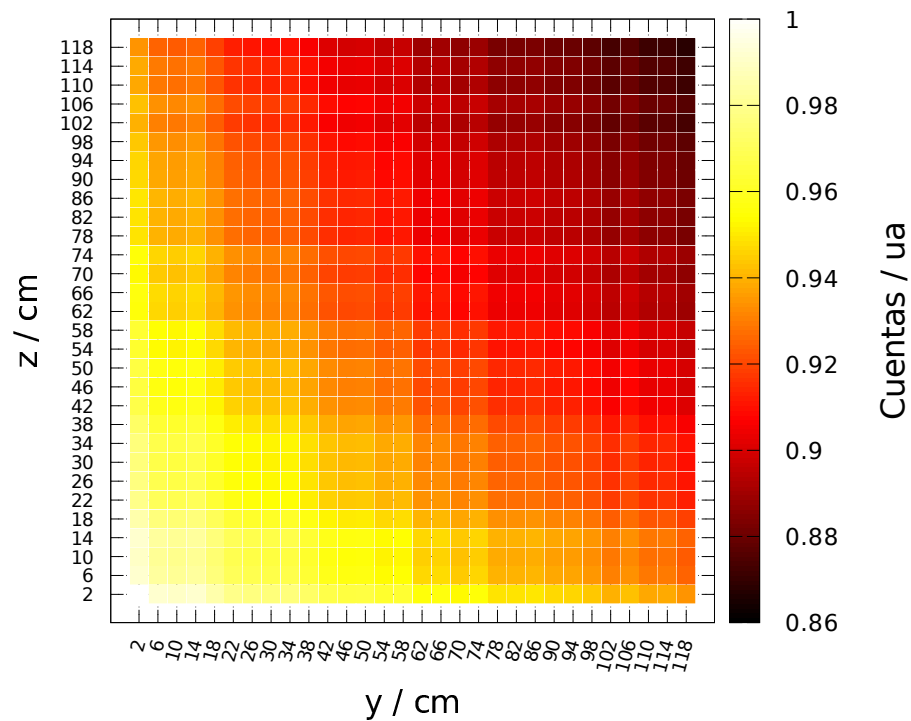


Figura 82. Atenuación de la señal (número de foto-electrones) para el modelo de un solo panel del detector MuTe. Los números en los ejes representa la posición de los SiPM en el panel y la distancia que de éstos hay a cada pixel. La señal en cada pixel es producida por el paso de un muon con energía de 3 GeV (siguiendo el procedimiento descrito en la Sección. 4.2) y se define como la suma de los foto-electrones registrados por el respectivo par de SiPM. Así, la escala de colores representa el porcentaje de señal registrada para cada pixel, donde el valor de 1 representa la señal que registra el pixel ubicado en la posición (2 cm,2 cm). La atenuación obtenida para este modelo de panel esta de acuerdo a la presentada en la Fig. 62.

Una vez construido el modelo de MuTe, y para realizar el análisis de la respuesta del detector al paso de partículas cargadas, se construyó un archivo de salida en el que se almacena la información por evento, esto es, por partícula que deposita señal en alguno de los dos detectores. En este sentido, este archivo guarda la siguiente información:

- Número de foto-electrones registrado por cada SiPM.
- Tiempo de registro, en bins de 10 ns, de los foto-electrones registrados por los respectivos

SiPM.

- Número de foto-electrones registrados por el PMT.
- Tiempo de registro, en bins de 10 ns, de los foto-electrones registrados por el PMT del WCD.
- Identificación, posición y vector momento iniciales de la partícula.
- Posición y vector momento al momento de salir del volumen de estudio, y la distancia recorrida al interior de este.

En este modelado, y como primera aproximación, se emplea la misma resolución temporal para los detector WCD y hodoscopio. En este sentido, y teniendo que la separación entre $P_{i,j}^F$ y el WCD es de ~ 2 m, una partícula relativista tardaría ~ 6.6 ns en recorrer esta distancia. Lo que implica que la señal registrada en el WCD esta correlacionada con los tiempos de registro de los paneles del hodoscopio.

6.4. Modelado de roca estándar

La roca estándar se emplea como la materia de la cual está constituida la estructura volcánica. La roca estándar toma su definición de los trabajos realizados por K. Greisen y colaboradores en las minas de sal *Cayuga Rock Salt Mine*, cerca de Ithaca, New York (Barrett, Bollinger, Cocconi, Eisenberg, y Greisen, 1952). Una definición más formal proviene de los trabajo de Menon y Murthy quienes definieron roca estándar como el material que: $\langle Z^2/A \rangle = 5.5$, $\langle Z/A \rangle = 0.5$ y densidad

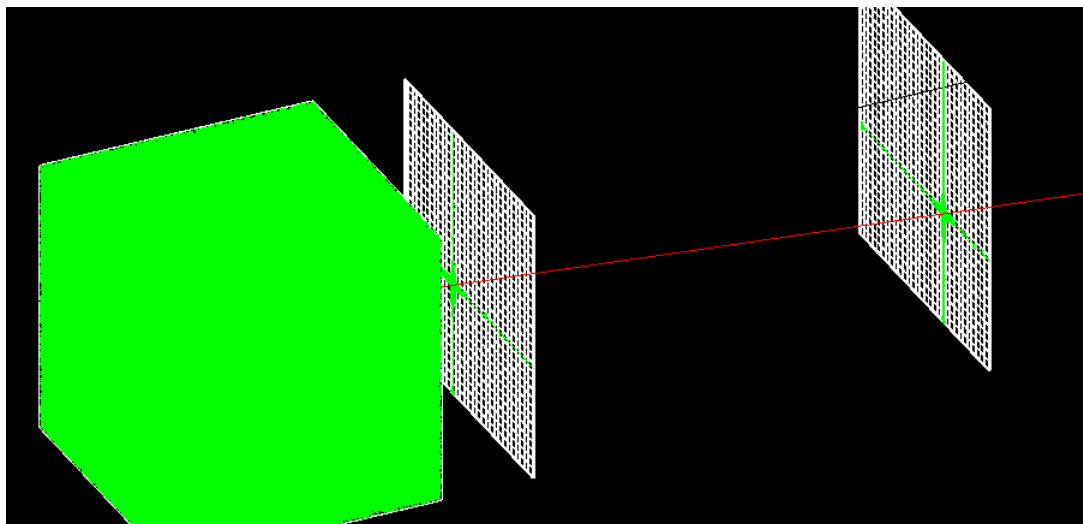


Figura 83. Modelo del detector MuTe usando como base los resultados del Capítulo. 4, Secciones. 4.1 y 4.2. En verde se representan las trayectorias de los fotones ópticos generados por el paso de un muon con energía de 3 GeV (línea roja). El cubo de la izquierda corresponde al WCD, iluminado en verde por los fotones Cherenkov producidos. Los paneles de la derecha conforman el hodoscopio y se observa como los fotones ópticos activan un único pixel en cada panel. En ambos detectores se observa que los fotones ópticos quedan contenidos en sus respectivos detectores.

$\rho = 2.65 \text{ g/cm}^3$ (GROOM y cols., 2001; Group, 2013). Para este trabajo se ha usado roca estándar con la composición química del silicato, esto es SiO_2 .

Este trabajo doctoral se centro en evaluar la dispersión de Coulomb de los muones en su propagación por roca estándar. Este proceso físico es importante en la medida en que los muones, antes de llegar al detector MuTe, deben atravesar del orden de cientos de metros de roca, lo que podría introducir un sesgo en la reconstrucción de las trayectorias por el hodoscopio. Para evaluar la dispersión de Coulomb en estándar, primero se verificó el poder de frenado de los muones en

este material, el cual se define como (Ziegler, 1999)

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = a(E) + b(E)E, \quad (63)$$

donde la función a describe el poder de frenado electrónico (colisiones), b los procesos radiativos, que para energías menores a 100 GeV representa menos del 1% de a , y E la energía total del muon (GROOM y cols., 2001). El poder de frenado determina la energía mínima (E_{\min}) que necesita un muon para penetrar cierta distancia en roca estándar, de acuerdo a la ecuación

$$E_{\min} = E_{\mu} + \int_0^{\rho} \frac{dE}{dx} d\rho, \quad (64)$$

donde E_{μ} representa la energía en reposo del muon. El poder de frenado se validó a través de estimar la distancia que recorre un muon como función de su energía inicial. Para esto, se hicieron incidir 10^4 muones con energías de 10 GeV, 50 GeV, 100 GeV, 500 GeV y 1000 GeV en un volumen compuesto de roca estándar. Los resultados de este procedimiento se presentan en la Fig. 84, donde se observa la concordancia entre los valores obtenidos y los esperados, excepto para distancias superiores a 10^3 m, donde el modelo predice una energía más alta que el cálculo analítico. Diferencia esperada porque a estas energías dominan los procesos radiativos (GROOM y cols., 2001), los cuales son tenidos en cuenta en el modelo y no en la cuenta analítica.

Una vez validado el modelo de roca estándar, se procede a estimar la dispersión de Coulomb

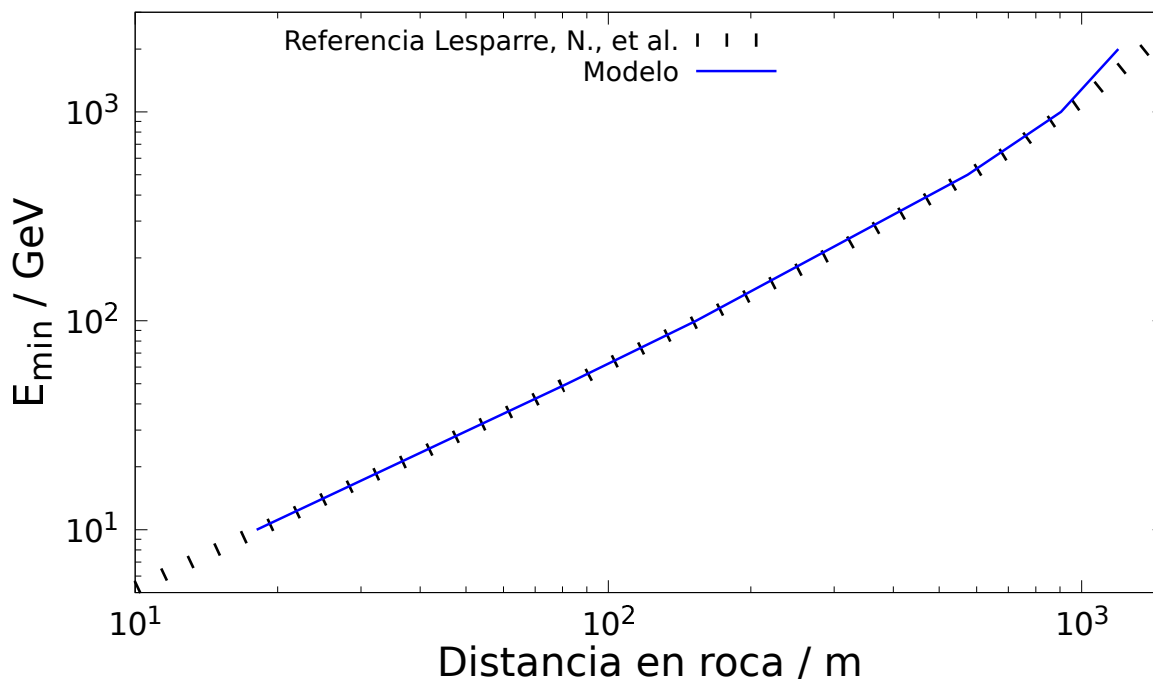


Figura 84. Distancia recorrida en roca estándar como función de la energía inicial del muón. En azul y línea continua, resultados obtenidos con el modelo implementado en este trabajo. En líneas verticales se presenta como referencia los datos obtenidos a través de un proceso analítico desarrollado en (Lesparre y cols., 2010). Se observa que para distancias superiores a 10^3 m el modelo predice una energía más alta que el cálculo analítico. Diferencia esperada porque a estas energías dominan los procesos radiativos (GROOM y cols., 2001), los cuales son tenidos en cuenta en el modelo y no en la cuenta analítica.

de los muones en este material. Para esto, se empleó el modelo de dispersión múltiple implementado en Geant4 (Ivanchenko, Kadri, Maire, y Urban, 2010) y se construyó un modelo de volcán. El volumen geométrico de este volcán se asemeja al del volcán Cerro Machín (base de ~ 750 m de radio y altura de 300 m)

La motivación para escoger este volcán como referencia obedece a un estudio que determinó este volcán -entre 13 candidatos- como el de mayor factibilidad para aplicar la tomografía de

muones en Colombia. Esta selección se realizó luego de evaluar parámetros como base del volcán, topografía circundante, logísticos, entre otros. Ver detalles en (Vesga Ramírez M. A., 2018). Dada la geometría elipsoidal del Cerro Machín, en este trabajo se modeló este volcán a partir de un elipsoide cortado en el plano $x - y$, de tal forma de obtener una altura de 300 m en el eje z y un radio de 750 m.

La dispersión de Coulomb se estimó siguiendo el siguiente procedimiento.

1. Para cada una de las energías: 10 GeV, 100 GeV y 1000 GeV, se propagan 10^4 muones a través del material de roca estándar, cada uno con vector momento unitario: $(-1\hat{i}, 0\hat{j}, 0\hat{k})$.
2. Para cada conjunto de energía, se construye la distribución de ángulos respecto a los ejes z (θ_z) e y (θ_y) luego que cada muon recorre, en promedio, una distancia de: 19 m, para 10 GeV; 160 m para 100 GeV; y 1000 m para 1000 GeV.

Los resultados de las respectivas dispersiones angulares se presentan en las Figs. 85 a 87.

Para cada una de estas figuras, se ha realizado un ajuste tipo Gauss,

$$A \exp\left(-0.5 \frac{x^2}{\sigma^2}\right). \quad (65)$$

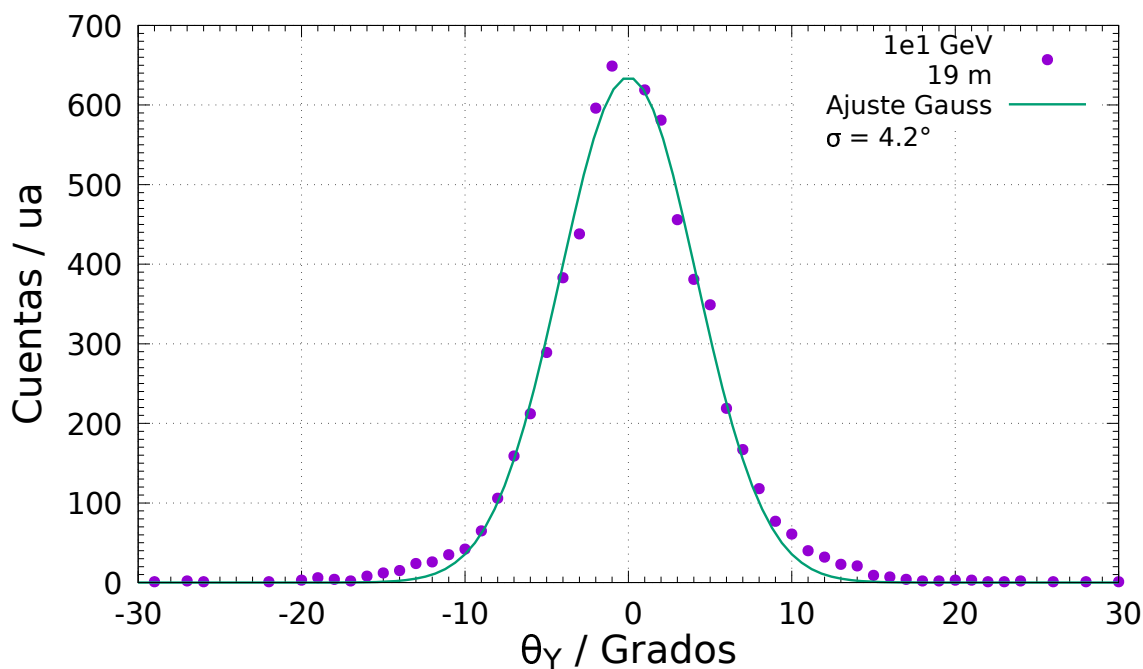
La mayor dispersión angular, $\sim 4^\circ$, se presenta para muones con energía inicial de 10 GeV luego de atravesar ~ 19 m (Fig. 85), distancia en la que han depositado casi toda su energía, tal y como se deduce de la Fig. 84. Por otra parte, los muones con energía inicial de 100 GeV y 1000 GeV

presentan dispersiones de $\sim 1^\circ$ (Figs. 86 y 87, respectivamente); distancias inferiores a la que depositarían el total de su energía (Fig. 84). El comportamiento de estos resultados obtenidos están de acuerdo a lo esperado, esto es, las distribuciones se ajustan a una función Gaussiana con valor medio de cero (Schultz y cols., 2004; Tanabashi y cols., 2018). Sin embargo, la desviación estándar debería seguir la expresión

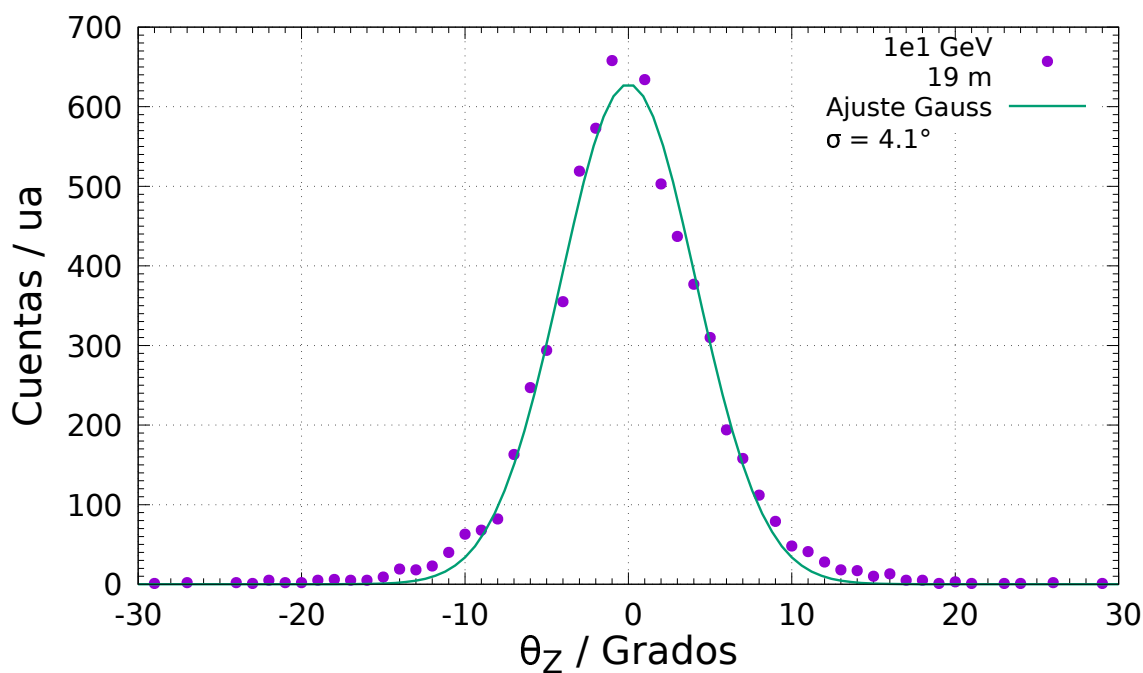
$$\sigma_\theta = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{L}{L_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{L}{L_0} \right) \right], \quad (66)$$

de acuerdo a (Schultz y cols., 2004), donde p representa el momento de la partícula, βc la velocidad, con valor de uno para los muones, L la distancia recorrida y L_0 la longitud de radiación del material; ambas distancias en unidades de opacidad (gr cm^{-2}), siendo $L_0 = 26.54 \text{ gr cm}^{-2}$ para roca estándar (Lesparre y cols., 2010). De acuerdo a la Ecuación. (66), la dispersión para los muones con energía de 10 GeV, luego de recorrer 19 m debería ser de $\sim 1.3^\circ$, valor que difieren en cerca de 3° respecto del obtenido y presentado en la Fig. 85. Para entender esta discrepancia, es importante tener en cuenta que las mayores dispersiones angulares ocurren cuando los muones han perdido la mayoría de su energía, regímenes de energía en los que las distancias recorridas son del orden del metro, ordenes de energía y distancia en las que la Ecuación. (66) tiene validez (Lynch y Dahl, 1991). No obstante, la dispersión presentada en las Figs. 86 y 87, del orden de 20 mrad, están acorde con los resultados presentados en (Lesparre y cols., 2010), donde se estima, analíticamente, un σ_θ de 12 mrad para muones, con energía de 200 GeV, que atraviesan 300 m de roca estándar.

Las Figs. 85 a 87 permiten entonces estimar una dispersión angular del orden 4° , para aquellos muones que atraviesan cierta distancia en roca estándar y que han depositado casi toda su energía, y del orden de 1° para aquellos que salen del volcán con energías superiores a 1 GeV, es decir una probabilidad de $\sim 0.3\%$ de medir ángulos de dispersión mayores a 3° .

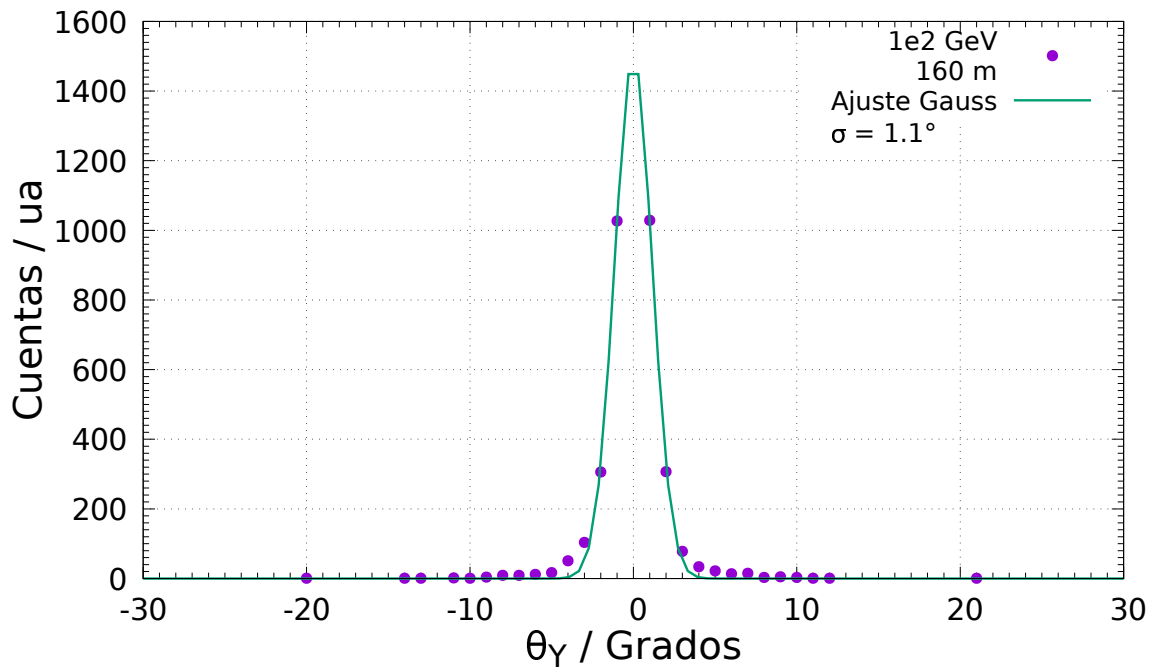


(a)

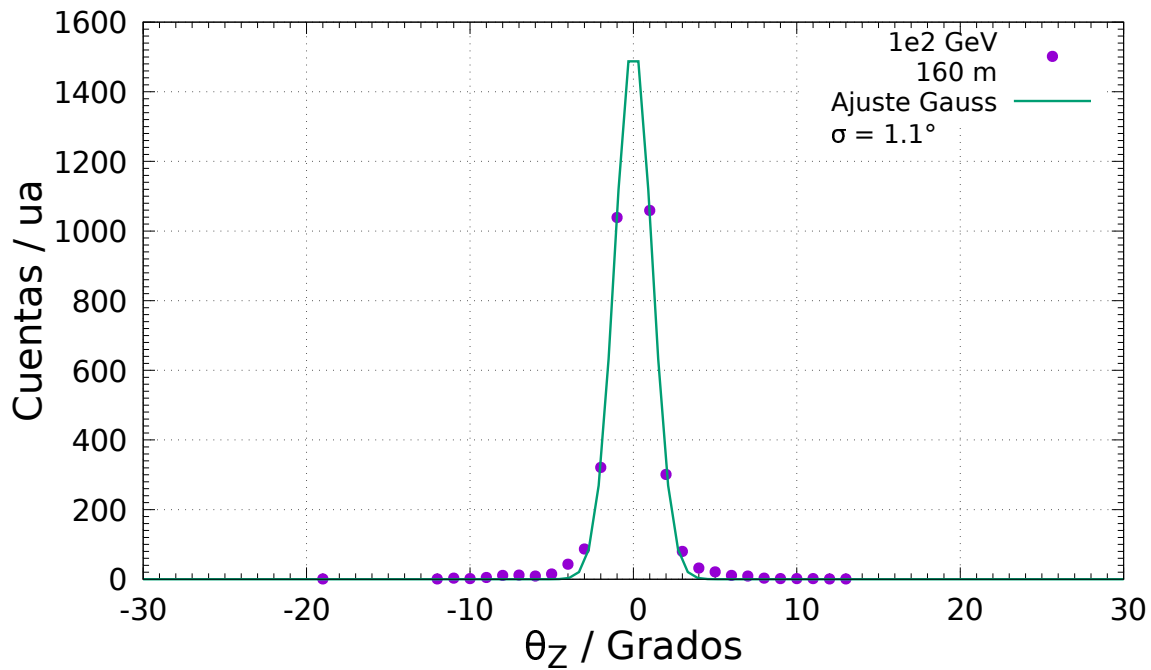


(b)

Figura 85. Dispersión de Coulomb en roca estándar para muones con energía de 10 GeV, luego de atravesar ~ 19 m de roca estándar. Las figuras presentan la distribución de los ángulos directores del vector momento, proyectados a lo largo del eje y, figura (a), y a lo largo del eje z, figura (b). La línea continua en verde representa un ajuste gaussiano. Para ambos ejes, se ve que el ancho de las distribuciones es de $\sim 4^\circ$, lo que implica que una probabilidad $\sim 0.3\%$ de medir ángulos mayores a 12° .



(a)



(b)

Figura 86. Dispersión de Coulomb en roca estándar para muones con energía de 100 GeV luego de atravesar ~ 160 m de roca estándar. Las figuras presentan la distribución de los ángulos directores del vector momento, proyectados a lo largo del eje y, figura (a), y a lo largo del eje z, figura (b). La línea continua en verde representa un ajuste gaussiano. Para ambos ejes, se ve que el ancho de las distribuciones es de $\sim 1^\circ$, lo que implica que una probabilidad $\sim 0.3\%$ de medir ángulos mayores a 3° .

6.5. Estimación de la respuesta del detector MuTe a muones que atraviesan una estructura volcánica

Una vez desarrollados y validados los modelos computacionales que describen: la interacción de muones con roca estándar (Sección. 6.4), y la respuesta del detector MuTe (Sección. 6.3), se estimó la respuesta del detector MuTe a un minuto de flujo de fondo de secundarios producidos en las EAS, tiempo suficiente para poder construir los histogramas de calibración del WCD (Sección. 3.1), para la posición geográfica del volcán cerro Machín (Lat. 4.49° N, -75.38° O). Este flujo de radiación se calculó a partir del método desarrollado en el Capítulo. 2.

La respuesta del detector MuTe se estimó para dos configuraciones del mismo: la primera, rotado 10° , y la segunda 90° , ambas respecto al eje y . En particular, la rotación de 90° se realiza con el objeto de validar los resultados obtenidos, ya que el flujo de secundarios que registraría el hodoscopio debe coincidir con la distribución angular de los mismos y la aceptación calculada en la Fig. 79.

El primer paso consistió en calcular el número de secundarios ($\Xi_{(1)}$) que se producen en la posición geográfica de cerro Machín durante 24 horas; en principio, tiempo suficiente para construir un histograma de carga característico (ver Sección. 3.1). El resultado de este cálculo se presenta en la Fig. 88, con el espectro de secundarias normalizado a una hora. En esta figura se

observa que los neutrones dominan en energías del orden de 0.4 GeV, pero los muones empiezan a sobresalir a energías superiores de 1 GeV, mientras la componente electromagnética domina en energías menores a ésta.

Este flujo estimado para 24 horas de secundarios se puede re-escribir de la forma

$$\Xi_{(1)} = \frac{N_{\text{sec}}}{(24\text{h})(\text{m}^2)} = \frac{N_{\text{sec}}}{(60\text{s})(1440\text{m}^2)}, \quad (67)$$

ecuación que implica que si el total de secundarios se distribuye sobre un área de 1440 m² es equivalente a tener el flujo $\Xi_{(1)}$ en un tiempo de un minuto. De esta manera, cada uno de los secundarios se ubica de forma aleatoria y uniforme sobre una circunferencia de radio ~ 21.41 m (~ 1440 m²), la misma situada a una altura de 2.5 m arriba del detector-MuTe, para la rotación de 10°, y a 5 m para la rotación de 90°.

Los resultados para ambas rotaciones se presentan considerando los siguientes casos:

- solo la señal producida en el WCD,
- solo la señal producida en el hodoscopio,
- señales con correlación temporal en WCD y hodoscopio.

Antes de estimar el número de muones que registraría el hodoscopio, y comparar eventualmente con la respectiva aceptación, se analiza primero las señales que se producen en el WCD, ya que

este instrumento es el que permite identificar las partículas tipo muon, en términos de la energía depositada.

El histograma de carga que registra el WCD para ambas rotaciones se presenta en la Fig. 89, donde se observa que las partículas más representativas (gammas, electrones, muones, y neutrones) aportan al histograma total. La Fig. 90(a) muestra, para los dos histograma, el ajuste tipo gaussiano para la joroba del muon. Siguiendo el procedimiento descrito en Sección. 3.1.1, se realizó la calibración del WCD en términos de la energía depositada (E_d).

El primer paso en la conversión a unidades de E_d , fue estimar el valor de VEM_q (Ecuación. (51)) para ambas rotaciones. Para la rotación de 90° se tomó el valor de 240 MeV, que corresponde a la energía que deposita un muon vertical en 120 cm. Para la rotación de 10° , un muon vertical realiza una trayectoria más larga de 121.9 cm, lo que implica una energía depositada de ~ 244 MeV. Usando estos valores de VEM se construyó el histograma en unidades de energía depositada (MeV), tal y como se presenta en la Fig. 90(b).

La comparación de los histograma de carga para ambas rotaciones, Fig. 90(a), arroja que en la rotación de 90° la joroba del muon se ubica en 215.5 foto-electrones, mientras la misma joroba para la rotación de 10° se ubica en 208.7 foto-electrones; diferencia relativa del $\sim 3\%$. Este corrimiento parece desaparecer cuando se transforma al histograma a unidades de E_d , Fig. 90(b), donde el ajuste gaussiano estima el valor del VEM alrededor de ~ 244 MeV para ambos casos. No

obstante, el ancho del ajuste es menor en la rotación de 10° (~ 60) que para 90° (~ 69), lo que implica, como primera aproximación, que a menor rotación del detector (ubicación del PMT) mejor identificación de la joroba del muon.

Las diferencias en la respuesta de MuTe respecto a su rotación, se pueden entender como la “favorabilidad” que ofrece ubicar el PMT en la parte superior del WCD en cuanto a la detección de los fotones ópticos, lo que puede notarse en la Fig. 90(a), donde es claro que los muones siguen siendo la componente dominante y más que un corrimiento, es un decrecimiento en el conteo, lo que implica un desplazamiento de la media de la función gaussiana de ajuste.

La respuesta del hodoscopio, sin tener en cuenta la señal del WCD, para la rotación de 90° se presenta en la Fig. 91(a), donde el eje de color muestra el conteo de partículas registradas (eventos) como función del ángulo en que han impactado el hodoscopio: θ_x corresponde al ángulo medido desde el eje x hacia el eje z , mientras el ángulo θ_y se mide desde el eje x hacia el eje z . Aquí se ha definido como señal en el hodoscopio aquellas partículas que producen 3 o más foto-electrones y que activan un máximo de dos barras por panel (un solo pixel). Esto porque, por ejemplo, un muon justo antes de impactar una barra, puede producir un electrón en el aire que a su vez impacta otra barra, ocasionando la activación de más de dos barras. En esta figura se observa que los ángulos reconstruidos para los eventos están entre $\pm 20^\circ$, resultado acorde con la estimación analítica presentada en la Fig. 79, la aceptación del hodoscopio es mayor a uno para ángulos de $\sim \pm 30^\circ$.

El diseño híbrido de MuTe apunta a discriminar las partículas tipo muon que impactan en el hodoscopio, usando para esto la señal registrada en el WCD. En el modelado que se ha realizado en este trabajo, y usando la estimación del VEM presentada en la Fig. 90, se ha filtrado los eventos de la Fig. 91(a) para obtener solo aquellos que produjeron más de 150 foto-electrones, ~ 167 MeV, esto es señales que se ha producido mayoritariamente por muones.

A partir de los resultados presentados en la Fig. 91(a) se compara el número de muones verticales ($\vec{r}_{m=0,n=0}$, esto es $\theta_x = 0$ y $\theta_y = 0$) que ha registrado el modelo de MuTe con la predicción analítica de éstos dada por la Ecuación. (60); tomando la intensidad de muones $I\vec{r}_{0,0}$ de los resultados presentados en la Fig. 88; como el respectivo valor de aceptación el presentado en la Fig. 79(a). Esto es,

$$N(\vec{r}_{0,0}) = \left(\frac{1.2}{\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot 1.8 \text{ sr}} \right) (1.0 \text{ s}) (1.2 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ sr}) \approx 1, \quad (68)$$

número acorde con el presentado en la Fig. 91(b), esto es ~ 2 , luego de normalizar a un segundo. Este resultado no solo valida la respuesta estimada a partir del código en Geant4 desarrollado en este trabajo, sino además los respectivos códigos de reconstrucción.

Validada la respuesta de MuTe, se procedió a estimar la respuesta del mismo a muones que han a atravesado el edificio volcánico. Para esto, se hicieron incidir 10^5 muones con energía de

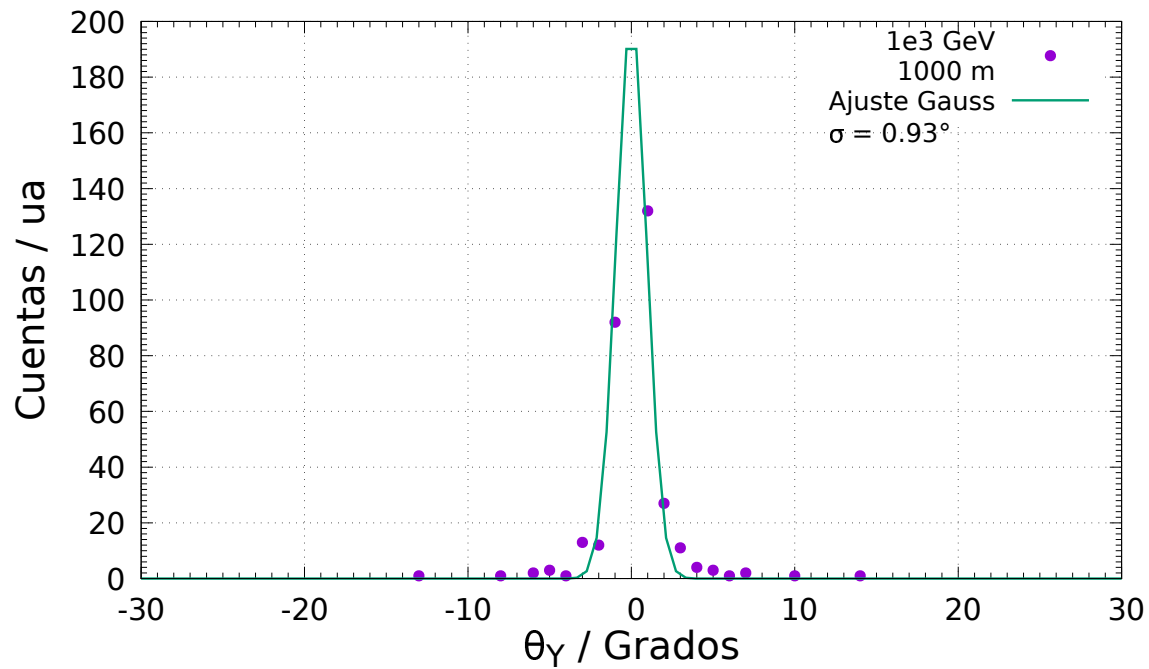
5×10^3 GeV. Cada uno de éstos partió desde la posición (2000. m, 0. m, 201.425 m) y con vector momento unitario $(-0.1 \hat{i}, 0. \hat{j}, -0.01 \hat{k})$, de tal forma que, siguiendo una línea recta, impactarían en el detector MuTe; teniendo en cuenta que el detector-MuTe se ubica en el punto (0. m, 0. m, 0. m) y está rotado 10° respecto al eje y , como se ilustra en la Fig. 92.

El resultado de las señales producidas en el hodoscopio por estos muones, y que han producido más de 150 foto-electrones en el WCD, se presenta en la Fig. 93. En esta figura se observa el efecto de la dispersión de Coulomb en la propagación de los muones como la activación de diferentes píxeles.

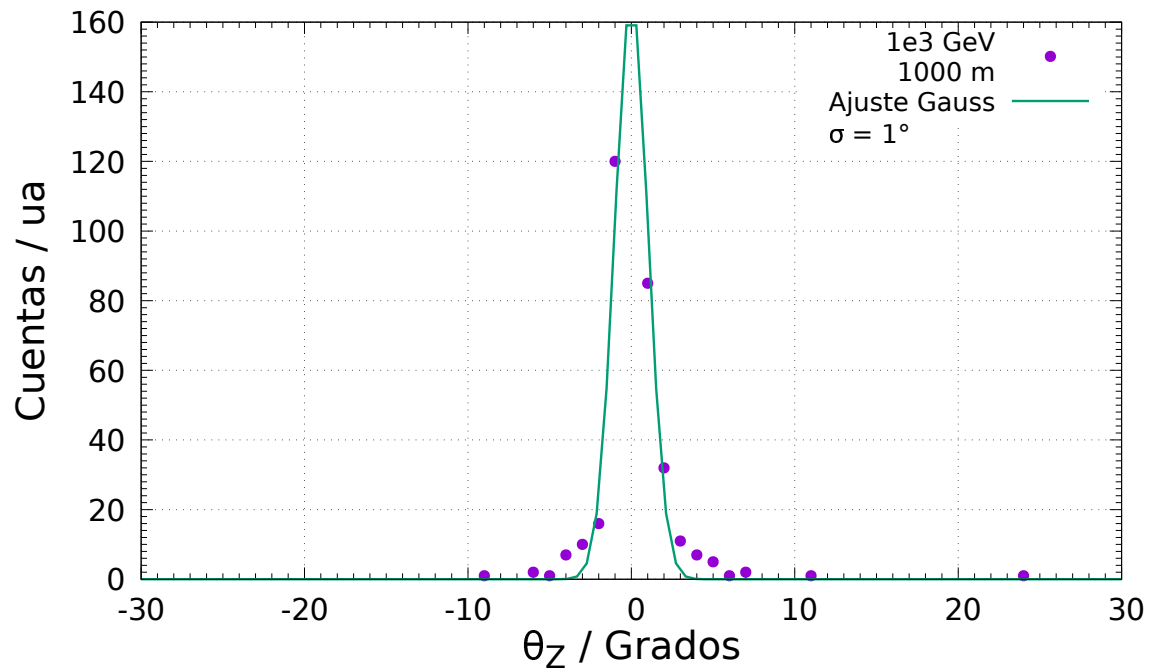
De los 10^5 muones que se propagaron, 30448 produjeron al menos un foto-electrón en algún SiPM y/o PMT, de estos 21 839 fueron señal producidas en el hodoscopio y pasaron el filtro del WCD, es decir, se estima la eficiencia de detección de muones del detector MuTe en $\sim 71.8 \%$. Es importante notar que este último número puede ser menor, ya que no se tienen en cuenta aquellos muones que pudieron haber pasado por el detector sin producir ningún foto-electron, tanto en el hodoscopio como en el WCD.

A partir de los muones registrados por MuTe, se realiza la reconstrucción de sus trayectorias y la proyección de éstas en el plano del volcán, que en este caso se consideró como el plano que corta al edificio volcánico en el punto 1000 m en dirección x . El primer paso de este análisis es obtener los valores de referencia que deberían reconstruirse con MuTe, para lo cual se usó una

partícula de prueba denominada geantino. Esta partícula no tiene ningún tipo de interacción con ningún material modelado por lo que permite rastrear los volúmenes que ha atravesado.



(a)



(b)

Figura 87. Dispersión de Coulomb en roca estándar para muones con energía de 1000 GeV luego de atravesar ~ 1000 m de roca estándar. Las figuras presentan la distribución de los ángulos directores del vector momento, proyectados a lo largo del eje y, figura (a), y a lo largo del eje z, figura (b). La línea continua en verde representa un ajuste gaussiano. Para ambos ejes, se ve que el ancho de las distribuciones es de $\sim 1^\circ$, lo que implica que una probabilidad $\sim 0.3\%$ de medir ángulos mayores a 3° .

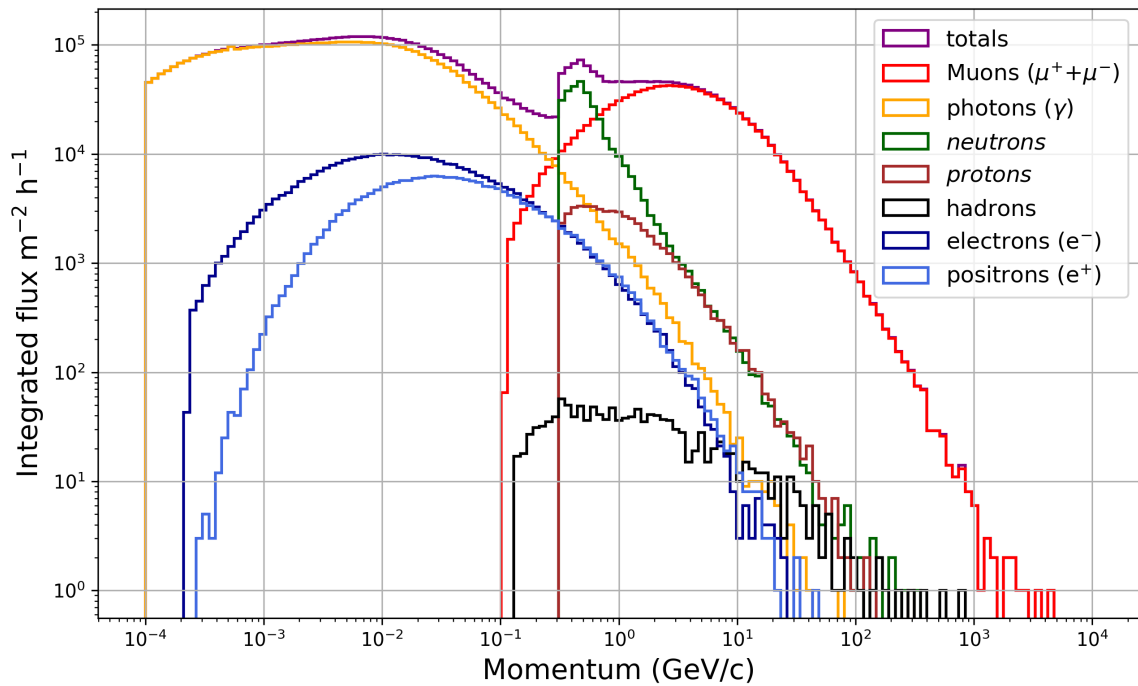
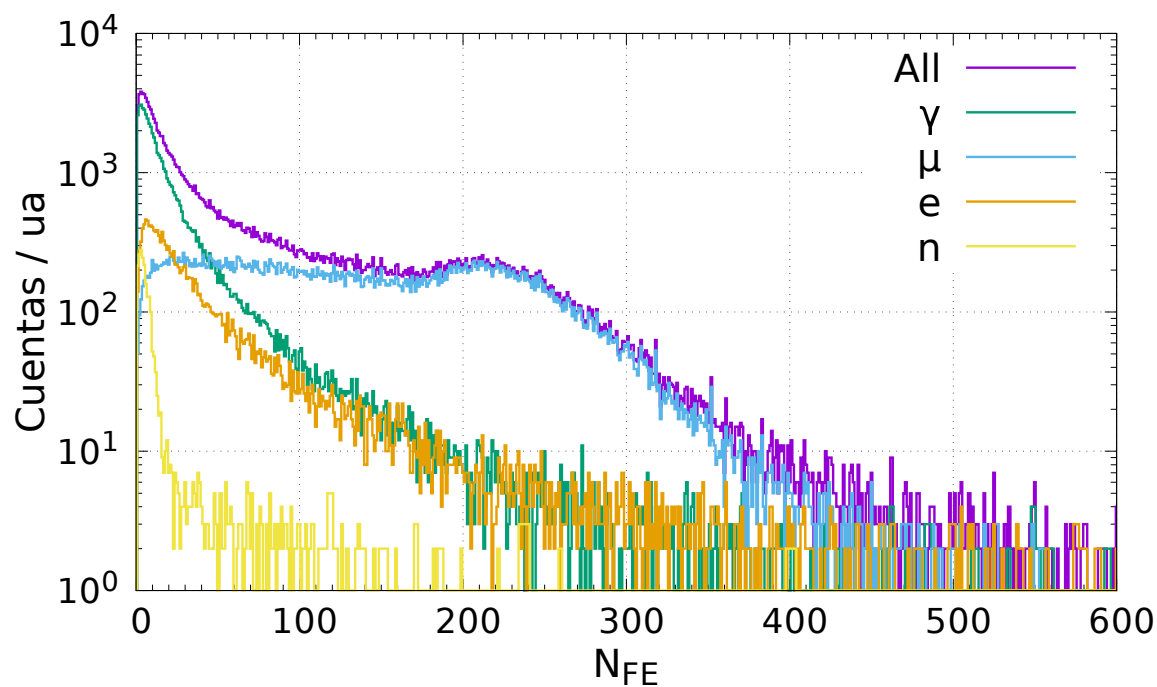
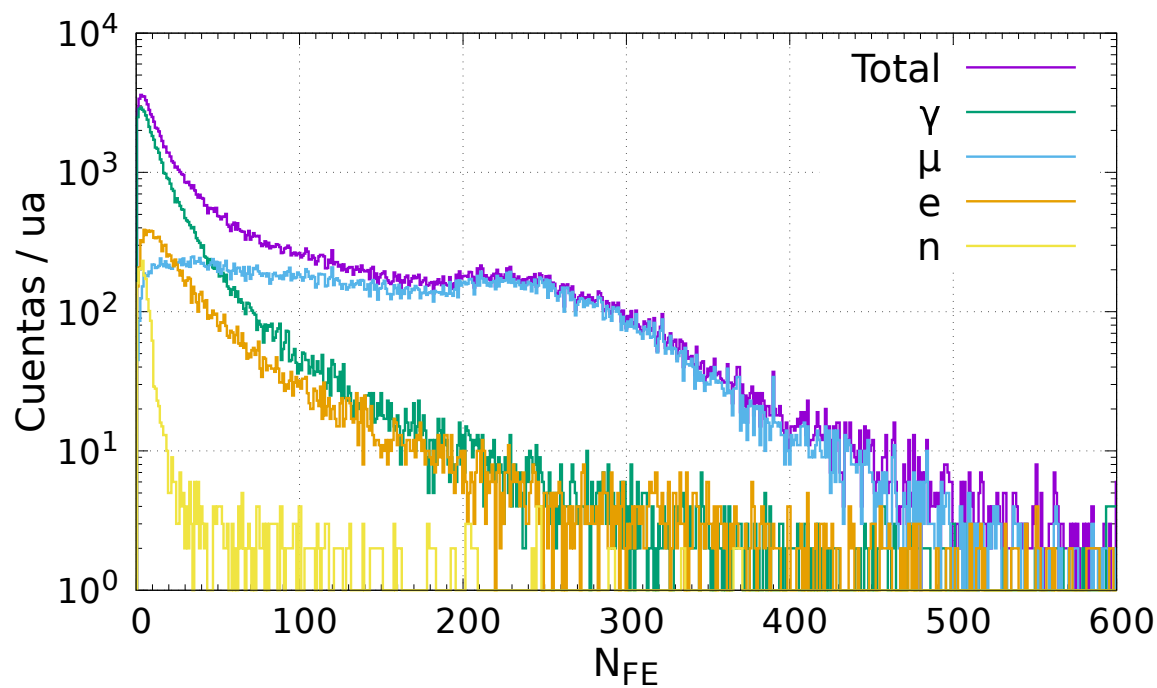


Figura 88. Flujo integral de partículas secundarias a nivel del volcán cerro Machín (2750 m s.n.m.). Se observa que los muones más probables llegan con una energía alrededor de los 3 GeV, mientras que los electrones lo hacen con una energía de 20 MeV.



(a)



(b)

Figura 89. Histograma de carga estimado para la respuesta del detector MuTe un minuto de flujo de secundarios. En ambas figuras se presenta la contribución al histograma total (línea morada) de los secundarios dominantes: gammas (verde), electrones y positrones (naranja), muones (azul) y neutrones (amarillo), ver Fig. 88. (a) histograma de carga para el detector rotado un ángulo de 10° respecto el eje y, y (b) para una rotación de 90° . En ambos casos se observa que los muones son las partículas dominantes en cuanto a registrar más de 100 foto-electrones, mientras la componente electromagnética, y los neutrones, dominan en el registro de menos de ~ 50 foto-electrones.

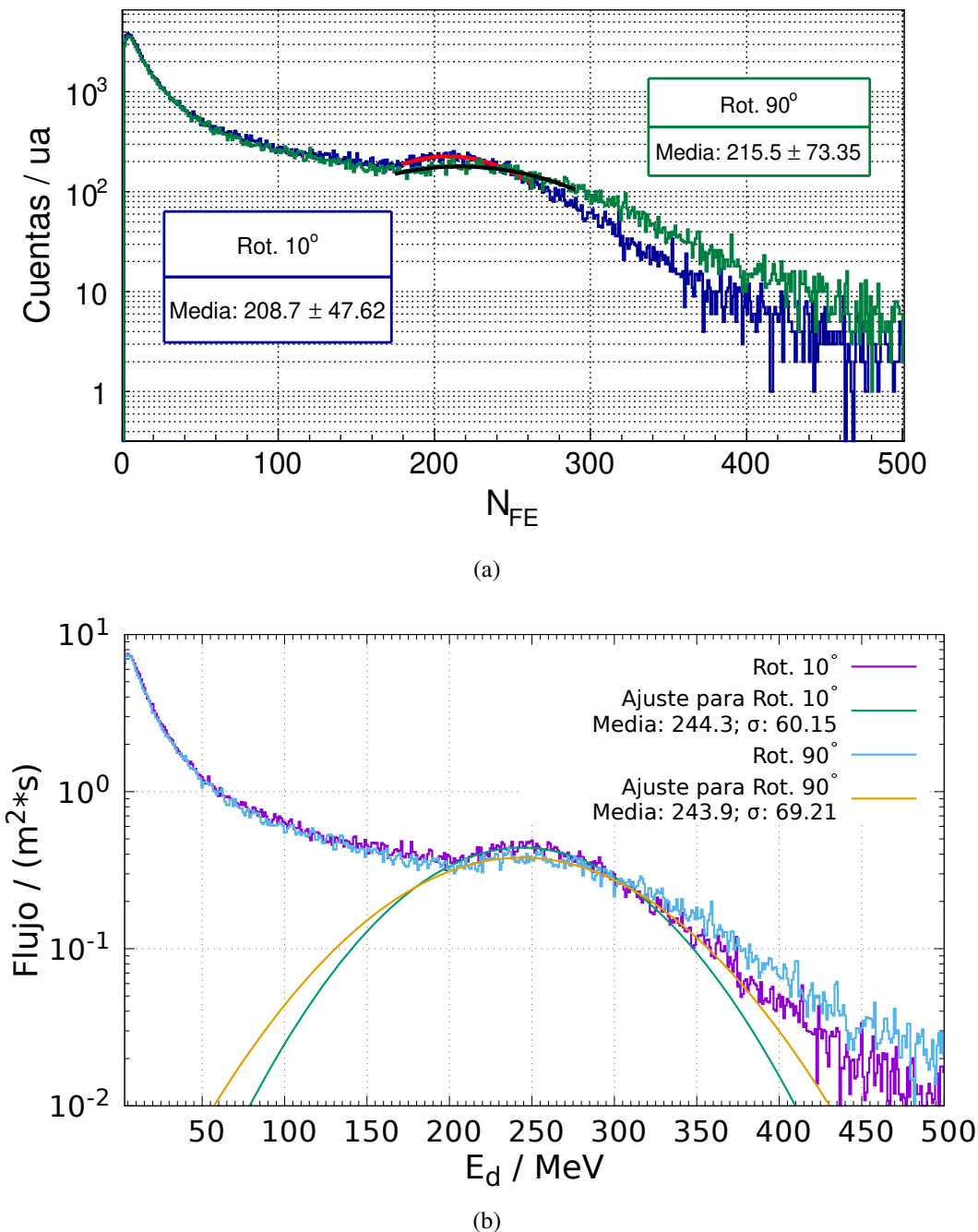
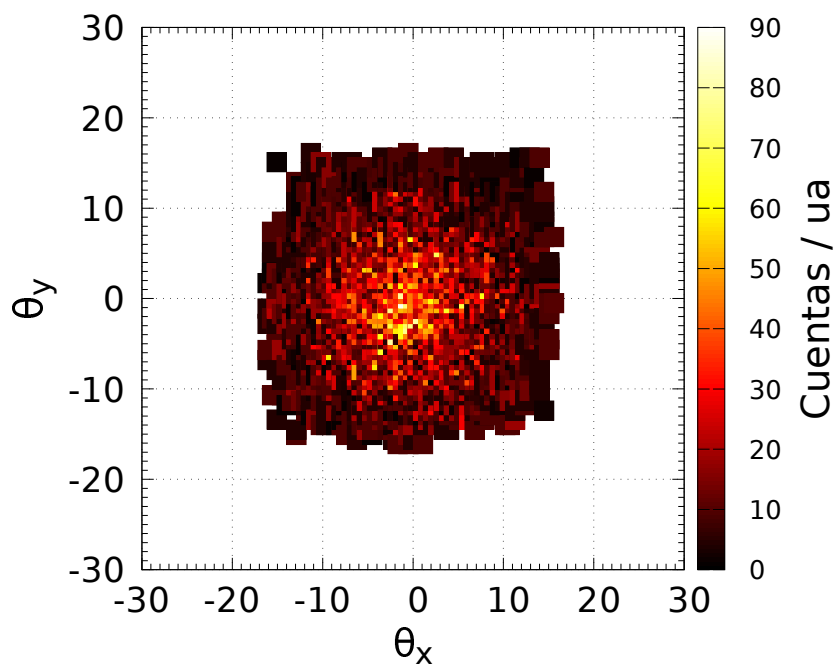
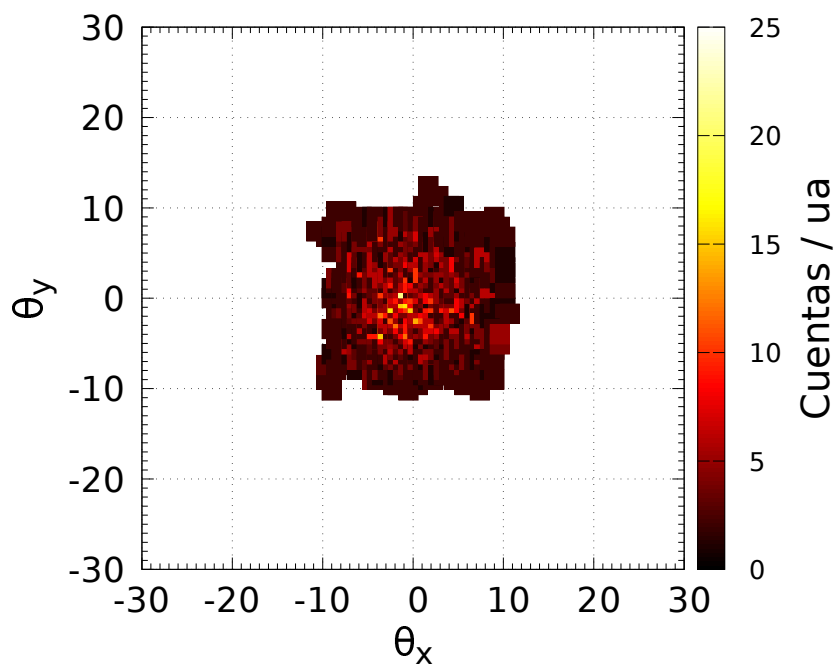


Figura 90. Ajuste a la joroba del muon en el histograma de carga estimado para el detector MuTe. (a) ajuste para las rotaciones de 10° (azul) y 90° (verde) del detector MuTe. Se observa que para la rotación de 90° la joroba del muon se desplaza a la derecha, respecto de la joroba para 10° . Para la rotación de 90° la joroba del muon se ubica en 215.5 foto-electrones, mientras la misma joroba para la rotación de 10° se ubica en 208.7 foto-electrones ($\sim 3\%$ de diferencia relativa). En (b) se presenta el histograma en unidades de energía depositada (E_d), donde el corrimiento de la joroba del muon tiende a desaparecer, ya que el respectivo ajuste gaussiano muestra una posición del VEM en ~ 244 MeV en ambos casos. No obstante, el ancho del ajuste es menor en la rotación de 10° (~ 60) que para 90° (~ 69), lo que implica, como primera aproximación, que ubicar el PMT a en la parte superior del detector mejora la identificación del VEM.



(a)



(b)

Figura 91. Respuesta del hodoscopio del detector MuTe a un minuto de flujo de secundarios. En ambas figuras, el eje de color representa el conteo de partículas registradas (eventos que han depositado más de 3 foto-electrones); los ejes x e y corresponden, para cada evento, a la reconstrucción de los ángulos θ_x y θ_y , respectivamente. La figura (a) presenta la respuesta del hodoscopio para todos los eventos; resultado acorde con la estimación analítica presentada en Fig. 79(b). La figura (b) presenta aquellos eventos que han depositado más de 150 foto-electrones en el WCD (~ 167 MeV, ver Fig. 90).

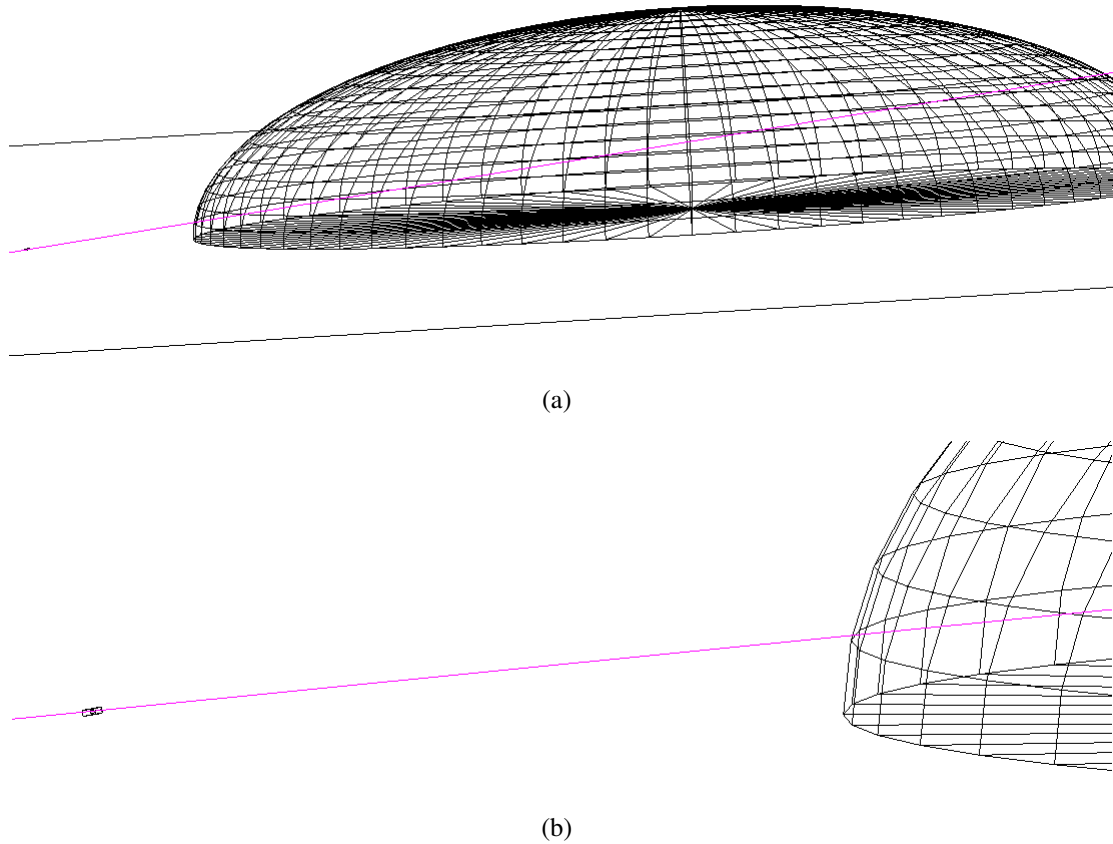


Figura 92. Modelo en Geant4 del volumen volcánico y del detector MuTe (líneas negras). (a) volumen que representa el edificio volcánico y el detector MuTe (pequeño punto negro en la parte izquierda de la figura); (b) ampliación de la figura (a) donde se observa el volumen del detector MuTe. La línea violeta (ambas figuras) corresponde a la trayectoria realizada por la partícula de prueba geantino, partícula que no tiene ningún tipo de interacción con los materiales modelados. Esta trayectoria inicia en las coordenadas (2000. m, 0. m, 201.425 m) con vector momento unitario $(-0.1 \hat{i}, 0. \hat{j}, -0.01 \hat{k})$, de tal forma, y como se observa en las figuras, que el geantino impacta en el detector-MuTe, ubicado en las coordenadas (0. m, 0. m, 0. m) y rotado 10° respecto al eje y.

Como resultado se obtiene que si la trayectoria de los muones fueran una línea recta, éstos deberían impactar en los píxeles P_{674}^T y P_{555}^F , con ángulos $\theta_z^r = 5.7^\circ$ (aquí θ_z corresponde al mismo ángulo θ_x definido previamente) y $\theta_y^r = 0^\circ$, de acuerdo al vector momento con que iniciaron. El supra índice r denota que éstos son los ángulos de referencia, o esperados. Sin embargo, el ángulo que se reconstruye a partir del par de píxeles P_{674}^T y P_{555}^F son: $\theta_z = 7.7^\circ$ y $\theta_y = 0^\circ$, es decir una diferencia de $\sim 2^\circ$, lo que equivale a una diferencia relativa del $\sim 35\%$. En este contexto, es importante tener en cuenta que el avance vertical para un ángulo de 1° en 100 m equivale a 1.75 m, lo que implica que a 1000 m se espera una discrepancia de ~ 35 m entre el esperado (100 m) y el reconstruido.

Para realizar la reconstrucción, y teniendo en cuenta que el volcán está ubicado en el sistema de referencia de origen y los píxeles respecto a cada plano del hodoscopio, se realizó la transformación de coordenadas desde cada panel al sistema origen. Esta transformación se origina por la forma en que se construyeron y ubicaron las barras en el código. Para esto se aplicó la siguiente matriz de transformación

$$\begin{pmatrix} \cos(\alpha) & 0 & -\sin(\alpha) & a_{11} + (c_{11} + d_{11})\cos(\alpha) - (c_{13} + d_{13})\sin(\alpha) \\ 0 & 1 & 0 & a_{12} + c_{12} + d_{12} \\ \sin(\alpha) & 0 & \cos(\alpha) & a_{13} + (c_{11} + d_{11})\sin(\alpha) + (c_{13} + d_{13})\cos(\alpha) \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (69)$$

donde el ángulo α corresponde a la rotación del detector-MuTe respecto al eje y , $a_{i,j}$, $c_{i,j}$ y los términos $d_{i,j}$ a las traslaciones realizadas para ubicar las barras en sus respectivas posiciones. Aplicando esta matriz se obtienen las posiciones $(x_{T/F}, y_{T/F}, z_{T/F})$ para cada pixel (x_T para P^T , x_F para P^F) respecto del origen de coordenadas. De esta manera, se obtienen el vector trayectoria que une el par de pixeles P_i^T y P_j^F , esto es $\vec{V} = \langle \Delta x, \Delta y, \Delta z \rangle$. Con este vector se construye la ecuación paramétrica de la recta que pasa por los pixeles P_i^T y P_j^F ,

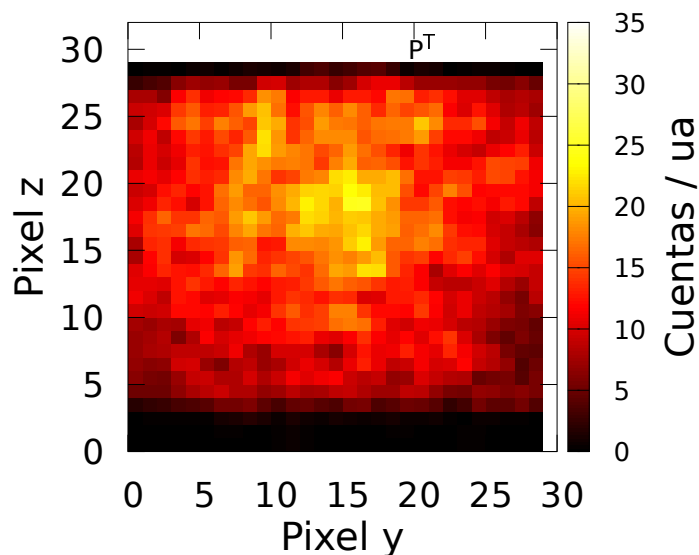
$$\begin{aligned} x &= x_T + t\Delta x, \\ y &= y_T + t\Delta y, \\ z &= z_T + t\Delta z, \end{aligned} \tag{70}$$

donde se ha usado la posición del panel trasero como referencia. El parámetro t se obtiene de la intersección del plano con ecuación $x = 1000$, esto es perpendicular al eje x y que corta al edificio volcánico en el punto $x = 1000$ m.

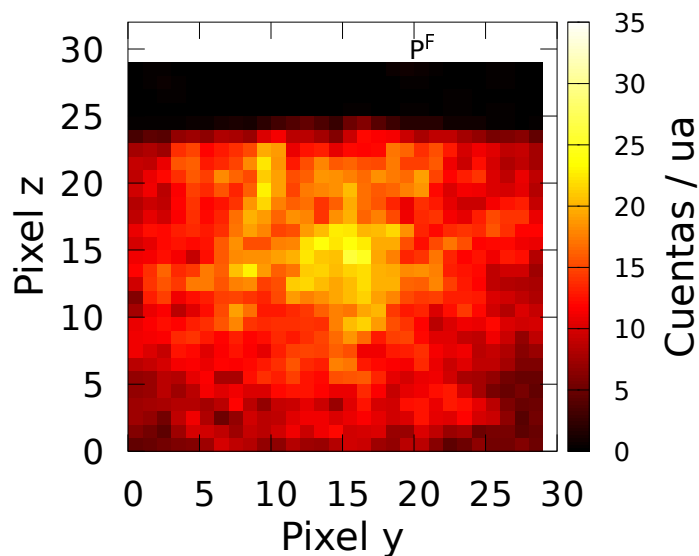
Como primer resultado se obtiene que el par de pixeles P_{674}^T y P_{555}^F cortan al edificio volcánico en los puntos con coordenadas $(1000, 0, 136)$ y $(2000, 0, 272)$. Las últimas coordenadas corresponden al punto desde el cual debieron partir los muones, de acuerdo a dicho par de pixeles. Esto implica una discrepancia del orden de 70 m en la coordenada z entre el punto real y el que se reconstruye con MuTe. Diferencia que se entiende a partir de la discrepancia de 2° para los ángulos θ_z^r y θ_z , esto es 72 m para un avance horizontal de 2000 m. El anterior resultado valida el algoritmo

de reconstrucción y proyección sobre el volcán desarrollado en este trabajo.

La Fig. 94 presenta los resultados de la reconstrucción de las trayectorias registradas por MuTe, sobre el plano del edificio volcánico ubicado en $x = 1000$ m. En ésta, se observa que la mayoría de posiciones reconstruidas por MuTe se ubican en $z = 137 \pm 4$ m y $y = 0 \pm 7$ m. Por otra parte, la Fig. 95 ilustra la reconstrucción para la dirección de impacto sobre el hodoscopio, ángulos θ_z y θ_y , siendo los ángulos $\theta_z = 8^\circ \pm 1^\circ$ y $\theta_y = 0^\circ \pm 2^\circ$ los de mayor frecuencia. Estos resultados predicen que MuTe registraría como coordenada de procedencia de los muones (1000 m, $0 \text{ m} \pm 7 \text{ m}$, $137 \text{ m} \pm 4 \text{ m}$), con dirección de arribo ($0^\circ \pm 2^\circ$, $7^\circ \pm 1^\circ$). Es importante destacar que la coordenada (1000 m, 0 m, 35 m) y dirección (0° , 6°) esperadas están dentro del margen error de la reconstrucción.

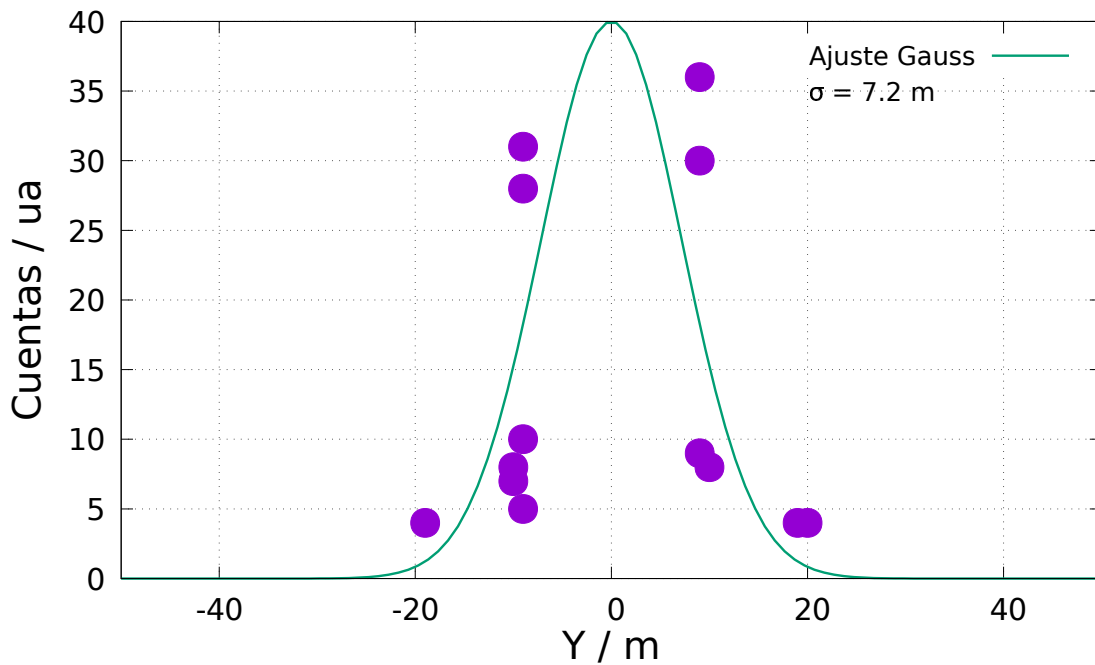


(a)

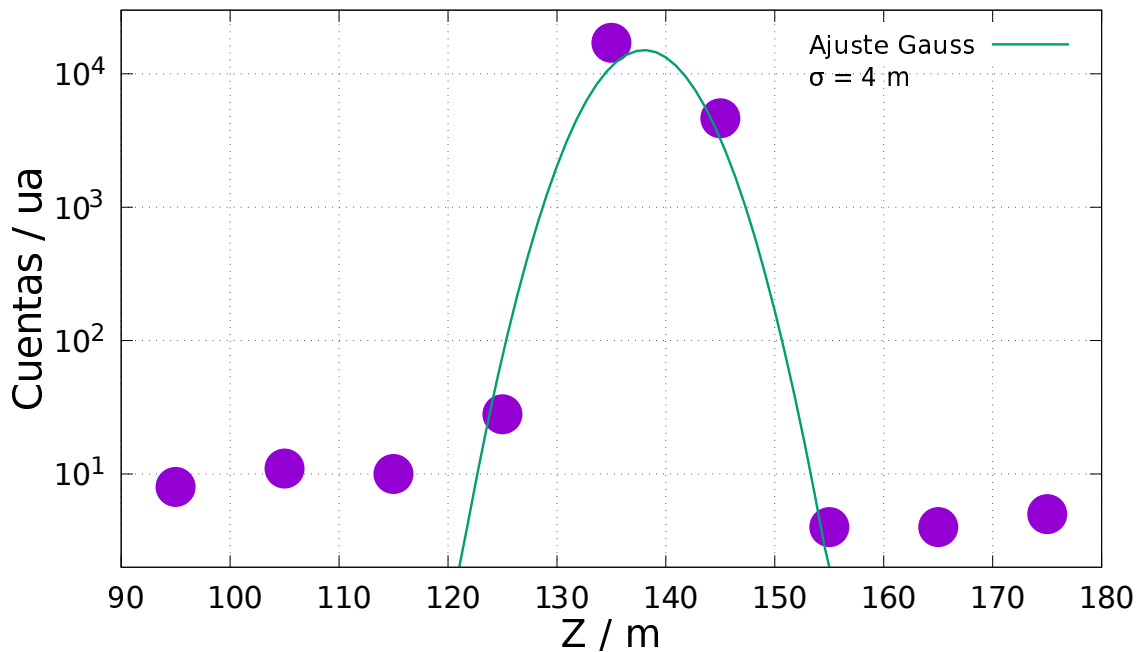


(b)

Figura 93. Píxeles impactados en los paneles del hodoscopio por muones que han atravesado el edificio volcánico. (a) panel trasero P^T . (b) panel frontal P^F . En total se hicieron incidir al volcán 10^5 muones con energía de 5×10^3 GeV. Cada uno de éstos partió desde la posición (2000., 0., 201.425) y con vector momento unitario $(-0.1, 0., -0.01)$. Los píxeles iluminados corresponden a muones que depositaron más de 150 foto-electrones. Se observa el efecto de la dispersión de Coulomb en la propagación de los muones a través del volcán como la activación de diferentes píxeles.

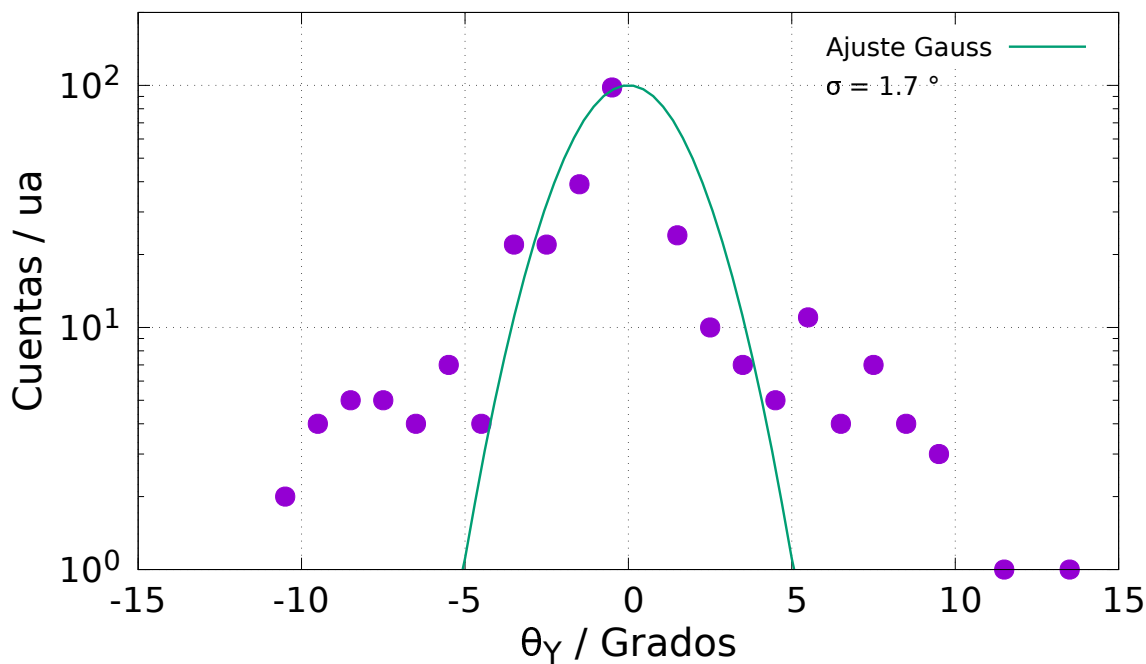


(a)

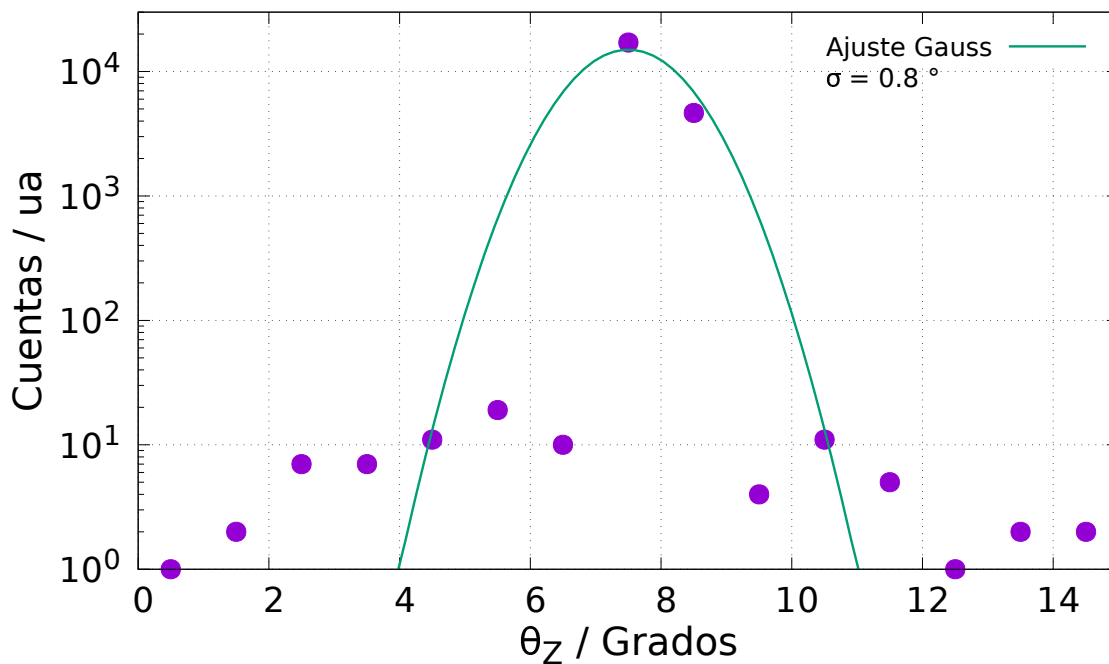


(b)

Figura 94. Reconstrucción de las posiciones sobre el edificio volcánico en el plano $x = 1000$ m a partir de los eventos registrados por MuTe. Los puntos morados corresponden: (a) Posición en y ; (b) posición en z . En ambas figura se ha ajustado una función gaussiana, línea verde. En la figura (a) la media esta ubicada en cero metros, resultado esperado porque la componente en esta dirección del vector momento de los muones incidentes es cero. Por otra parte, la probabilidad de que la dispersión en esta dirección sea mayor a ± 20 m es del 0.3 %. En (b) la media se ubica en ~ 137 m, la cual difiere en ~ 37 m respecto del valor esperado de 100 m, con una probabilidad del 0.3 % que la distancia dispersada en esta dirección sea mayor a (137 ± 12) m.



(a)



(b)

Figura 95. Reconstrucción de la dirección de incidencia de eventos registrados por MuTe. Los puntos morados representan: (a) ángulo medido desde el x hacia el eje y ; (b) ángulo medido desde el eje x hacia el eje z . Las líneas verdes corresponden a un ajuste gaussiano. En la figura (a) la media se ubica en cero grados, resultado esperado porque la componente en y del vector momento de los muones incidentes es cero. De acuerdo a este resultado, la probabilidad de tener un ángulo de desviación mayor a $\pm 5^\circ$ es del 0.3 %. En (b) la media se ubica en $\sim 7^\circ$, lo que difiere en $\sim 1^\circ$ respecto del valor esperado de $\sim 6^\circ$, con una probabilidad del 0.3 % de que el ángulo en esta dirección sea dispersado en más de $7^\circ \pm 3^\circ$.

7. Aplicaciones futuras

En este capítulo se presentan tres aplicaciones que son resultados transversales al desarrollo de esta tesis, que se realizaron en colaboración con otros autores y que resaltan el impacto de los códigos y metodologías desarrolladas en este trabajo doctoral, no solo para los observatorios LAGO y Pierre Auger, sino también para otras áreas del conocimiento. Estas aplicaciones son: detección de neutrones usando WCD, cálculo de radiación por rayos cósmicos durante vuelos comerciales, y detección de gammas y átomos pesados a partir de la detección de muones.

La primera de estas aplicaciones surgió de la pregunta, ¿podrían los WCD servir como detectores de neutrones, teniendo en cuenta el fenómeno de captura neutrónica?, cuya respuesta fue obtenida por Nicolás Guarín en su trabajo de maestría en Física, haciendo uso de los códigos desarrollados en la Sección. 4.1. Maestría realizada en el Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo, Comisión Nacional de Energía Atómica, San Carlos de Bariloche, Argentina. Esta respuesta derivó además en el artículo *Neutron detection capabilities of water cherenkov*, publicado en la revista *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2019 (Sidelnik, Asorey, Guarín, Suárez-Durán, y cols., 2019).

Usando como base la versión de los códigos expuestos en el Capítulo. 2 (modelado de EAS incluyendo corrección por campo geomagnético), Sergio Pinilla realizó su trabajo de pregrado en Física. Este trabajo apuntó a estimar la radiación producida por las EAS a la altura de vuelo de la aviación comercial (~ 11 km s.n.m.), y tuvo como título: Alerta de meteorología espacial para la navegación aérea (Pinilla Velandia, S. A., 2015).

Basado en la experiencia y resultados adquiridos en el montaje, calibración y modelado de detectores (Capítulos. 3 y 4), la Sección. 7.3 presenta una propuesta de trabajo postdoctoral -escrita y presentada por el autor de esta tesis- que tiene como objetivo estudiar y modelar configuraciones de detectores de radiación, usando como base arreglos espaciales de centelladores plásticos. Modelos orientados a la detección de materiales pesados y la medición en coincidencia de radiación gamma producida por radioisótopos de vida corta. Es importante destacar que esta propuesta fue aprobada para financiación por el programa de becas postdoctorales 2018, del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de Argentina.

Finalmente, con los códigos para el modelado de EAS con campo geomagnético (Capítulo. 2) y el modelo en Geant4 de un WCD (Sección. 4.1), durante este trabajo doctoral se estimó la respuesta al fondo de radiación para cinco WCD del observatorio LAGO, ubicados en diferentes posiciones geográficas. Estos resultados fueron presentados como ponencia oral en la 36th *International Cosmic Ray Conference (ICRC)*, bajo el título *Modeling the LAGO's detectors response to secondary particles at ground level from the Antarctic to Mexico* y publicados en (C.

Sarmiento-cano, M. Suárez-Durán, A. Vásquez-Ramírez, A. Jaimes-Motta, R. Calderón-Ardila, J. Peña-Rodríguez, 2019).

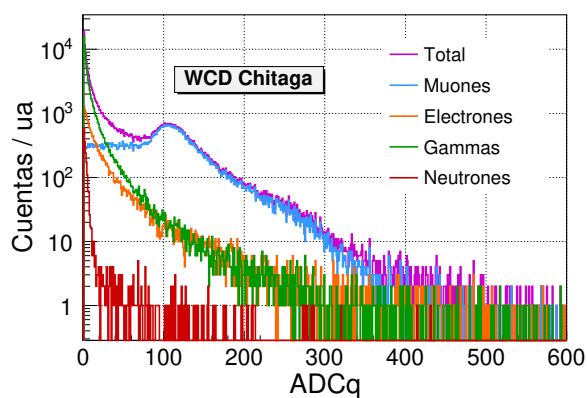
7.1. Estudios del fondo de radiación

El fondo de radiación corresponde a las partículas que se generan en las EAS y que se registran en el suelo, siendo la respuesta de los detectores Cherenkov de agua sensibles al paso de estas partículas (ver Capítulo. 3). Como se mostró en las Figs. 26 a 29, los histogramas de pico y carga, registrados por los WCD, se caracterizan por tener estructura, originada por la convolución entre distancia que recorren al interior del detector y el poder de frenado en el agua.

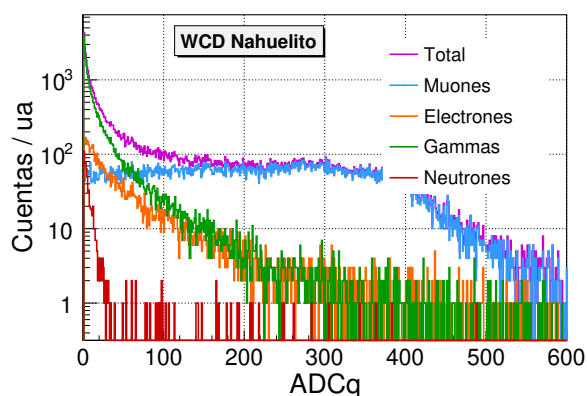
Aplicando los métodos desarrollados en este trabajo (integración del modelado de las EAS y la respuesta del WCD usando Geant4) la Fig. 96 presenta el resultado de la respuesta de tres WCD a un minuto de flujo de secundarios, y cómo los diferentes componentes de este flujo aportan a la estructura de los histogramas de carga. En las respectivas figuras se observan dos jorobas, y como los electrones contribuyen a la joroba de menor ADC_q , mientras que los muones son la componente dominante en la segunda joroba. Pero además se observa que los neutrones tienen una contribución en la transición entre la joroba de los electrones y la de muones.

El hecho que los WCD sean sensibles al paso de partículas neutras como los neutrones ya ha sido reportado en la literatura. El primer estudio sobre esto fue realizado a partir de los datos

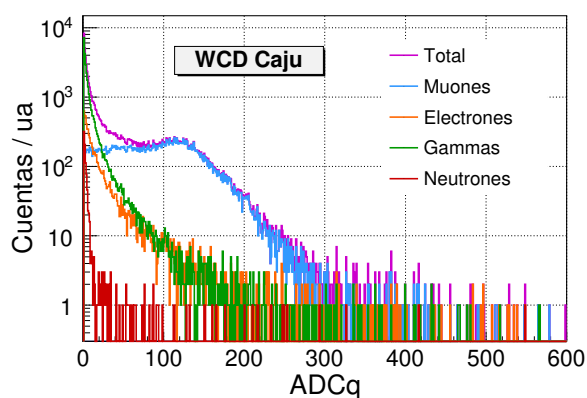
registrados por el detector Super-Kamiokande. Dentro del detector, son liberados neutrones a través de la reacción beta inversa $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Estos neutrones son rápidamente termalizados y capturados por el hidrógeno presente en el agua, produciendo un gamma de 2,2 MeV que son detectados fácilmente por el instrumento (Y. Zhang, 2015; Watanabe y cols., 2009). Otros estudios de detección de neutrones con usando el efecto Cherenkov se pueden ver en (Bell y Boatner, 2010), donde incorporan elementos que son absorbentes de neutrones en vidrios transparentes no centelladores que convierten la radiación beta-gamma provenientes de la captura de neutrones en luz visible.



(a)



(b)



(c)

Figura 96. Estimación de la respuesta para tres WCD de LAGO: Chitaga, Nahuelito y Caju, para un minuto de fondo de radiación. Usando la metodología y herramientas desarrolladas en el Capítulo. 4. En las tres figuras se observa que para más de 100 unidades de ADC_q , las partículas dominantes son los muones. Pero a valores inferiores, los neutrones contribuyen a la señal, dominada por los gammas y e^\pm . Estos resultados predicen que los WCD también registran señal proveniente de los neutrones.

Una de las principales motivaciones para utilizar WCD como detector de neutrones es debido a la llamada “crisis del ^3He ”. El ^3He es un isótopo poco común del Helio que tiene muchas aplicaciones en la industria, la ciencia, la medicina y la seguridad Nacional como detector de Material Nuclear Especial (SNM). La demanda del ^3He ha aumentado exponencialmente en especial desde el 2002, cuando el departamento de seguridad nacional (*Department of Homeland Security*) y el Departamento de Energía (DOE) de Estados Unidos empezó a desplegar miles de detectores de neutrones de ^3He en la frontera para prevenir el contrabando de plutonio y otros materiales radiactivos hacia el país.

La actual escasez de ^3He , principal material utilizado para la detección de neutrones y la alta toxicidad y corrosión del BF_3 , ha motivado que distintos laboratorios se encuentren actualmente dedicados a la búsqueda de técnicas alternativas de detección de neutrones (Kouzes y cols., 2010; Henzlova y cols., 2015; Sidelnik, Asorey, Blostein, y Berisso, 2017). En este contexto, los códigos y experiencias desarrolladas en el presente trabajo doctoral contribuyeron en la realización de un trabajo de maestría (González, 2017) que a su vez derivó en el artículo *Neutron detection capabilities of water cherenkov*, publicado en la revista *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (Sidelnik, Asorey, Guarín, Suárez-Durán, y cols., 2019; Sidelnik, Asorey, Guarín, Durán, y cols., 2019).

La Fig. 97 presenta uno de los principales resultados obtenidos en (González, 2017). En la Fig. 97(a) se observa la respuesta estimada de un WCD a neutrones producidos por dos fuentes:

AmBe y ^{252}Cf ; ambas ubicadas a 10 cm de distancia del detector. En esta figura es clara la respuesta del WCD a estos neutrones. Por otra parte, la Fig. 97(b) presenta la comparación entre los datos medidos por el WCD sin ninguna fuente de neutrones (Fondo) y los datos medidos en presencia de las dos fuentes de neutrones AmBe y ^{252}Cf ; a 10 cm de distancia del WCD. En esta última figura es notable el aumento en el conteo de eventos en presencia de las fuentes y en la región estimada en las Fig. 96.

7.2. Aplicaciones a la navegación aérea

Los vuelos comerciales viajan a alturas del orden de 11 km s.n.m., lo que implica que están más expuestos a los rayos cósmicos, y sus variaciones, de lo que se estaría en el suelo. Para la mayoría de miembros de las tripulaciones aéreas, se estima que la exposición anual a radiaciones ionizantes es de 1 mSv 7 a 6 mSv, lo cual es comparable con la radiación de fondo anual de aproximadamente 2.4 mSv (Zeeb y cols., 2003). Estos valores pueden variar durante tormentas solares y/o fenómenos como los decrecimientos Forbush, tal y como se mostró en el Capítulo. 5.

Por otra parte, la exposición prolongada a este tipo de radiación es considerada como uno de los factores ocupacionales de riesgo de contraer cáncer por parte de las tripulaciones de vuelo (Sanlorenzo y cols., 2015; Liu, Zhang, y Liu, 2016). Lo anterior es debido al contenido de neutrones en las EAS, partículas considerados por la Agencia Internacional para la Investigación en Cáncer (IARC por sus siglas en inglés) como carcinógenos en los humanos (on the Evaluation of Carcinogenic Risk to Humans, 2000).

Existen estudios que argumentan que la evidencia que vincula estos factores ocupacionales con el desarrollo de cáncer no es concluyente, lo que genera incertidumbre en si la exposición a los rayos cósmicos es un factor de riesgo (Pukkala y cols., 2012; Kojo, Pukkala, y Auvinen, 2005). Una de las principales dificultades para resolver esta incertidumbre es la dificultad de hacer mediciones directas del flujo de RC a la altura de vuelo. Dentro de las aproximaciones que se han realizado

para abordar este último problema, está la estimación de la dosis recibida en vuelo usando cálculos computacionales. En particular, el Grupo Europeo de Dosimetría de Radiación (EURADOS por sus siglas en inglés) realizó una comparación de las dosis calculadas por once de estos cálculos, y en algunos casos los resultados difieren entre sí hasta un 80 % (Bottollier-Depois y cols., 2009).

Con los resultados obtenidos en el Capítulo. 2 de este trabajo, y como primera aproximación, se abordó el problema de estimar la producción de radiación secundaria a 11 km s.n.m. para diferentes rutas aéreas comerciales, incluyendo la contribución del campo geomagnético en condiciones calmas y dinámicas. Ese trabajo fue realizado como un trabajo de grado en Física: Alerta de meteorología espacial para la navegación aérea (Pinilla Velandia, S. A., 2015), realizado por Sergio Pinilla y presentado en dos eventos académicos (Pinilla, Asorey, y Nuñez, 2015; Asorey y cols., 2017).

La Fig. 98 presenta uno de los resultados principales que obtenidos en (Pinilla Velandia, S. A., 2015), para la ruta polar comercial Nueva York - Tokio. En esta figura se presenta el flujo integrado de secundarios como función del tiempo estimado de vuelo, tanto en condiciones calmas como de tormenta del campo geomagnético. Para esto, se tomaron datos de la herramienta en línea *Flight Aware*⁴³, la cual proporciona información del tiempo de vuelo y posición geográfica. De esta manera se dividió la ruta en intervalos de treinta minutos, de tal forma que cada punto

⁴³ <http://flightaware.com/>

caracterizara las condiciones geomagnéticas de todo el intervalo (ver detalles en (Pinilla Velandia, S. A., 2015)). Así mismo, la Fig. 98 compara el flujo integrado para la ruta aérea con el flujo integrado de secundarios que llegaría al suelo de la ciudad de Bucaramanga, Colombia (~ 956 m s.n.m.). De esta manera, se observa la diferencia significativa entre la radiación recibida en esta ruta comercial respecto de estar en tierra.

7.3. Aplicaciones a la detección de Gammas y átomos pesados

A partir de los resultados obtenidos en los Capítulos. 2 y 4 se presentó un plan de trabajo enmarcado en el proyecto de búsqueda de aplicaciones y transferencia de tecnología de detección de partículas desarrolladas en Argentina para los proyectos AMIGA y ASCII/SSD. Ambos seleccionados como el sistema de actualización y mejora del Observatorio Pierre Auger, que combinan centelladores orgánicos, fotodetectores de alta sensibilidad y electrónica multicanal ultra-rápida, ambos del Observatorio Pierre Auger, que combinan centelladores orgánicos, fotodetectores de alta sensibilidad y electrónica multi-canal ultra-rápida (The Pierre Auger Collaboration y cols., 2016).

Una de estas aplicaciones se encuadra en los proyectos MuTe/MuBar (colaboración Argentina-Colombia), focalizados en el diseño, construcción y caracterización de nuevos modelos de detectores que permitan medir el flujo direccional de muones atmosféricos para aplicaciones en tomografías de objetos naturales (por ejemplo, vulcanología y minería) y artificiales de interés (por ejemplo, diques o represas) en escalas que van desde decenas de metros hasta algunos kilómetros,

permitiendo medir diferencias en la distribución de densidad interna de esos objetos menores al 2 % y con una resolución espacial del orden del metro. Esta tecnología puede ser aplicada, también, para la detección de materiales con alto número atómico (por ejemplo, tránsito de materiales nucleares) y en aplicaciones de diagnóstico basadas en tomografía de emisión de positrones (PET).

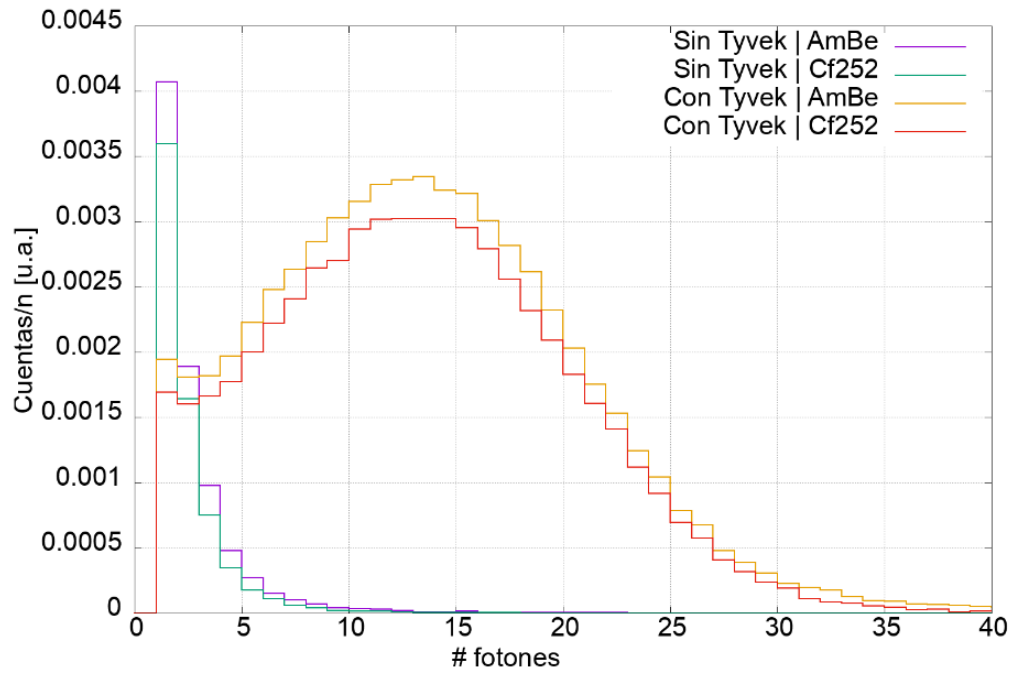
Como objetivos específicos se planteo diseñar y modelar configuraciones de detectores de radiación usando como base arreglos espaciales de centelladores orgánicos en matriz plástica, contadores de fotones multi-píxel en matriz de silicio (MPPC-SiPM, por sus siglas en inglés), y la electrónica rápida (325 Mega-muestras por segundo) de 64 canales diseñada para el proyecto AMIGA. Estos modelos se orientan en dos modos de operación que denominamos: Z-Material y TOF-PET.

El modo Z-Material permitiría determinar la existencia de materiales con alto número atómico mediante el registro de las variaciones del flujo direccional de muones atmosféricos que atraviesan la muestra. Este tipo de detección ha sido validada por experimentos (con otras tecnologías) que emplean la dispersión de Coulomb como método de detección (Hohlmann y cols., 2009). La Fig. 99 presenta un resultado preliminar de la dispersión Coulomb para muones que atraviesan diferentes materiales (empleando las herramientas desarrolladas en el Capítulo. 4), mostrando la factibilidad del método y de las herramientas de esta tesis para este tipo de aplicaciones.

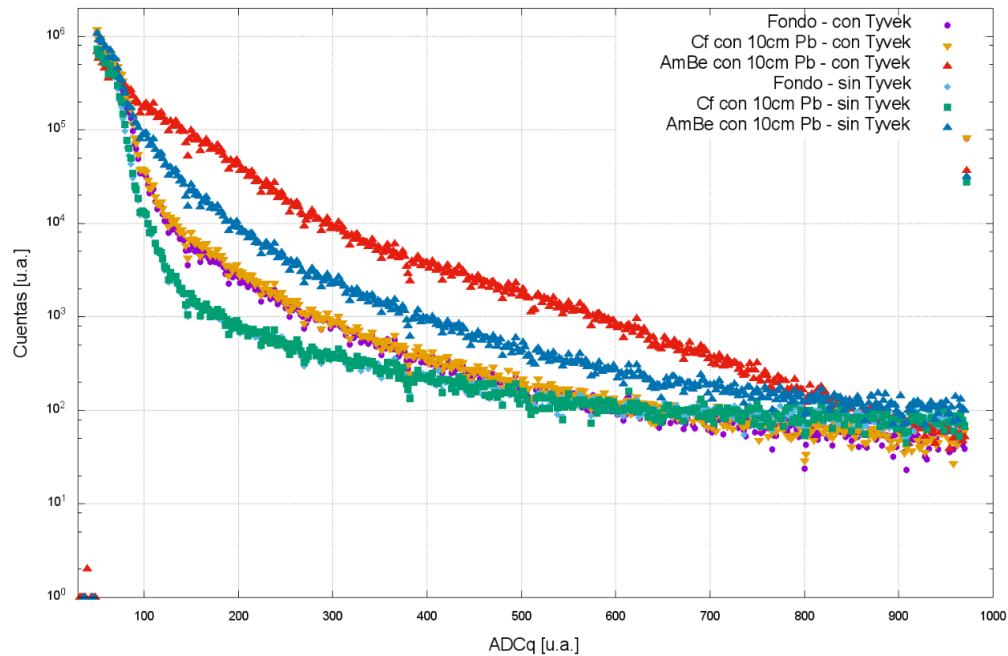
El modo TOF-PET se enfoca en medir en coincidencia la radiación gamma producida por aniquilación de pares de radioisótopos de vida corta, mejorando la resolución espacial al combinar-

la con la medición del tiempo de vuelo (TOF, por sus siglas en inglés) de los respectivos fotones con resolución de decenas de picosegundos. La concepción de instrumentos que permitan estos dos modos de operación se fundamenta en la rápida respuesta tanto de los centelladores plásticos (~ 3.7 ns) como de los SiPM ($< \sim 1$ ns). Estos estudios se soportarían por modelos analíticos, simulaciones numéricas, y la integración de un desarrollo experimental simplificado de las configuraciones planteadas.

Los estudios y modelados contemplados en este plan constituyen un paso importante para transferir tecnología desde la ciencia básica hacia aplicaciones tecnológicas con impacto social.



(a)



(b)

Figura 97. Histograma de carga de la respuesta del detector Nahuelito a las fuentes de neutrones AmBe y Cf252. (a) obtenido a través del modelado en Geant4, donde se observa la notable respuesta del detector a los neutrones generados por las fuentes AmBe ^{252}Cf . (b) datos registrados con diferentes configuraciones. En particular se resaltan las configuraciones con Tyvek, donde se observa un aumento considerable en el conteo de eventos cuando las fuentes AmBe ^{252}Cf están presentes. Figuras tomadas de (González, 2017).

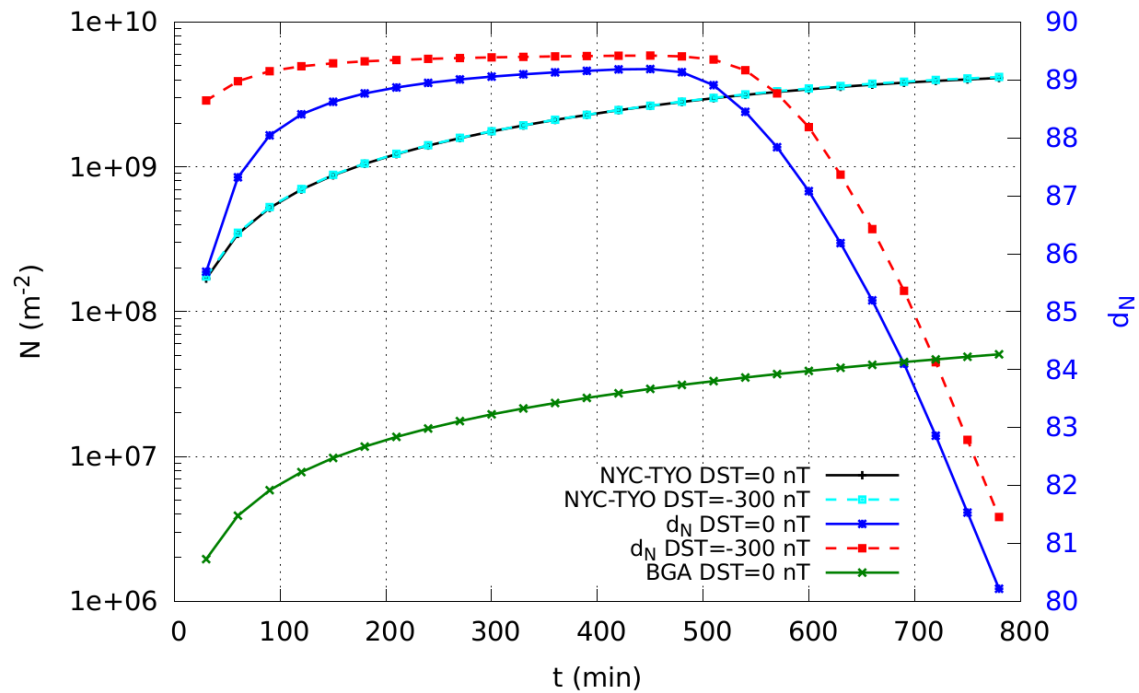
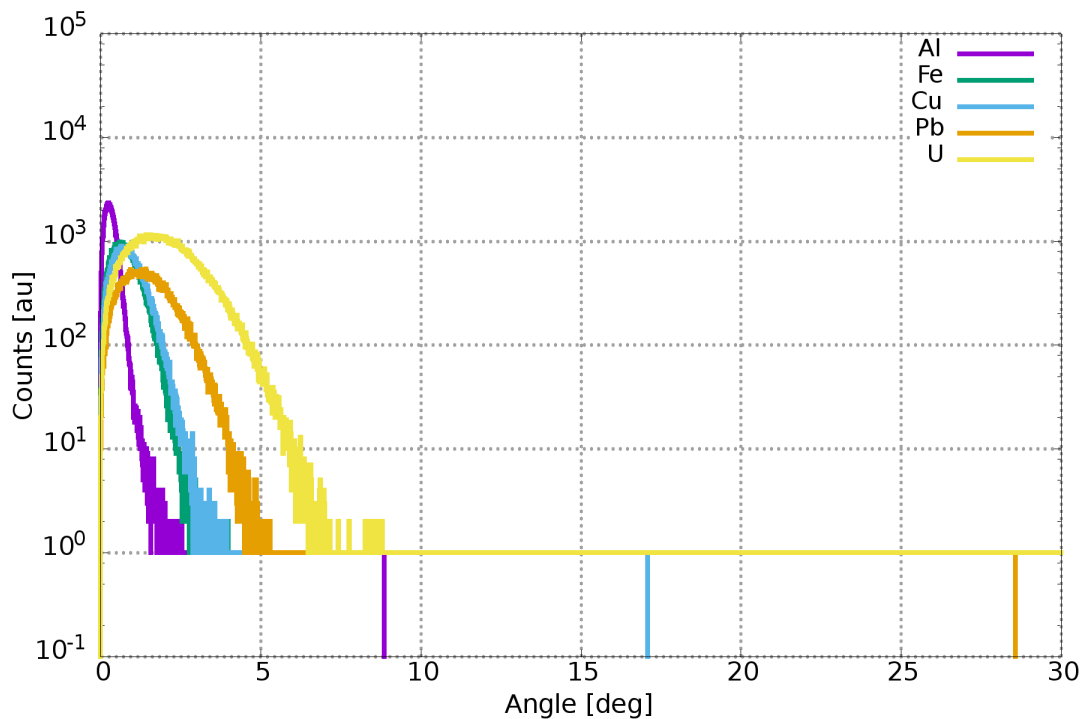
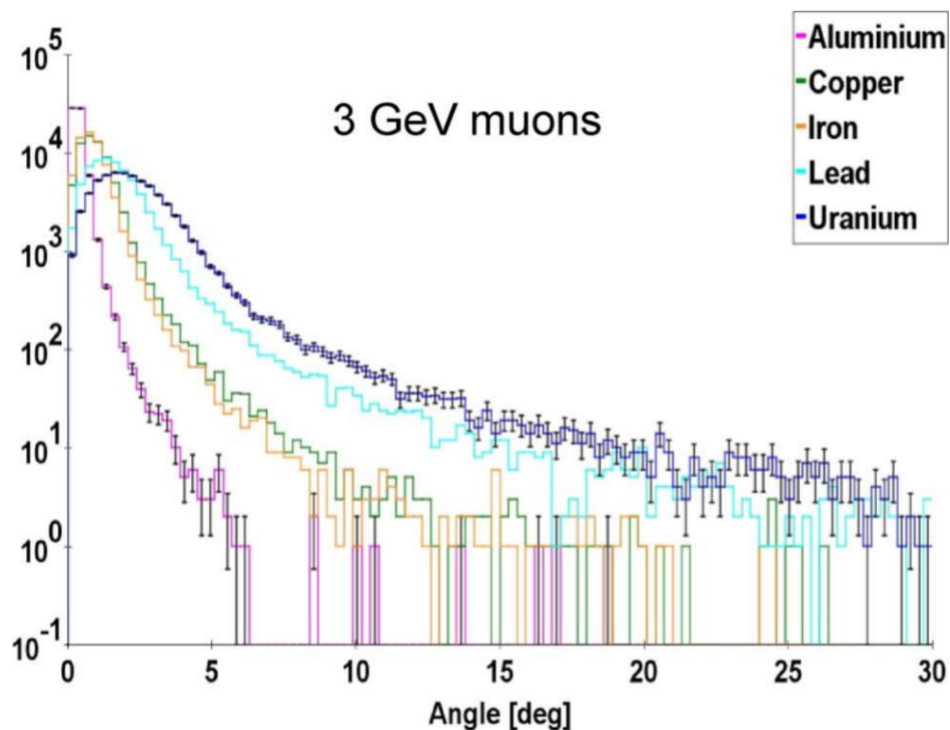


Figura 98. Para la ruta comercial polar Nueva York - Tokio: flujo integrado de secundarios, en condiciones calmas (Dst=0) y de tormenta (Dst=-300) del campo geomagnético, como función del tiempo estimado de vuelo. Se presenta además el flujo integral de secundarios que llegarían al suelo de la ciudad de Bucaramanga, Colombia (956 m s.n.m.) durante el mismo tiempo. En el eje de la derecha se presenta la diferencia porcentual entre el flujo integrado para la ruta comercial respecto del de Bucaramagna. Figura tomada de (Pinilla Velandia, S. A., 2015).



(a)



(b)

Figura 99. Dispersión de Coulomb para muones al atravesar 10 cm de muestras de aluminio, hierro, cobre, plomo y uranio. (a) resultados obtenidos con los métodos y herramientas desarrolladas en el Capítulo. 4. (b) resultados obtenidos en (Hohlmann y cols., 2009). De esta forma se observa la factibilidad de emplear los métodos y herramientas de esta tesis para el diseño de detectores que permitan la detección de elementos pesados.

8. Discusión de resultados

El presente trabajo doctoral se planteó como hipótesis que es posible obtener información de fenómenos geofísicos a través de la detección indirecta, desde el suelo, de rayos cósmicos. Esto se tradujo en dos ejes fundamentales para el desarrollo de esta tesis: modelado y datos. La articulación de estos dos ejes es la síntesis de cada uno de los capítulos presentados.

En el Capítulo. 1 se mostró que los RC con energías de hasta 10^{15} eV generan el fondo de radiación (Fig. 1), por lo que allí mismo se presentaron los conceptos básicos, y que aquí se consideraron como mínimos, para entender el contexto de la naturaleza y procedencia de éstos RC. En la Sección. 1.2 se mostró que el campo geomagnético afecta la propagación de los RC en su avance hacia la atmósfera terrestre, lo que se manifiesta en el denominado efecto Este-Oeste (Fig. 5). En la Sección. 1.3 se introdujo la física asociada a las lluvias atmosféricas extendidas y cómo estas se caracterizan en función del tipo de secundario que producen a nivel del suelo (Fig. 10). Así, el Capítulo. 1 constituye, no solo el marco teórico del presente trabajo doctoral, sino además la conexión entre lo que se mide desde el suelo y lo que ocurre con los rayos cósmicos a medida que estos se propagan hacia la atmósfera terrestre.

En el Capítulo. 2 se desarrollaron dos modelos: uno que estima la rigidez de corte magnéti-

ca y que caracteriza el efecto del campo geomagnético sobre los rayos cósmicos; y el segundo que predice la producción de secundarios en el suelo y cómo el CG afecta esta producción. El resultado más relevante del primer modelo es el desarrollo del método que permite caracterizar la región de penumbra, primero como un continuo (Ecuación. (32)), y no como un número (Ecuación. (28), Fig. 16); y segundo en términos de la dirección de arribo de los rayos cósmicos para cualquier posición geográfica (Fig. 17). Resultado fue publicado en el volumen 16, de la revista Space Weather (Asorey, Núñez, y Suárez-Durán, 2018). De este resultado es importante destacar que permite estimar como el campo geomagnético afecta el flujo de rayos cósmicos que llegan a cualquier posición geográfica, tanto para condiciones calmas del CG como para condiciones dinámicas del mismo (Ecuación. (35)). Al ser este un efecto que ocurre directamente sobre los rayos cósmicos, constituye un aporte importante en la comprensión del flujo de las partículas secundarias que se mide en el suelo. Esto porque hasta ahora este flujo se estudia a partir de modelos que no tienen en cuenta esta contribución.

De las Secciones. 2.3 y 2.4 se destaca la afectación que tiene el campo geomagnético sobre el espectro medido de rayos cósmicos (que dicho sea de paso es medido por diferentes satélites ubicados fuera del CG) y que se presentó en la Fig. 18, figura en la que se observa esta afectación para tres posiciones geográficas diferentes. En la Sección. 2.4 se presentó el resultado más significativo del Capítulo. 2. En ésta se observa como el espectro esperado en el suelo de partículas secundarias -para tres posiciones geográficas- es afectado por el CG en condiciones calmas; figura que se complementa con los datos presentados en la Tabla. 5, donde se observa que que las partí-

culas más afectas por el CG son los neutrones, con una corrección $\sim 30\%$, resultado esperado y acorde con el hecho de que los detectores de neutrones son eficientes para registrar las afectaciones de los RC durante perturbaciones del CG (A. Belov y cols., 2005). De esta misma tabla es notable ver que los muones tienen una afectación del orden del 10% , resultado importante ya que éstos son las partículas más abundantes, junto con los e^\pm y γ , a nivel del suelo (Fig. 19).

Con las estimaciones del flujo de secundarios esperados a nivel del suelo, el siguiente paso en este trabajo doctoral consistió en entender cómo responde un detector Cherenkov de agua a este flujo. Para esto, en el Capítulo. 3 se presentaron las características principales de este tipo de detector, implementados en el observatorio LAGO y Pierre Auger, Sección. 3.1. Para ambas implementaciones se trabajó con datos registrados. En el caso de los WCD de LAGO se presentó el pulso característico de dos detectores (Fig. 25): Chitaga, instalado en la ciudad de Bucaramanga, Colombia; y Caju, instalado como parte del desarrollo de esta tesis en la ciudad de Campina Grande, Brasil. A partir de este pulso característico, se obtuvo el tiempo medio de caída del mismo (~ 35 ns), parámetro a reproducir en los modelos computacionales desarrollados en este trabajo.

A partir de datos registrados por los detectores de LAGO y Pierre Auger, se construyeron los respectivos histogramas de calibración, para el pulso digitalizado: amplitud máxima (pico) e integral (carga), resultados presentados en las Figs. 26 a 29. En todos los histogramas se observan las dos jorobas características de este tipo de detector (Galindo y cols., 2017; Etchegoyen y cols., 2005b): electromagnético y muon.

En la línea de detección de partículas secundarias, en la Sección. 3.2 se presentó las características principales de este tipo de detectores y los resultados del proceso de calibración y dependencia con la temperatura (Fig. 40). Procesos realizados durante la estadía de investigación en el Fermi National Accelerator Laboratory. Es importante destacar los resultados obtenidos para el voltaje de ruptura y la ganancia de los SiPM (Figs. 40 y 43), donde se observa la fuerte dependencia de estos dispositivos con dicha variable, resultado importante para su implementación.

El producto más destacado de este trabajo doctoral es el desarrollo de un modelo computacional que integra: el flujo estimado, y corregido por CG, de secundarios a nivel del suelo con la respuesta de un detector, Capítulo. 4. En este capítulo se presentaron los modelos construidos para estimar la respuesta de un WCD (Sección. 4.1 y un detector plástico de centelleo (Sección. 4.2) al paso de partículas cargadas, en términos del número de foto-electrones que producirían en el respectivo dispositivo foto-sensible, Figs. 53 y 62. En lo referente al modelado de los WCD, se destaca los resultados presentados en la Fig. 53, donde se observan las contribuciones en señal de las partículas electromagnéticas (γ y e^\pm) y de los μ^\pm y la clara separación entre ellas. Así mismo, se destaca el resultado obtenido para el pulso medio, resultado que para el caso del modelado del detector Chitaga difiere en 4 % respecto de los datos medidos; mientras que para el detector Caju se obtuvo una diferencia de ~ 38 %. Esta última diferencia puede estar causada por el porcentaje de transparencia del agua usada en la instalación de Caju, la cual es menor comparada con la de Chitaga; teniendo que el tiempo medio obtenido en el modelo es mayor que en los datos. No

obstante, y en términos de la velocidad de muestreo de la electrónica, ambos tiempos (modelo, datos) se ubicarían en el mismo bin temporal: 25 ns - 50 ns. Lo que sigue validando el resultado de la simulación.

En el modelado del detector plástico de centello, se destacan dos figuras. La primera, Fig. 59 muestra que la producción de foto-electrones es igual tanto para partículas tipo electrones como para muones, independiente de su energía. Este resultado es clave ya que evidencia que este tipo de centellador (de acuerdo la geometría y configuración aquí modelada) no permite diferenciar entre electrones y muones. La segunda figura a destacar es la Fig. 62, que presenta la atenuación, o la diferencia relativa porcentual, del número de foto-electrones como función de la distancia al SiPM. Este resultado es importante porque la atenuación obtenida, 14 % está en concordancia con dos mediciones experimentales, realizadas para el mismo tipo y geometría de centellador plástico y laboratorios diferentes (Aab y cols., 2017; Calderón Ardila, 2019).

Como resultado transversal al desarrollo de este capítulo, y derivado de la presente tesis, se destaca la dirección y co-dirección en la realización de un trabajo de pre-grado en Física y uno de maestría en Física, respectivamente. Ambos trabajos obtuvieron el máximo de calificación, habiendo sido el primero distinguido como trabajo de grado Laureado.

El efecto del campo geomagnético durante los decrecimientos Forbush de mayo de 2005 y diciembre de 2006 es el primer resultado principal del Capítulo. 5. Este resultado se obtuvo in-

tegrando los modelos desarrollados en este trabajo de EAS+CG con la señal estimada del WCD: EAS+CG+WCD-Cent (Cent: centellador plástico). Como se presentó en la Fig. 67, la deformación del CG causada por el Fd repercute en el flujo total de secundarios esperado en el suelo (EAS+CG), estimándose este efecto en el flujo total de partículas en 0.5 %; mismo valor para la componente muon (Fig. 68), y del ~ 2 % para los neutrones (Fig. 69). Sin embargo, este efecto estimado del 0.2 % en la componente muon (para el Fd de diciembre de 2006 en la posición geográfica del observatorio Pierre Auger) no es suficiente para producir un cambio en la señal registrada por sus detectores, tal y como se presentó en la Fig. 71.

El segundo resultado principal de este Capítulo. 5 es el modelo planteado en la Ecuación. (57). Este modelo apunta a entender cómo el flujo de rayos cósmicos, antes de desencadenar las respectivas EAS, es afectado por el Fd. Esta afectación se planteó en términos de la rigidez de corte y de parámetros cuyos valores fueron extraídos de los datos medidos por el observatorio Pierre Auger, durante el Fd de diciembre de 2006. De esta forma, y con los valores correspondientes de la Ecuación. (57), se estimó la señal que producirían en un WCD -del observatorio Pierre Auger- los secundarios originados por los RC filtrados por ésta ecuación. El resultado de esta estimación, como una primera aproximación a su aplicación, se presentó en la Fig. 75, donde se observa que a partir de la Ecuación. (57) se puede predecir el flujo total de secundarios en el suelo y entender qué rayos cósmicos han sido afectados por todo el fenómeno del decrecimiento Forbush. Los resultados de este Capítulo. 5 se plasmaron en dos notas técnicas escritas para la colaboración Pierre Auger (GAP2018_009 y GAP2018_059), y se presentaron en la reunión anual de la Colaboración

Pierre Auger, en noviembre de 2018.

El modelo EAS+CG+WCD-Cent desarrollado en este trabajo doctoral fue clave para el diseño del detector MuTe y su eventual aplicación a la tomografía de volcanes, Capítulo. 6. En este capítulo se construyó un modelo computacional de MuTe (Fig. 83), usando como base los resultados de las Secciones. 4.1 y 4.2. Este modelo permitió estimar la señal que se produciría en el detector MuTe por el paso de partículas tipo muon, las cuales han atravesado un edificio volcánico. Por esta razón, en la Sección. 6.4 se desarrolló un modelo de roca estándar que se validó en términos de la energía mínima que requiere un muon para atravesar cierta distancia de este material (Fig. 84). Con este modelo de roca estándar se estimó la dispersión de Coulomb como función de la energía de muones que atraviesan cierta cantidad de roca, Figs. 85 a 87. Los resultados expresados en estas figuras son importantes en la medida que estiman una dispersión de Coulomb del orden de 4° para muones con energía de 10 GeV, luego de recorrer 19 m en roca estándar; distancia en la que depositan casi toda su energía. Este resultado se enlaza con la capacidad de MuTe de poner un cota mínima en la energía mínima que deben tener los muones para atravesar el respectivo WCD.

Como resultados destacados del Capítulo. 6 se obtuvo la reconstrucción de las trayectorias registradas por MuTe, y filtradas por la energía depositada en el WCD (Fig. 93), y proyectadas sobre el plano del volcán, esto es: la dirección con la que impactaron el detector y la posición en el plano que corta el edificio volcánico exactamente por la mitad (Fig. 92). Estos resultados se presentaron en las Figs. 94 y 95, donde se observa que el error estimado en la reconstrucción de la

posición es del orden de 37 m, con una probabilidad ~ 0.3 de tener un error mayor a este número. En cuanto a la reconstrucción de la dirección, se obtuvo un error de 2° , con una probabilidad 0.3 de tener un error mayor a este número. Resultados bastante aceptables comparados con las dimensiones características del edificio volcánico (cientos de metros).

Finalmente, el Capítulo. 7 representa el impacto que tiene este trabajo doctoral, no solo en las ramas de estudio abordadas sino además en el fortalecimiento de la universidad Industrial de Santander en la investigación de la interacción de radiación con la materia y aplicaciones con impacto en la sociedad. En este sentido, la Sección. 7.1 se mostró la viabilidad de emplear los WCD como detectores de neutrones (Fig. 97, partículas clave en estudios de clima espacial, y de cómo los códigos y metodologías aquí expuestas permiten aplicaciones transversales al estudio y detección de rayos cósmicos.

9. Conclusiones

A partir de los resultados presentados en la Fig. 17 se concluye que la región de penumbra para el ingreso de rayos cósmicos a una cierta posición geográfica se puede modelar y entender como región acumulativa de probabilidad. Este resultado confirma lo expuesto en (Suárez-Durán, 2015) tras haberse aplicado a dos posiciones geográficas adicionales. Así mismo, se concluye que campo geomagnético modula el flujo de rayos cósmicos primarios que llegan a la atmósfera terrestre y que la intensidad de dicha modulación depende de la posición geográfica, tal y como se observa en la Fig. 18. En esta misma línea, se concluye que la afectación del flujo de primarios produce un cambios en el espectro de energía esperado de secundarios a nivel del suelo y que este cambio depende de la posición geográfica y puede alcanzar una diferencia de $\sim 20\%$, respecto del espectro de energía esperado calculado sin tener en cuenta la influencia del campo geomagnético, tal y como se presenta en la Tabla. 5 y la Fig. 20.

Como resultado de la instalación y análisis de los datos de dos detectores Cherenkov de agua del observatorio LAGO (Chitaga y Caju) se concluye que el tiempo medio de atenuación de los pulsos es del orden de ~ 35 ns y se ubica en el cuarto bin temporal, de acuerdo con la velocidad de muestreo de la electrónica empleada (25 MHz), tal y como se deduce de la Fig. 25. Por otra parte, de las Figs. 26 a 29 se concluye que la segunda joroba, tanto en los histogramas de pico como

de carga, es una característica propia del detector y que permite caracterizar la señal depositada en el WCD en términos de la energía media depositada por un muon que atraviesa verticalmente el mismo, VEM.

En cuanto a los detectores plástico centelladores (Sección. 3.2), la conclusión más relevante es la dependencia directamente proporcional, tanto del voltaje de ruptura como de la de la ganancia del SiPM con la temperatura, tal y como se observa en las Figs. 40 y 43. De la Fig. 42, se concluye que para diferenciar señales de ruido electrónico en los SiPM, se recomienda usar como discriminador aquellas señales correspondientes a más de tres picos de la señal integrada, ya que estos picos tienen una probabilidad $\sim 98.7\%$ de ser foto-electrones.

De los resultados obtenidos en el Capítulo. 4 se concluye que los modelos computacionales aquí desarrollados, para estimar la respuesta de un WCD y un detector plástico de centelleo (DPC) al paso de partículas cargadas, se corresponden tanto con la Física esperada (Figs. 50, 51 y 55 para un WCD, y Figs. 59 y 62 para un detector DPC), como con los datos registrados para los detectores modelados (Fig. 56 y Tabla. 7 para WCD, y Fig. 62 para DPC).

Una de las conclusiones principales de este trabajo es que el efecto del campo geomagnético sobre el desarrollo de un decrecimiento Forbush (Fd, Capítulo. 5), predicho como la fluctuación del flujo de secundarios a nivel del suelo de Malargüe, es del orden del 0.2% para el Fd de diciembre de 2006 (Fig. 67(c)); mientras que la fluctuación predicha para el Fd de mayo de 2005 es del

orden de $\sim 0.7\%$ y $\sim 0.4\%$ a nivel del suelo de Bucaramanga (Fig. 67(a)) y San Carlos de Bariloche (Fig. 67(b)), respectivamente. De esta fluctuación, se concluye que el flujo de partículas que más son afectadas durante un Fd son los neutrones (Fig. 69), seguido del flujo de muones (Fig. 68).

La conclusión principal del Capítulo. 5 es que la contribución del campo geomagnético sobre el Fd de Diciembre de 2006 (Fig. 67(c)) no aparta a la señal registrada por los WCD del observatorio Pierre Auger, tal y como se observa en la Fig. 71. A partir de esta última conclusión, se puede plantear que el fenómeno del decrecimiento Forbush es completamente dominado por la interacción de los rayos cósmicos con la eyección de masa coronal interplanetaria (ICME, Fig. 65).

Dado que los WCD puede registrar un Fd, resultado que se presenta en la Fig. 73, y que este registro obedece a un fenómeno de escala planetaria, en esta tesis se concluye que estos datos, combinados con los modelos computacionales presentados en el Capítulo. 4, pueden ser usados para estimar cómo y qué tipo de rayos cósmicos son afectados durante el transito de la ICME por la Tierra. Esta conclusión se soporta en los resultados que se presentan en la Fig. 75 y obtenidos con el modelo propuesto en esta tesis, Ecuación. (57).

Como conclusión principal de esta trabajo doctoral se establece que aquellos muones con energía de 10 GeV que al atravesar una distancia de 19 m en roca estándar tendrán una dispersión angular de ~ 70 mrad, tal y como se obtuvo en la Fig. 85. De los resultados presentados en las Figs. 86 y 87, y como primera aproximación, se puede concluir que aquellos muones, que luego

de atravesar cierta distancia en roca estándar, salen sin haber depositado toda su energía tendrán una dispersión del orden de 1° , de acuerdo a las Figs. 86 y 87. A partir de los resultados obtenidos en las Figs. 90 y 91 se concluye que el WCD permite identificar partículas tipo muon (Fig. 90) y que esta información se puede correlacionar con las señales obtenidas en el hodoscopio (Fig. 91), facilitando así distinguir ruido electrónico de señal y señales que no provienen de partículas tipo muon en el hodoscopio, tal y como se presenta en la Fig. 93. Respecto a la reconstrucción de la dirección de arribo y punto de impacto, o ingreso, al volcán, reconstruidos en función de las señales registradas por MuTe, se concluye que el error en la dirección de arribo es ~ 30 mrad y de ~ 7 m para el punto de impacto.

Finalmente, del Capítulo. 7 se concluye que los códigos y metodologías de este trabajo doctoral (Capítulos. 2 y 4) permiten aplicaciones y estudios transversales a la detección de rayos cósmicos a nivel del suelo, tal y como se presenta en las Secciones. 7.1 a 7.3.

9. Referencias Bibliográficas

- Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Ahn, E., Samarai, I. A., Albuquerque, I., ... Mariazzi, A. (2016). Prototype muon detectors for the amiga component of the pierre auger observatory. *Journal of Instrumentation*, 11(02), P02012. Descargado de <http://stacks.iop.org/1748-0221/11/i=02/a=P02012>
- Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Ahn, E., Samarai, I. A., Albuquerque, I., ... Zuccarello, F. (2017). Muon counting using silicon photomultipliers in the AMIGA detector of the pierre auger observatory. *Journal of Instrumentation*, 12(03), P03002. Descargado de <http://stacks.iop.org/1748-0221/12/i=03/a=P03002>
- Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Ahn, E. J., Al Samarai, I., Albuquerque, I. F. M., ... Zuccarello, F. (2015, Feb). Muons in air showers at the pierre auger observatory: Mean number in highly inclined events. *Phys. Rev. D*, 91, 032003. Descargado de <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.91.032003> doi: 10.1103/PhysRevD.91.032003
- Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Ahn, E. J., Al Samarai, I., Albuquerque, I. F. M., ... Zuccarello, F. (2016, Oct). Testing hadronic interactions at ultrahigh energies with air showers measured by the pierre auger observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 117, 192001. Descargado de <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.192001> doi: 10.1103/PhysRevLett.117.192001
- Abraham, J., Abreu, P., Aglietta, M., Aguirre, C., Allard, D., Allekotte, I., ... Ziolkowski, M. (2007, nov). Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic

- Objects. *Science*, 318(5852), 938–943. Descargado de <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1151124> doi: 10.1126/science.1151124
- Abraham, J., Aglietta, M., Aguirre, I., Albrow, M., Allard, D., Allekotte, I., ... Zhu, Q. (2004, mayo). Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 523(1-2), 50–95. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900203033497> doi: 10.1016/j.nima.2003.12.012
- Adamson, P., Alexandrov, K., Alexeev, G., Alexopoulos, T., Allison, W. W. M., Alner, G. J., ... Soldatov, A. (2002, June). The minos scintillator calorimeter system. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49(3), 861-863. doi: 10.1109/TNS.2002.1039579
- Adriani, O., Barbarino, G. C., Bazilevskaya, G. a., Bellotti, R., Boezio, M., Bogomolov, E. a., ... Zverev, V. G. (2011, abril). PAMELA measurements of cosmic ray proton and helium spectra. *Science (New York, N.Y.)*, 332(6025), 69–72. Descargado de <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/21385721> doi: 10.1126/science.1199172
- Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., ... Zschesche, D. (2003, jul). Geant4 - a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3), 250–303. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900203013688> doi: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8
- Aguilar, M., Alcaraz, J., Allaby, J., Alpat, B., Ambrosi, G., Anderhub, H., ... Zuccon, P. (2010,

- noviembre). Relative Composition and Energy Spectra of Light Nuclei in Cosmic Rays: Results From AMS-01. *The Astrophysical Journal*, 724(1), 329–340. Descargado de <http://stacks.iop.org/0004-637X/724/i=1/a=329> doi: 10.1088/0004-637X/724/1/329
- Ahn, H. S., Allison, P. S., Bagliesi, M. G., Barbier, L., Beatty, J. J., Bigongiari, G., ... Zinn, S. Y. (2010, junio). Measurements Of The Relative Abundances Of High Energy Cosmic ray Nuclei In The Tev/nucleon Region. *The Astrophysical Journal*, 715(2), 1400–1407. Descargado de <http://stacks.iop.org/0004-637X/715/i=2/a=1400> doi: 10.1088/0004-637X/715/2/1400
- Allard, D., Allekotte, I., Alvarez, C., Asorey, H., Barros, H., Bertou, X., ... nor, L. V. (2008). Use of water-cherenkov detectors to detect gamma ray bursts at the large aperture GRB observatory (Iago). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 595(1), 70 - 72. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208009443> (RICH 2007 Proceedings of the Sixth International Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors) doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.07.041>
- Aloisio, R., Berezhinsky, V., Blasi, P., y Ostapchenko, S. (2008, Jan). Signatures of the transition from galactic to extragalactic cosmic rays. *Phys. Rev. D*, 77, 025007. Descargado de <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.77.025007> doi: 10.1103/PhysRevD.77.025007
- Aloisio, R., Berezhinsky, V., y Gazizov, A. (2012). Disappointing model for ultrahigh-energy cosmic rays. *Journal of Physics: Conference Series*, 337(1), 012042. Descargado de

<http://stacks.iop.org/1742-6596/337/i=1/a=012042>

Alvarez, L. W., Anderson, J. A., Bedwei, F. E., Burkhard, J., Fakhry, A., Girgis, A., ... Yazolino, L. (1970). Search for hidden chambers in the pyramids. *Science*, 167(3919), 832–839. Descargado de <http://science.sciencemag.org/content/167/3919/832> doi: 10.1126/science.167.3919.832

Alvarez-Muñiz, J., Engel, R., Gaisser, T., Ortiz, J., y Stanev, T. (2002, agosto). Hybrid simulations of extensive air showers. *Physical Review D*, 66(3), 1–16. Descargado de <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.66.033011> doi: 10.1103/PhysRevD.66.033011

Ambrosi, G., Ambrosino, F., Battiston, R., Bross, A., Callier, S., Cassese, F., ... Yokoyama, I. (2011). 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. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210014890> (VCI 2010 Proceedings of the 12th International Vienna Conference on Instrumentation) doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.299>

Ambrosino, F., Anastasio, A., Basta, D., Bonechi, L., Brianzi, M., Bross, A., ... Viliani, L. (2014). The mu-ray project: detector technology and first data from mt. vesuvius. *Journal of Instrumentation*, 9(02), C02029. Descargado de <http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=02/a=C02029>

Anastasio, A., Ambrosino, F., Basta, D., Bonechi, L., Brianzi, M., Bross, A., ... Vanzanella, A. (2013). 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. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900213007705> (Vienna Conference on Instrumentation 2013) doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.05.159>
- Anderson, C. D., y Neddermeyer, S. H. (1936, Aug). Cloud chamber observations of cosmic rays at 4300 meters elevation and near sea-level. *Phys. Rev.*, 50, 263–271. Descargado de <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.50.263> doi: 10.1103/PhysRev.50.263
- Angelov, I., Malamova, E., y Stamenov, J. (2009). The forrush decrease after the gle on 13 december 2006 detected by the muon telescope at beo - moussala. *Advances in Space Research*, 43(4), 504 - 508. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117708004444> (Solar Extreme Events: Fundamental Science and Applied Aspects) doi: <https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.08.002>
- Antoni, T., Apel, W., Badea, A., Bekk, K., Bercuci, A., Blümer, J., ... Zabierowski, J. (2005). KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astroparticle Physics*, 24(1-2), 1-25. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650505000691> doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2005.04.001>
- Antoni, T., Apel, W., Badea, F., Bekk, K., Bercuci, A., Blümer, H., ... Zagromski, S. (2003). The cosmic-ray experiment KASCADE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 513(3), 490 - 510. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/>

S016890020302076X doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)02076-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)02076-X)

Argiro, S., Barroso, S., Gonzalez, J., Nellen, L., Paul, T., Porter, T., ... Veberič, D. (2007). The offline software framework of the pierre auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 580(3), 1485 - 1496. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207014106> doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.07.010>

Arqueros Martínez, F. (2009). Las partículas más energéticas de la naturaleza. *Dialnet(2)*, 66-75. Descargado de <http://goo.gl/JNaqDw>

Asipenka, A., Belov, A., Eroshenko, E., Mavromihalaki, H., Papailiou, M., Papaioannou, A., ... Yanke, V. (2009). Asymptotic longitudinal distribution of cosmic ray variations in real time as the method of interplanetary space diagnostic. En *Proceedings of the 31th international cosmic ray conference icrc 2009*. Lodz, Poland. Descargado de <http://www.nmdb.eu/sites/default/files/icrc1109.pdf>

Asorey, H., Calderón-Ardila, R., Carvajal-Bohorquez, C. R., Hernández-Barajas, S., Martínez-Ramírez, L., Jaimes-Motta, A., ... Sierra-Porta, D. (2018). Astroparticle projects at the eastern colombia region: facilities and instrumentation. *Scientia et Technica*, 23(3), 391–396. Descargado de <http://revistas.utp.edu.co/index.php/revistaciencia/article/view/17561>

Asorey, H., Cazar-Ramírez, D., Mayo-García, R., Núñez, L. A., Rodríguez-Pascual, M., Torres-Niño, L. A., y the LAGO Collaboration. (2015). Data accessibility, reproducibility and

- trustworthiness with ligo data repository. En *The 34th international cosmic ray conference* (Vol. PoS(ICRC2015), p. 672).
- Asorey, H., Dasso, S., y the LAGO Collaboration. (2015). LAGO: the latin american giant observatory. En *The 34th international cosmic ray conference* (Vol. PoS(ICRC2015), p. 247).
- Asorey, H., Mayo-García, R., Núñez, L. A., Rodríguez-Pascual, M., Rubio-Montero, A. J., Suárez-Durán, M., ... LAGO Collaboration (2016). The latin american giant observatory: a successful collaboration in latin america based on cosmic rays and computer science domains. En *Proceedings of the 16th ieee/acm international symposium on cluster, cloud, and grid computing* (pp. 707–711).
- Asorey, H., Núñez, L. A., Pérez Arias, C. Y., Pinilla, S., Quinonez, F., y Suárez-Durán, M. (2017, julio). Astroparticle Techniques: Simulating cosmic rays induced background radiation on aircrafts. En *Revista mexicana de astronomia y astrofisica conference series* (Vol. 49, p. 57-57).
- Asorey, H., Núñez, L. A., y Suárez-Durán, M. (2018). Preliminary results from the latin american giant observatory space weather simulation chain. *Space Weather*, 16(5), 461-475. Descargado de <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017SW001774> doi: 10.1002/2017SW001774
- Asorey, H. for The Pierre Auger Collaboration. (2011). Measurement of Low Energy Cosmic Radiation with the Water Cherenkov Detector Array of the Pierre Auger Observatory. En *Proceedings of the 33th icrc* (p. 41-44). Beijing, China.
- Barbera, R., Fargetta, M., y Rotondo, R. (2011, mar). A simplified access to grid resources by

- science gateways. En *Proceedings of the international symposium on grids and clouds* (Vol. PoS(ISGC 2011 & OGF 31), p. 23). Taipei, Taiwan.
- Barrett, P. H., Bollinger, L. M., Cocconi, G., Eisenberg, Y., y Greisen, K. (1952, Jul). Interpretation of cosmic-ray measurements far underground. *Rev. Mod. Phys.*, 24, 133–178. Descargado de <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.24.133> doi: 10.1103/RevModPhys.24.133
- Battistoni, G., Bloise, C., Forti, C., Greco, M., Ranft, J., y Tanzini, A. (1996, abril). Calculation of the TeV prompt muon component in very high energy cosmic ray showers. *Astroparticle Physics*, 4(4), 351–363. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/092765059500050X> doi: 10.1016/0927-6505(95)00050-X
- Beauducel, F., Buontempo, S., D'Áuria, L., Lellis, G. D., Festa, G., Gasparini, P., ... A., M. (2008). *Muon radiography of volcanoes and the challenge at mt. vesuvius*. Descargado 2019, de http://www.academia.edu/22009842/Muon_radiography_of_volcanoes_and_the_challenge_at_Mt._Vesuvius
- Bell, Z. W., y Boatner, L. A. (2010). Neutron detection via the cherenkov effect. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57(6-2), 3800 - 3806. doi: 10.1109/TNS.2010.2087359
- Belov, A., Baisultanova, L., Eroshenko, E., Mavromichalaki, H., Yanke, V., Pchelkin, V., ... Mariatos, G. (2005, sep). Magnetospheric effects in cosmic rays during the unique magnetic storm on November 2003. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 110(A9), 1–9. Descargado de <http://doi.wiley.com/10.1029/2005JA011067> doi: 10.1029/2005JA011067
- Belov, A. V. (2008, 9). Forbush effects and their connection with solar, interplanetary and

- geomagnetic phenomena. En *Universal heliophysical processes* (Vol. 4, pp. 439–450).
Descargado de http://journals.cambridge.org/article_S1743921309029676 doi:
10.1017/S1743921309029676
- Berezinskii, V. S., y Grigoréva, S. I. (1988, junio). A bump in the ultra-high energy cosmic ray spectrum. *aap*, 199, 1-12.
- Berger, M. J., y Seltzer, S. M. (1964). *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons* (Inf. Téc.). Washington: NASA. Descargado de <http://adsabs.harvard.edu/abs/1964NASSP3012.....B>
- Bernlöhr, K. (2000, enero). Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique. *Astroparticle Physics*, 12(4), 255–268. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650599000936> doi: 10.1016/S0927-6505(99)00093-6
- Bernlöhr, K. (2008, octubre). Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim_telarray. *Astroparticle Physics*, 30(3), 149–158. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650508000972> doi: 10.1016/j.astropartphys.2008.07.009
- Bertou, X., Allison, P., Bonifazi, C., Bauleo, P., Grunfeld, C., Aglietta, M., ... Villasenor, L. (2006). Calibration of the surface array of the pierre auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 568(2), 839 - 846. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206013593> doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.07>

.066

- Bethe, H., y Heitler, W. (1934, agosto). On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 146(856), 83–112. Descargado de <http://rspa.royalsocietypublishing.org/cgi/doi/10.1098/rspa.1934.0140> doi: 10.1098/rspa.1934.0140
- Blümer, J., Engel, R., y Hörandel, J. R. (2009, octubre). Cosmic rays from the knee to the highest energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63(2), 293–338. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0146641009000362> doi: 10.1016/j.pnpnp.2009.05.002
- Bottollier-Depois, J. F., Beck, P., Bennett, B., Bennett, L., BÄ¼tikofer, R., Clairand, I., ... Wissmann, F. (2009, 08). Comparison of codes assessing galactic cosmic radiation exposure of aircraft crew. *Radiation Protection Dosimetry*, 136(4), 317-323. Descargado de <https://doi.org/10.1093/rpd/ncp159> doi: 10.1093/rpd/ncp159
- Braun, I., Engler, J., Hörandel, J., y Milke, J. (2009). Forbush decreases and solar events seen in the 10-20gev energy range by the karlsruhe muon telescope. *Advances in Space Research*, 43(4), 480 - 488. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117708004171> (Solar Extreme Events: Fundamental Science and Applied Aspects) doi: <https://doi.org/10.1016/j.asr.2008.07.012>
- Brown, W. C., Dywer, J. R., Huang, A., Krehbiel, P. R., Rison, W., Thomas, R. J., ... Raubenheimer, J. (2012, 29 de Aug). A beginning investigation into the possible role of cos-

- mic rays in the initiation of lightning discharges at the pierre auger observatory. *The European Physical Journal Plus*, 127(8), 95. Descargado de <https://doi.org/10.1140/epjp/i2012-12095-9> doi: 10.1140/epjp/i2012-12095-9
- Busse, F. (2011). Geomagnetic field, theory. En H. Gupta (Ed.), *Encyclopedia of solid earth geophysics* (p. 394-401). Springer Netherlands. Descargado de http://dx.doi.org/10.1007/978-90-481-8702-7_103 doi: 10.1007/978-90-481-8702-7_103
- C. Sarmiento-cano, M. Suárez-Durán, A. Vásquez-Ramírez, A. Jaimes-Motta, R. Calderón-Ardila, J. Peña-Rodríguez. (2019). Modeling the ligo's detectors response to secondary particles at ground level from the antarctic to mexico. En *The 36th international cosmic ray conference* (Vol. PoS(ICRC2019)).
- Calderón Ardila, R. (2019). *Estudio de centelladores plásticos en el proyecto mute para muongrafía de volcánes* (Trabajo de Maestría en geofísica, Escuela de Física, Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga, Colombia). Descargado de <http://tangara.uis.edu.co/biblioweb/>
- Cane, H. (2000). Coronal Mass Ejections and Forbush Decreases. *Space Science Reviews*, 93(1-2), 55-77. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1023/A%3A1026532125747> doi: 10.1023/A:1026532125747
- Carbone, D., Gibert, D., Marteau, J., Diamant, M., Zuccarello, L., y Galichet, E. (2014). An experiment of muon radiography at mt etna (italy). *Geophysical Journal International*, 196(2), 633-643. Descargado de <http://gji.oxfordjournals.org/content/196/2/633.abstract> doi: 10.1093/gji/ggt403

- Carloganu, C. (2011, julio). Density Imaging of Volcanoes with Atmospheric Muons using GRPCs. En *International Europhysics Conference on High Energy Physics - HEP 2011* (p. 5 p.). Grenoble, France. Descargado de <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00642747>
- Cârloganu, C., Niess, V., Béné, S., Busato, E., Dupieux, P., Fehr, F., ... Portal, A. (2013). Towards a muon radiography of the puy de dôme. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 2(1), 55–60. Descargado de <https://www.geosci-instrum-method-data-syst.net/2/55/2013/> doi: 10.5194/gi-2-55-2013
- Cataldi, G. (2017). Towards augerprime: the upgrade of the pierre auger observatory. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 291-293, 96 - 101. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S240560141730398X> doi: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2017.06.019>
- Cerenkov, P. (1934). Visible emission of clean liquids by action of gamma radiation. *Doklady Akademii Nauk SSSRI*, 2(451). Descargado de https://web.archive.org/web/20071022200847/http://dbserv.ihep.su/hist/owa/hw.move?s_c=VAVILOV+1934&m=1
- Chapman, S. (1931, enero). The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. *Proceedings of the Physical Society*, 43(1), 26–45. Descargado de <http://stacks.iop.org/0959-5309/43/i=1/a=305> doi: 10.1088/0959-5309/43/1/305
- Charbonneau, P. (2010). Dynamo models of the solar cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 7(3). Descargado de <http://www.livingreviews.org/lrsp-2010-3> doi: 10.12942/

lrsp-2010-3

- Christensen, U. (2011). Core dynamo. En H. Gupta (Ed.), *Encyclopedia of solid earth geophysics* (p. 55-63). Springer Netherlands. Descargado de http://dx.doi.org/10.1007/978-90-481-8702-7_38 doi: 10.1007/978-90-481-8702-7_38
- Collaboration, T. L., Adriani, O., Bonechi, L., Bongi, M., Castellini, G., D'Alessandro, R., ... Yoshida, K. (2008). The lhcf detector at the cern large hadron collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08), S08006. Descargado de <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08006>
- Cooke, D. J., Humble, J. E., Shea, M. A., Smart, D. F., Lund, N., Rasmussen, I. L., ... Petrou, N. (1991). On cosmic-ray cut-off terminology. *Il Nuovo Cimento C*, 14(3), 213-234. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1007/BF02509357> doi: 10.1007/BF02509357
- Costa, C. (2001, noviembre). The prompt lepton cookbook. *Astroparticle Physics*, 16(2), 193-204. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650501001050> doi: 10.1016/S0927-6505(01)00105-0
- Dasso, S., Asorey, H., y Pierre Auger Collaboration. (2012, junio). The scaler mode in the pierre auger observatory to study heliospheric modulation of cosmic rays. *Advances in Space Research*, 49, 1563-1569. doi: 10.1016/j.asr.2011.12.028
- Dorman, L. I., Danilova, O. A., Iucci, N., Parisi, M., Ptitsyna, N. G., Tyasto, M. I., y Villorresi, G. (2008). Effective non-vertical and apparent cutoff rigidities for a cosmic ray latitude survey from antarctica to italy in minimum of solar activity. *Advances in Space Research*, 42(3), 510 - 516. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/>

pii/S0273117707003687 doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2007.04.032>

Eckert, P., Schultz-Coulon, H.-C., Shen, W., Stamen, R., y Tadday, A. (2010). Characterisation studies of silicon photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 620(2-3), 217-226. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210008156> doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.169>

Erber, T. (1966, octubre). High-Energy Electromagnetic Conversion Processes in Intense Magnetic Fields. *Reviews of Modern Physics*, 38(4), 626–659. Descargado de <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.38.626> doi: 10.1103/RevModPhys.38.626

Etchegoyen, A., Bauleo, P., Bertou, X., Bonifazi, C., Filevich, A., Medina, M., ... Tamashiro, A. (2005a). 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. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020500759X> doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.02.016>

Etchegoyen, A., Bauleo, P., Bertou, X., Bonifazi, C. B., Filevich, A., Medina, M. C., ... Tamashiro, A. (2005b). 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. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020500759X> doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.02.016>

Fesefeldt, H. C. (1985). *GHEISHA program, Technical Report PITHA 85-02* (Inf. Téc.). Aachen, Germany: III Physikalisches Institut.

Filevich, A., Bauleo, P., Bianchi, H., Martino, J. R., y Torlasco, G. (1999). Spectral-directional reflectivity of tyvek immersed in water. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 423(1), 108 - 118. Descargado de [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)01194-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01194-2) doi: 10.1016/S0168-9002(98)01194-2

Forbush, S. E. (1937). On the effects in the cosmic-ray intensity observed during recent magnetic storm. *Physical Review*, 51, 1108-1109.

Forbush, S. E. (1954). World-wide cosmic ray variations, 1937-1952. *Journal of Geophysical Research*, 59(4), 2525-542. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1029/JZ059i004p00525> doi: 10.1029/JZ059i004p00525

for the Pierre Auger Collaboration, J. M.-M. (2015). Solar cycle modulation of cosmic rays observed with the low energy modes of the pierre auger observatory. En *Proceedings of the 34th international cosmic ray conference* (Vol. PoS(ICRC2015), p. 074).

Friis-Christensen, E., Lühr, H., y Hulot, G. (2006). Swarm: A constellation to study the earth's magnetic field. *Earth, Planets and Space*, 58(4), 351-358. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1186/BF03351933> doi: 10.1186/BF03351933

Fujii, H., Hara, K., Hashimoto, S., Ito, F., Kakuno, H., Kim, S., ... Yamashita, S. (2013). 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), 073C01. Descar-

gado de <http://dx.doi.org/10.1093/ptep/ptt046> doi: 10.1093/ptep/ptt046

Gaisser, T. (1990). *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press. Descargado de <http://books.google.com.ar/books?id=qJ7Z6oIMqeUC>

Galindo, A., Moreno, E., Carrasco, E., Torres, I., nana a, A. C., Bonilla, M., ... for the LAGO Collaboration (2017). Calibration of a large water-cherenkov detector at the sierra negra site of lago. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 861, 28 - 37. Descargado de <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.03.055> doi: doi:10.1016/j.nima.2017.03.055

Gibert, D., Beauducel, F., Lesparre, N., Tarantola, A., Declais, Y., Marteau, J., y Nicollin, F. (2010). Muon tomography: Plans for observations in the lesser antilles. *Earth Planets and Space*, 62(2), 153-165. Descargado de https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:41065312 doi: 10.5047/eps.2009.07.003

González, N. G. (2017). *Eficiencia de un detector cherenkov de agua para la detección de neutrones* (Trabajo de Maestría en física). Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo, Comisión Nacional de Energía Atómica, San Carlos de Bariloche, Argentina.

Greisen, K. (1966, Apr). End to the cosmic-ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16, 748–750. Descargado de <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.16.748> doi: 10.1103/PhysRevLett.16.748

Grieder, P. K. F. (1979). Average Development and Properties of the Hadronic Muonic and Electromagnetic Components in Showers of 10^{*4} to 10^{*7} GEV Derived from AN All-Component Calculation. En *Proceedings of the 16th international cosmic ray conference icrc*

1979 (Vol. 9, pp. 178–183). Tokyo, Japan. Descargado de <http://adsabs.harvard.edu/abs/1979ICRC....9..178G>

Grieder, P. K. F. (2001). *Cosmic Rays at Earth. Researcher's Reference Manual and Data Book*. Institute of Physics University of Bern Bern Switzerland: Elsevier Science.

Grieder, P. K. F. (2010). *Extensive air showers. High energy phenomena and astrophysical aspects. A tutorial, reference manual and data book. Vol. I and II*. Berlin: Springer. Descargado de <http://www.springer.com/la/book/9783540769408> doi: 10.1007/978-3-540-76941-5

Groom, D. (2001, julio). Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV-100 TeV. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 78(2), 183–356. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/doi/10.1006/adnd.2001.0861> doi: 10.1006/adnd.2001.0861

GROOM, D. E., MOKHOV, N. V., y STRIGANOV, S. I. (2001). Muon stopping power and range tables 10 mev-100 tev. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 78(2), 183 - 356. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X01908617> doi: <https://doi.org/10.1006/adnd.2001.0861>

Group, P. D. (2013). *Atomic and nuclear properties of materials: Standard rock*. Descargado de http://pdg.lbl.gov/2013/AtomicNuclearProperties/HTML_PAGES/281.html

Gurevich, A. V., y Zybin, K. P. (2011). Runaway breakdown and electric discharges in thunderstorms. *Physics-Uspekhi*, 44, 1119-1140. Descargado de http://www.turpion.org/php/paper.phtml?journal_id=pu&paper_id=939

Gvozdevsky, B. B., Belov, A. V., Gushchina, R. T., Eroshenko, E. A., Kobelev, P. G., y Yanke, V. G.

- (2018, 01 de Dec). Long-term changes in vertical geomagnetic cutoff rigidities of cosmic rays. *Physics of Atomic Nuclei*, 81(9), 1382–1389. Descargado de <https://doi.org/10.1134/S1063778818090132> doi: 10.1134/S1063778818090132
- H. Asorey and S. Dasso and L. A. Núñez and Y. Pérez and C. Sarmiento-Cano and M. Suárez-Durán for the LAGO Collaboration. (2015). The LAGO space weather program: Directional geomagnetic effects, background fluence calculations and multi-spectral data analysis. En *The 34th international cosmic ray conference* (Vol. PoS(ICRC2015), p. 142).
- Hale, G. M., y Querry, M. R. (1973, Mar). Optical constants of water in the 200-nm to 200- μm wavelength region. *Appl. Opt.*, 12(3), 555–563. Descargado de <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-12-3-555> doi: 10.1364/AO.12.000555
- Hamamatsu photonics k.k. (2007). *photomultiplier tubes: basics and applications*. Descargado 2007, de https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/pmt_handbook_v3ae.pdf
- Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J., Schatz, G., y Thouw, T. (1998). CORSIKA : A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. *FZKA*, 6019, 1–98.
- Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J. N., Schatz, G., y Thouw, T. (1998, febrero). CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers. .
- Heck, D., y Pierog, T. (2013). *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide* (7.44 ed.; KIT - Karlsruhe Institute of Technology, Ed.). Karlsruhe, Germany. Descargado de <http://www-ik.fzk.de/corsika/>
- Heitler, W. (1954). *The Quantum Theory of Radiation* (3rd ed.). Courier Dover Publications.

Descargado de <http://books.google.com.ar/books?id=L7w7UpecbKYC>

Henzlova, D., Kouzes, R., McElroy, R., Peerani, P., Aspinall, M., Baird, K., ... Zhu, H. (2015, 12). Current status of helium-3 alternative technologies for nuclear safeguards.

doi: 10.2172/1227248

Hernán., A. (2012). *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.

Hess, V. F. (1912). Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, 13, 1084.

Hillas, A. (1997, febrero). Shower simulation: lessons from MOCCA. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 52(3), 29–42. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S092056329600847X> doi: 10.1016/S0920-5632(96)00847-X

Hillas, A. M. (2005, apr). Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays? *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 31(5), R95–R131. Descargado de <https://doi.org/10.1088/0954-3899/31/5/r02> doi: 10.1088/0954-3899/31/5/r02

Hohlmann, M., Ford, P., Gnanvo, K., Helsby, J., Pena, D., Hoch, R., y Mitra, D. (2009, June). Geant4 simulation of a cosmic ray muon tomography system with micro-pattern gas detectors for the detection of high- Z materials. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(3), 1356-1363. doi: 10.1109/TNS.2009.2016197

Hörandel, J. R. (2003). On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astroparticle Physics*,

- 19(2), 193 - 220. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650502001986> doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505\(02\)00198-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505(02)00198-6)
- Huedo, E., Montero, R. S., y Llorente, I. M. (2001). The gridway framework for adaptive scheduling and execution on grids. *Scalable Computing: Practice and Experience*, 6(3).
- I. Sidelnik for the LAGO Collaboration. (2015). The sites of the latin american giant observatory. En *The 34th international cosmic ray conference* (Vol. PoS(ICRC2015), p. 665).
- Ivanchenko, V. N., Kadri, O., Maire, M., y Urban, L. (2010, apr). Geant4 models for simulation of multiple scattering. *Journal of Physics: Conference Series*, 219(3), 032045. Descargado de <https://doi.org/10.1088/1742-6596/219/3/032045> doi: 10.1088/1742-6596/219/3/032045
- Jaimés Motta A. E. (2018). *Estimación de la respuesta de un detector cherenkov de agua al fondo de rayos cósmicos en bucaramanga (956 m s.n.m.)* (Trabajo de grado en física, Escuela de Física, Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga, Colombia). Descargado de <http://tangara.uis.edu.co/biblioweb/>
- John., J. D. (1998). *Classical electrodynamics* (Third ed.). John Wiley Sons.
- Jordan, A. P., Spence, H. E., Blake, J. B., y Shaul, D. N. A. (2011). Revisiting two-step forrush decreases. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 116(A11). Descargado de <http://dx.doi.org/10.1029/2011JA016791> doi: 10.1029/2011JA016791
- Jourde, K., Gibert, D., y Marteau, J. (2015). 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. Descargado de <https://www.geosci-instrum>

-method-data-syst.net/4/177/2015/ doi: 10.5194/gi-4-177-2015

Jourde, K., Gibert, D., Marteau, J., de Bremond d'Ars, J., Gardien, S., Girerd, C., ... Carbone, D. (2013). Experimental detection of upward going cosmic particles and consequences for correction of density radiography of volcanoes. *Geophysical Research Letters*, 40(24), 6334-6339. Descargado de <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2013GL058357> doi: 10.1002/2013GL058357

KAMEI, T. (1991). *On dst index (description in the iaga bulletin no 40)*. Descargado de <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/dst2/onDstindex.html>

KASCADE-Grande Collaboration - A. Haungs, Apel, W. D., y Badea, A. F. (2005, agosto). Investigating the 2nd knee: The KASCADE-Grande experiment. *ArXiv Astrophysics e-prints*.

Keilhauer, B., Blümer, J., Engel, R., Klages, H., y Risse, M. (2004, noviembre). Impact of varying atmospheric profiles on extensive air shower observation: atmospheric density and primary mass reconstruction. *Astroparticle Physics*, 22(3-4), 249-261. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650504001446> doi: 10.1016/j.astropartphys.2004.08.004

K.K., H. P., y Division, S. S. (2015). *Multi-pixel photon counter: S12751-025-050-100c/p*. Descargado de http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s12751-025_etc_kapd1042e.pdf

K.K., H. P., y Division, S. S. (2016). *Multi-pixel photon counter: S13360 series*. Descargado de http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf

Kleifges, M. (2016). New electronics for the surface detectors of the pierre auger observatory.

- Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 824, 302 - 303. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215012528> (Frontier Detectors for Frontier Physics: Proceedings of the 13th Pisa Meeting on Advanced Detectors) doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.10.040>
- Klett, A., Haefner, P., y Reuter, W. (2006). Comparison of scintillation and gas filled detectors for contamination monitoring. En *2 european irpa congress on radiation protection*. Descargado de https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:39075332
- Kneizys, F. X., Abreu, L. W., Anderson, G. P., Chetwynd, J. H., y cols. (1996). *The MODTRAN 2/3 report and LOWTRAN 7 model* (Inf. Téc.). Descargado de <http://web.gps.caltech.edu/~vijay/pdf/modrept.pdf>
- Knoll, G. F. (2010). *Radiation Detection and Measurement* (4th ed.). Wiley. Descargado de <https://www.wiley.com/en-us/Radiation+Detection+and+Measurement%2C+4th+Edition-p-9780470131480>
- Kojo, K., Pukkala, E., y Auvinen, A. (2005). Breast cancer risk among finnish cabin attendants: a nested case-control study. *Occupational and Environmental Medicine*, 62(7), 488–493. Descargado de <https://oem.bmj.com/content/62/7/488> doi: 10.1136/oem.2004.014738
- Kouzes, R., Ely, J., Erikson, L., Kernan, W., Lintereur, A., Siciliano, E., ... Woodring, M. (2010, 21 de 11). Neutron detection alternatives to ^3He for national security applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 623(3), 1035–1045. doi: 10.1016/j.nima.2010.08.021

- Kudryavtsev, V. A., Spooner, N. J., Gluyas, J., Fung, C., y Coleman, M. (2012). Monitoring subsurface CO₂ emplacement and security of storage using muon tomography. *International Journal of Greenhouse Gas Control*, 11, 21 - 24. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1750583612001806> doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijggc.2012.07.023>
- Landau, L. D. (1965). *Collected papers of L. D. Landau* (T. Haab, Ed.). Gordon and Breach. Descargado de <http://books.google.com.ar/books?id=WfRQAAAAMAAJ>
- Landau, L. D., y Pomeranchuk, I. (1953a). Electron-cascade processes at ultra-high energies. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 92, 735.
- Landau, L. D., y Pomeranchuk, I. (1953b). The limits of applicability of the theory of Bremsstrahlung by electrons and of the creation of pairs at large energies. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 92, 535.
- Lesparre, N., Gibert, D., y Marteau, J. (2012). Bayesian dual inversion of experimental telescope acceptance and integrated flux for geophysical muon tomography. *Geophysical Journal International*, 188(2), 490-497. Descargado de <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.1365-246X.2011.05268.x> doi: 10.1111/j.1365-246X.2011.05268.x
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Déclais, Y., Carbone, D., y Galichet, E. (2010). Geophysical muon imaging: feasibility and limits. *Geophysical Journal International*, 183(3), 1348-1361. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.2010.04790.x> doi: 10.1111/j.1365-246X.2010.04790.x
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Komorowski, J.-C., Nicollin, F., y Coutant, O. (2012). Den-

- sity muon radiography of la soufrière of guadeloupe volcano: comparison with geological, electrical resistivity and gravity data. *Geophysical Journal International*, 190(2), 1008–1019. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.2012.05546.x> doi: 10.1111/j.1365-246X.2012.05546.x
- Lesparre, N., Marteau, J., Déclais, Y., Gibert, D., Carlus, B., Nicollin, F., y Kergosien, B. (2012). Design and operation of a field telescope for cosmic ray geophysical tomography. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 1, 33-42. Descargado de <https://hal-insu.archives-ouvertes.fr/insu-00814367> doi: 10.5194/gi-1-33-2012
- Letessier-Selvon, A., y Stanev, T. (2011, Sep). Ultrahigh energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, 83, 907–942. Descargado de <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.907> doi: 10.1103/RevModPhys.83.907
- Linsley, J. (1988). *private communication by M. Hillas*.
- Liu, T., Zhang, C., y Liu, C. (2016, 09). The incidence of breast cancer among female flight attendants: an updated meta-analysis. *Journal of Travel Medicine*, 23(6). Descargado de <https://doi.org/10.1093/jtm/taw055> doi: 10.1093/jtm/taw055
- Lynch, G. R., y Dahl, O. I. (1991). Approximations to multiple coulomb scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 58(1), 6 - 10. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168583X9195671Y> doi: [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(91\)95671-Y](https://doi.org/10.1016/0168-583X(91)95671-Y)
- Macedonio, G., y Martini, M. (2010, 01 de Feb). Motivations for muon radiography of active volcanoes. *Earth, Planets and Space*, 62(2), 139–143. Descargado de <https://doi.org/>

10.5047/eps.2009.03.005 doi: 10.5047/eps.2009.03.005

Macmillan, S. (2011). Geomagnetic field, global pattern. En H. Gupta (Ed.), *Encyclopedia of solid earth geophysics* (p. 373-379). Springer Netherlands. Descargado de http://dx.doi.org/10.1007/978-90-481-8702-7_115 doi: 10.1007/978-90-481-8702-7_115

Marteau, J., Gibert, D., Lesparre, N., Nicollin, F., Noli, P., y Giacoppo, F. (2012). 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. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021102105X> (New Developments in Photodetection NDIP11) doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2011.11.061>

Masías-Meza, J. J., y Dasso, S. (2014). Geomagnetic effects on cosmic ray propagation under different conditions for buenos aires and marambio, argentina. *Sun and Geosphere*, 9, 41–47.

Matthews, J. (2001). Energy Flow of Extensive Air Showers. En *Proceedings of the 27th international cosmic ray conference icrc 2001* (pp. 261–264). Hamburg, Germany. Descargado de <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001ICRC....1..261M>

Matthews, J. (2005, enero). A Heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22(5-6), 387–397. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650504001598> doi: 10.1016/j.astropartphys.2004.09.003

Michael, D., Adamson, P., Alexopoulos, T., Allison, W., Alner, G., Anderson, K., ... Zwaska, R. (2008). The magnetized steel and scintillator calorimeters of the minos experi-

- ment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 596(2), 190 - 228. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208011613> doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.003>
- Migdal, A. (1956, septiembre). Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies. *Physical Review*, 103(6), 1811–1820. Descargado de <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.103.1811> doi: 10.1103/PhysRev.103.1811
- Mishev, A. L., y Usoskin, I. G. (2018). Assessment of the radiation environment at commercial jet-flight altitudes during gle 72 on 10 september 2017 using neutron monitor data. *Space Weather*, 16(12), 1921-1929. Descargado de <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018SW001946> doi: 10.1029/2018SW001946
- Moldwin, M. (2008). *An introduction to space weather*. Cambridge University Press. Descargado de <http://ebooks.cambridge.org/ebook.jsf?bid=CBO9780511801365> doi: <http://dx.doi.org/10.1017/CBO9780511801365>
- Morris, C. L., Borozdin, K., Bacon, J., Chen, E., LukiÄš, Z., Milner, E., ... Toleman, N. (2012). Obtaining material identification with cosmic ray radiography. *AIP Advances*, 2(4), 042128. Descargado de <https://doi.org/10.1063/1.4766179> doi: 10.1063/1.4766179
- Mussa, R., Pierre Auger Collaboration, y Ciaccio, G. (2012, 28 de Aug). Observation of elves at the pierre auger observatory. *The European Physical Journal Plus*, 127(8), 94. Descargado de <https://doi.org/10.1140/epjp/i2012-12094-x> doi: 10.1140/epjp/i2012-12094-x
- Nagamine, K. (2003). *Introductory muon science*. Cambridge University Press. Descargado de

<http://www.cambridge.org/co/academic/subjects/physics/condensed-matter-physics-nanoscience-and-mesoscopic-physics/introductory-muon-science?format=HB&isbn=9780521593793>

Nagamine, K., Iwasaki, M., Shimomura, K., y Ishida, K. (1995). 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. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294011699> doi: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)01169-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)01169-9)

Naimuddin, M., Coutrakon, G., Blazey, G., Boi, S., Dyshkant, A., Erdelyi, B., ... Wilson, P. (2016). Development of a proton computed tomography detector system. *Journal of Instrumentation*, 11(02), C02012. Descargado de <http://stacks.iop.org/1748-0221/11/i=02/a=C02012>

Nakamura, K., Hagiwara, K., Hikasa, K., Murayama, H., y Particle Data Group 2010. (2010, julio). Review of Particle Physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37(7A), 075021. Descargado de <http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021> doi: 10.1088/0954-3899/37/7A/075021

NASA. (1976). *U.S. Standard Atmosphere (NASA/TM-X-74335)* (Inf. Téc.). Autor. Descargado de http://www.everyspec.com/NASA/NASA-General/NASA_TM-X-74335_37294/

Nelson, W. R., Hirayama, H., y Rogers, D. W. (1985). *The EGS4 Code System* (Inf. Téc.). SLAC. Descargado de <http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/slac-r>

-265.html

- Nishiyama, R., Tanaka, Y., Okubo, S., Oshima, H., Tanaka, H. K. M., y Maekawa, T. (2014). 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. Descargado de <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2013JB010234> doi: 10.1002/2013JB010234
- NIST. (2000). *Stopping-Power and range tables for electrons*. Descargado 2011, de <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- NOAA. (1976). *U. S. STANDARD ATMOSPHERE (1976)* (Inf. Téc.). NASA. Descargado de http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19770009539_1977009539.pdf
- NOAA. (2011). *Estimated Values of Magnetic Field Properties*. Descargado de <http://www.ngdc.noaa.gov/geomagmodels/struts/calcPointIGRF>
- Occhialini, G. P. S., y POWELL, C. F. (1948). Observations on the production of mesons by cosmic radiation. *Nature*, 162(4109), 168-173. Descargado de <http://www.nature.com/doi/10.1038/171600a0>
- Okubo, S., y Tanaka, H. K. M. (2012, feb). Imaging the density profile of a volcano interior with cosmic-ray muon radiography combined with classical gravimetry. *Measurement Science and Technology*, 23(4), 042001. Descargado de <https://doi.org/10.1088/0957-0233/23/4/042001> doi: 10.1088/0957-0233/23/4/042001

- on the Evaluation of Carcinogenic Risk to Humans, I. W. G. (2000). *Ionizing Radiation, Part 1: X- and Gamma-Radiation, and Neutrons*. International Agency for Research on Cancer. Descargado de <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/books/NBK401325/>
- Ostapchenko, S. (2004, diciembre). QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions. , 1–4. Descargado de <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0412332>
- Ostapchenko, S. (2006a, julio). Nonlinear screening effects in high energy hadronic interactions. *Physical Review D*, 74(1), 1–17. Descargado de <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.74.014026> doi: 10.1103/PhysRevD.74.014026
- Ostapchenko, S. (2006b, abril). On the re-summation of enhanced pomeron diagrams. *Physics Letters B*, 636(1), 40–45. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370269306003261> doi: 10.1016/j.physletb.2006.03.026
- Öztürk, M. K. (2012). Trajectories of charged particles trapped in earth's magnetic field. *American Journal of Physics*, 80(5), 420-428. Descargado de <http://scitation.aip.org/content/aapt/journal/ajp/80/5/10.1119/1.3684537> doi: <http://dx.doi.org/10.1119/1.3684537>
- Perez, Y. (2015). *Aplicaciones en meteorología espacial de los datos del proyecto lago* (Tesis de Master no publicada). Centro de Física Fundamental, Fac Ciencias, Universidad de Los Andes, Mérida Venezuela.
- Physics of space plasmas: An introduction*. (2003). Westview Press. Descargado de <http://goo.gl/4DGNVE>
- Pinilla, S. A., Asorey, H., y Nuñez, L. A. (2015). Cosmic Rays Induced Background Radiation on

- Board of Commercial Flights. En *Nuclear and particle physics proceedings* (Vol. 267-269, pp. 418–420). doi: 10.1016/j.nuclphysbps.2015.10.139
- Pinilla Velandia, S. A. (2015). *Alerta de meteorología espacial para la navegación aérea* (Trabajo de grado en física). Escuela de Física, Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga, Colombia.
- Pla-Dalmau, A., Bross, A. D., y Mellott, K. L. (2001). Low-cost extruded plastic scintillator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 466(3), 482 - 491. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201001772> doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00177-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00177-2)
- Pla-Dalmau, A., Bross, A. D., y Rykalin, V. (2003, Oct). Extruding plastic scintillator at fermilab. En *Nuclear science symposium conference record, 2003 ieee* (Vol. 1, p. 102-104 Vol.1). doi: 10.1109/NSSMIC.2003.1352007
- Portal, A., Labazuy, P., Lénat, J.-F., Béné, S., Boivin, P., Busato, E., ... Vulpescu, B. (2013). Inner structure of the puy de dôme volcano: cross-comparison of geophysical models (ert, gravimetry, muon imaging). *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 2(1), 47–54. Descargado de <https://www.geosci-instrum-method-data-syst.net/2/47/2013/> doi: 10.5194/gi-2-47-2013
- Pukkala, E., Helminen, M., Haldorsen, T., Hammar, N., Kojo, K., Linnertsjö, A., ... Auvinen, A. (2012). Cancer incidence among nordic airline cabin crew. *International Journal of Cancer*, 131(12), 2886-2897. Descargado de <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/>

abs/10.1002/ijc.27551 doi: 10.1002/ijc.27551

Rosado, J., y Hidalgo, S. (2015). Characterization and modeling of crosstalk and afterpulsing in hamamatsu silicon photomultipliers. *Journal of Instrumentation*, 10(10), P10031. Descargado de <http://stacks.iop.org/1748-0221/10/i=10/a=P10031>

Rossi, B. (1965). *High-energy particles* (4th ed.). Prentice-Hall. Descargado de <http://books.google.com.ar/books?id=x8MRAQAAIAAJ>

S., C. (1956). The polar aurora. By Carl Störmer. Oxford University Press, 1955. Pp. xvii, 403; 216 Figs. , 27 Tables. 55s. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 82(351), 115–115. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1002/qj.49708235123> doi: 10.1002/qj.49708235123

Saha, G. B. (2006). Scintillation and semiconductor detectors. En *Physics and radiobiology of nuclear medicine* (pp. 81–107). New York, NY: Springer New York. Descargado de https://doi.org/10.1007/978-0-387-36281-6_8 doi: 10.1007/978-0-387-36281-6_8

Sanlorenzo, M., Wehner, M. R., Linos, E., Kornak, J., Kainz, W., Posch, C., ... Ortiz-Urda, S. (2015, 01). The Risk of Melanoma in Airline Pilots and Cabin Crew: A Meta-analysis Risk of Melanoma in Pilots and Cabin Crew. *JAMA Dermatology*, 151(1), 51-58. Descargado de <https://doi.org/10.1001/jamadermatol.2014.1077> doi: 10.1001/jamadermatol.2014.1077

Schultz, L., Borozdin, K., Gomez, J., Hogan, G., McGill, J., Morris, C., ... Teasdale, M. (2004). 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. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203028808> doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.035>
- Segrè, E. (1977). *Nuclei and particles: an introduction to nuclear and subnuclear physics* (2nd ed.). Michigan, USA: W. A. Benjamin. Descargado de <http://books.google.com.ar/books?id=0sLvAAAAMAAJ>
- Shea, M. A., Smart, D. F., y McCracken, K. G. (1965). A study of vertical cutoff rigidities using sixth degree simulations of the geomagnetic field. *Journal of Geophysical Research*, 70(17), 4117–4130. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1029/JZ070i017p04117> doi: 10.1029/JZ070i017p04117
- Sidelnik, I., Asorey, H., Blostein, J. J., y Berisso, M. G. (2017). Neutron detection using a water cherenkov detector with pure water and a single pmt. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 876, 153 - 155. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217302322> (The 9th international workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (RICH2016)) doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.02.048>
- Sidelnik, I., Asorey, H., Guarín, N., Durán, M. S., Lipovetzky, J., Arnaldi, L. H., ... Blostein, J. J. (2019). Enhancing neutron detection capabilities of a water cherenkov detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219314779> doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019>

.163172

- Sidelnik, I., Asorey, H., Guarín, N., Suárez-Durán, M., Bessia, F. A., Arnaldi, L. H., ... Blostein, J. J. (2019). Neutron detection capabilities of water cherenkov detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219303158> doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.03.017>
- Simpson, J. A., Fonger, W., y Treiman, S. B. (1953). Cosmic radiation intensity-time variations and their origin. i. neutron intensity variation method and meteorological factors. *Physical Review*, 90(5), 934.
- Slawomir Piatek, Hamamatsu Corporation, y New Jersey Institute of Technology. (2014). *Physics and operation of an mppc*. Descargado 2014, de http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical_sensors/sipm/physics_of_mppc/index.html
- Smart, D., y Shea, M. (2005). A review of geomagnetic cutoff rigidities for earth-orbiting spacecraft. *Advances in Space Research*, 36(10), 2012 - 2020. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117705001997> (Solar Wind-Magnetosphere-Ionosphere Dynamics and Radiation Models) doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2004.09.015>
- Smart, D., Shea, M., Tylka, A., y Boberg, P. (2006). A geomagnetic cutoff rigidity interpolation tool: Accuracy verification and application to space weather. *Advances in Space Research*, 37(6), 1206 - 1217. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117706000421> (Space weather prediction: Applications and valida-

- tion) doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2006.02.011>
- Smart, D. F., y Shea, M. A. (2009). Fifty years of progress in geomagnetic cutoff rigidity determinations. *Advances in Space Research*, 44(10), 1107–1123.
- Stanev, T. (1997, febrero). Nature of the highest energy cosmic rays. *Physical Review D*, 55(3), 1365–1371. Descargado de <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.55.1365> doi: 10.1103/PhysRevD.55.1365
- Suárez-Durán, M. (2015). *Modulación de rayos cósmicos a nivel del suelo por cambios en el campo geomagnético, para la colaboración lago* (Master Thesis, Escuela de Física, Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga, Colombia). Descargado de <http://tangara.uis.edu.co/biblioweb/tesis/2015/160263.pdf>
- Tanabashi, M., Hagiwara, K., Hikasa, K., Nakamura, K., Sumino, Y., Takahashi, F., ... Schaffner, P. (2018, Aug). Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 98, 030001. Descargado de <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001> doi: 10.1103/PhysRevD.98.030001
- Tanaka, H., Nagamine, K., Kawamura, N., Nakamura, S. N., Ishida, K., y Shimomura, K. (2001, 01 de Dec). Development of the cosmic-ray muon detection system for probing internal-structure of a volcano. *Hyperfine Interactions*, 138(1), 521–526. Descargado de <https://doi.org/10.1023/A:1020843100008> doi: 10.1023/A:1020843100008
- Tanaka, H., Nagamine, K., Nakamura, S., y Ishida, K. (2005). 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: Acceleration*

- tors, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 555(1), 164 - 172. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205017547> doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.08.099>
- Tanaka, H., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., y Niwa, K. (2007). 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. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207004561> doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.02.104>
- Tanaka, H. K. (2013). Subsurface density mapping of the earth with cosmic ray muons. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 243-244, 239 - 248. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563213005446> (Proceedings of the IV International Conference on Particle and Fundamental Physics in Space) doi: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2013.09.020>
- Tanaka, H. K., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Takeo, M., Oikawa, J., ... Niwa, K. (2007). 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), 104 - 113. Descargado de <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X07005638> doi: <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2007.09.001>
- Tanaka, H. K. M., Kusagaya, T., y Shinohara, H. (2014). Radiographic visualization of mag-

- ma dynamics in an erupting volcano. *Nature communications*, 5(3381). Descargado de <https://www.nature.com/articles/ncomms4381> doi: 10.1038/ncomms4381
- Tanaka, H. K. M., y Muraoka, H. (2012, octubre). 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. doi: 10.5194/gid-2-875-2012
- Tanaka, H. K. M., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Ohshima, H., Maekawa, T., ... Niwa, K. (2007). Imaging the conduit size of the dome with cosmic-ray muons: The structure beneath showa-shinzan lava dome, japan. *Geophysical Research Letters*, 34(22). Descargado de <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2007GL031389> doi: 10.1029/2007GL031389
- Tanaka, H. K. M., Taira, H., Uchida, T., Tanaka, M., Takeo, M., Ohminato, T., ... Tsuji, H. (2010). Three-dimensional computational axial tomography scan of a volcano with cosmic ray muon radiography. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 115(B12). Descargado de <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2010JB007677> doi: 10.1029/2010JB007677
- Tanaka, H. K. M., Uchida, T., Tanaka, M., Shinohara, H., y Taira, H. (2009). Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: Degassing process of satsuma iwojima volcano, japan. *Geophysical Research Letters*, 36(1). Descargado de <http://dx.doi.org/10.1029/2008GL036451> doi: 10.1029/2008GL036451
- Tanaka, H. K. M., Uchida, T., Tanaka, M., Shinohara, H., y Taira, H. (2010, 01 de Feb). De-

- velopment of a portable assembly-type cosmic-ray muon module for measuring the density structure of a column of magma. *Earth, Planets and Space*, 62(2), 119–129. Descargado de <https://doi.org/10.5047/eps.2009.06.003> doi: 10.5047/eps.2009.06.003
- Tanaka, H. K. M., y YOKOYAMA, I. (2008). 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*, 84(4), 107. Descargado de <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC2805507/> doi: 10.2183/pjab.84.107
- The Pierre Auger Collaboration. (2011, jan). The Pierre Auger Observatory scaler mode for the study of solar activity modulation of galactic cosmic rays. *Journal of Instrumentation*, 6(01), P01003–P01003. Descargado de <http://stacks.iop.org/1748-0221/6/i=01/a=P01003?key=crossref.a1b68a95f0424358694d34f8f3ba3db8> doi: 10.1088/1748-0221/6/01/P01003
- The Pierre Auger Collaboration, Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Ahn, E. J., Samarai, I. A., ... et al. (2016, abril). The Pierre Auger Observatory Upgrade - Preliminary Design Report. *ArXiv e-prints*.
- The Pierre Auger Collaboration, Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Albuquerque, I. F. M., Allekotte, I., ... Anastasi, G. A. (2017, Aug). The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017). *arXiv e-prints*, arXiv:1708.06592.
- Thébault, E., Finlay, C. C., Beggan, C. D., Alken, P., Aubert, J., Barrois, O., ... Zvereva, T. (2015, 27 de May). International geomagnetic reference field: the 12th generation. *Earth, Planets*

- and Space*, 67(1), 79. Descargado de <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0228-9>
doi: 10.1186/s40623-015-0228-9
- Tsai, Y.-S. (1974, octubre). Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Reviews of Modern Physics*, 46(4), 815–851. Descargado de <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.46.815> doi: 10.1103/RevModPhys.46.815
- Tsai, Y.-S. (1977, abril). Erratum: Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Reviews of Modern Physics*, 49(2), 421–423. Descargado de <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.49.421> doi: 10.1103/RevModPhys.49.421
- Tsyganenko, N. A. (2002a). A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 1. Mathematical structure. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 107(A8), SMP 12-1–SMP 12-15. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1029/2001JA000219> doi: 10.1029/2001JA000219
- Tsyganenko, N. A. (2002b). A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry 2. parameterization and fitting to observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 107(A8), SMP 10-1–SMP 10-17. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1029/2001JA000220> doi: 10.1029/2001JA000220
- Tsyganenko, N. A., y Sitnov, M. I. (2005). Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 110(A3). Descargado de <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2004JA010798> doi: 10.1029/2004JA010798
- Usoskin, I. G., Braun, I., Gladysheva, O. G., Hörandel, J. R., Jämsén, T., Kovaltsov, G. A., y Staro-

- dubtsev, S. A. (2008, jul). Forbush Decreases of Cosmic Rays: Energy Dependence of The Recovery Phase. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 113(A7). Descargado de <http://doi.wiley.com/10.1029/2007JA012955> doi: 10.1029/2007JA012955
- Uzunyan, S. A., Blazey, G., Boi, S., Coutrakon, G., Dyshkant, A., Erdelyi, B., ... Naimuddin, M. (2014, agosto). A New Proton CT Scanner. *ArXiv e-prints*.
- V., J. J. (1958). *Cerenkov radiation and its applications*. Great Britain: Pergamon Press. Descargado de <https://archive.org/details/cerenkovradiatio030980mbp>
- Vásquez Ramírez, A. (2018). *Estimación de la respuesta generada por el detector muon al paso de partículas cargadas* (Trabajo de maestría en física, Escuela de Física, Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga, Colombia). Descargado de <http://tangara.uis.edu.co/biblioweb/>
- Vesga Ramírez M. A. (2018). *Inversión geofísica a partir de datos de muografía volcánica para proyecto MuTe* (Trabajo de Maestría en geofísica, Escuela de Física, Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga, Colombia). Descargado de <http://tangara.uis.edu.co/biblioweb/>
- Volkova, L., y Saavedra, O. (2009, septiembre). Prompt muon production in cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 32(2), 136–139. Descargado de <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650509001066> doi: 10.1016/j.astropartphys.2009.07.001
- Watanabe, H., Zhang, H., Abe, K., Hayato, Y., Iida, T., Ikeda, M., y et al. (2009). First study of neutron tagging with a water cherenkov detector. *Astroparticle Physics*, 31(4), 320 - 328.
- Weigel, R. S., Baker, D. N., Roberts, D. A., y King, T. (2009). Using virtual observatories for he-

- liophysics research. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 90(47), 441–442. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1029/2009EO470001> doi: 10.1029/2009EO470001
- Wiebel-Sooth, B., y Biermann, P. (1998). Cosmic rays. VII. Individual element spectra: prediction and data. *Astronomy and Astrophysics*, 330, 389–398. Descargado de <http://adsabs.harvard.edu/full/1998A&A...330..389W>
- Woodfield, E. E., Dunlop, M. W., Holme, R., Davies, J. A., y Hapgood, M. A. (2007). A comparison of cluster magnetic data with the tsyganenko 2001 model. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 112(A6), n/a–n/a. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1029/2006JA012217> doi: 10.1029/2006JA012217
- Worstell, W., Doulas, S., Johnson, O., y Lin, C.-J. (1994, Oct). Scintillator crystal readout with wavelength-shifting optical fibers. En *Proceedings of 1994 IEEE Nuclear Science Symposium - NSS'94* (Vol. 4, p. 1869-1873 vol.4). doi: 10.1109/NSSMIC.1994.474701
- Zalikhhanov, B. Z. (2016). From an electron avalanche to the lightning discharge. *Physics of Particles and Nuclei*, 47(1), 108–133. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1134/S1063779616010056> doi: 10.1134/S1063779616010056
- Zatsepin, G. T., y Kuz'min, V. A. (1966, agosto). Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4, 78.
- Zeeb, H., Blettner, M., Langner, I., Hammer, G. P., Ballard, T. J., Santaquilani, M., ... Hrafnkels-son, J. (2003, 07). Mortality from Cancer and Other Causes among Airline Cabin Attendants in Europe: A Collaborative Cohort Study in Eight Countries. *American Journal of Epidemiology*, 158(1), 35-46. Descargado de <https://doi.org/10.1093/aje/kwg107> doi:

10.1093/aje/kwg107

- Zhang, Q.-H., Dunlop, M. W., Holme, R., y Woodfield, E. E. (2010). Comparison of eight years magnetic field data from cluster with tsyganenko models in the inner magnetosphere. *Annales Geophysicae*, 28(1), 309–326. Descargado de <https://www.ann-geophys.net/28/309/2010/> doi: 10.5194/angeo-28-309-2010
- Zhang, Y. (2015). Search for supernova relic neutrinos with 2.2 mev gamma tagging at superkamiokande-iv. En *Physics procedia* 61 (pp. 384–391).
- Ziegler, J. F. (1999). Comments on icru report no. 49: Stopping powers and ranges for protons and alpha particles. *Radiation Research*, 152(2), 219-222. Descargado de <http://www.rrjournal.org/doi/abs/10.2307/3580097> doi: 10.2307/3580097

. Apéndices

Apéndice A. Códigos

Los códigos desarrollados en los Capítulos 4 (EAS+CG+WCD) han sido integrados al paquete de códigos ARTI de la colaboración LAGO:

- wiki.lagoproject.net/index.php?title=ARTI

En particular, el código que permite modelar el WCD se encuentra alojado en la plataforma *Bitbucket*:

- <https://bitbucket.org/msdcodes/lagodetector/src/master/>

En esta misma plataforma se encuentran alojados los códigos para el modelado del detector MuTe (Capítulo. 6):

- <https://bitbucket.org/msdcodes/mutedetect/src/master/>