



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Exactas
Departamento de Física

Trabajo de Tesis Doctoral

Física de Astropartículas de Alta Energía

**Refinamiento de técnicas de simulación y
reconstrucción de rayos cósmicos
en el Observatorio Pierre Auger**

por

Matías Jorge Tueros

Director: Dr. Sergio Sciutto

La Plata, Marzo 2010

Tueros, Matías Jorge

Física de astropartículas de alta energía : refinamiento de técnicas de simulación y reconstrucción de rayos cósmicos en el Observatorio Pierre Auger . - 1a ed. - La Plata : Universidad Nacional de La Plata, 2011.

E-Book.

ISBN 978-950-34-0818-6

1. Geofísica. 2. Astronomía. 3. Tesis de Doctorado. I. Título
CDD 550

Fecha de catalogación: 25/11/2011

El trabajo que dio cuerpo a esta tesis fue financiado por la Fundación Universidad Nacional de Cuyo, en el marco del programa de Becas de Doctorado del Observatorio Pierre Auger y por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas Tecnológicas de la República Argentina.



Física de Astropartículas de Alta Energía
Refinamiento de técnicas de simulación y reconstrucción
de rayos cósmicos en el Observatorio Pierre Auger
Copyleft © Matías Jorge Tueros, 2010.
E-mail: tueros@fisica.unlp.edu.ar
No queda hecho el depósito que marca la ley 11.723.

*A mi núcleo familiar.
(por lo de núcleo).*

Índice general

Resumen	IX
Agradecimientos	XI
I Rayos Cósmicos y el Observatorio Pierre Auger	1
1. Rayos Cósmicos de Energía Extrema	3
1.1. Posibles Fuentes y Mecanismos de Aceleración	4
1.1.1. Origen Extragaláctico	4
1.1.2. Modelos Exóticos vs. Modelos Astrofísicos	5
1.1.3. Posibles Fuentes	6
1.2. Propagación y Campos Magnéticos	9
1.2.1. Deflexión en el Campo Magnético	9
1.2.2. Interacción con el Fondo de Radiación y el Efecto GZK	10
1.3. Espectro y Composición	12
1.3.1. Las Rodillas	14
1.3.2. El Tobillo	14
1.3.3. La Supresión GZK	15
1.4. Cascadas de Partículas	15
1.4.1. Desarrollo Longitudinal	17
1.4.2. Desarrollo Lateral	18
1.4.3. Emisión de Fluorescencia	20
1.4.4. Emisión Cherenkov	20
1.5. Detección	21
1.5.1. El Método de Superficie	21
1.5.2. El Método de Fluorescencia	22
1.5.3. El Método Híbrido	23
1.5.4. El Método de Radio	23
Referencias	25

2. El Observatorio Pierre Auger	27
2.1. El Detector de Superficie	28
2.1.1. La Estación del Detector de Superficie	28
2.1.2. Calibración de la Estación de Superficie	30
2.1.3. Algoritmos de Disparo y Adquisición de Datos	31
2.2. El Detector de Fluorescencia	33
2.2.1. El Sistema Óptico	33
2.2.2. La Cámara	35
2.2.3. Electrónica, Disparo y Adquisición de Datos	36
2.2.4. Calibración	38
2.3. Monitoreo de la Atmósfera	40
2.3.1. LIDAR	41
2.3.2. Estación Central Laser	41
2.3.3. Monitor de la Función de Fase de Aerosoles	42
2.3.4. Métodos Fotométricos	42
2.3.5. Monitores de Nubosidad	43
2.3.6. Estación de Lanzamiento de Globos	43
2.3.7. Estaciones Meteorológicas	43
2.4. Últimos Resultados Publicados	43
2.4.1. Espectro	44
2.4.2. Composición	46
2.4.3. Límite sobre la Fracción de Fotones	46
2.4.4. Límite sobre el Flujo de Neutrinos	49
2.4.5. Anisotropía y Correlación con Fuentes Astrofísicas	49
Referencias	53

II Reconstrucción y Simulación de Eventos FD **55**

3. Reconstrucción de Eventos de Fluorescencia	57
3.1. El Método de Reconstrucción Estándar	57
3.1.1. Reconstrucción Geométrica	58
3.1.2. Reconstrucción del Perfil Longitudinal	61
3.1.3. Determinación de la Energía del Primario	65
3.1.4. Errores Sistemáticos en la Determinación de la Energía	67
3.2. El Método del Spot	70
3.2.1. Reconstrucción del Perfil Longitudinal	70
3.2.2. Corrección Debida al Mercedes	73
3.2.3. Ventajas	75
3.3. Cálculo del Spot en la Cámara	79
3.3.1. El Spot Óptico	79
3.3.2. El Halo	81
3.3.3. El Ancho de la Cascada	83
3.3.4. Difuminado Geométrico	85
3.4. Calidad en la Descripción de los Datos	87
3.5. Comparación con la Reconstrucción Estándar	89

3.6. Conclusiones y Perspectivas	95
Referencias	97
4. Energía Depositada y Energía Invisible	99
4.1. Simulaciones de Cascadas de Partículas: AIRES	100
4.1.1. Cortes en la Simulación	101
4.1.2. Estado de las Simulaciones de Eventos Híbridos	102
4.2. Balance de Energía	103
4.3. Cálculo de la Energía Depositada	106
4.3.1. Depósito de Energía de las Partículas Descartadas	107
4.3.2. Efecto sobre el Depósito Promedio por Partícula	109
4.4. Cálculo de la Energía Invisible	112
4.4.1. Tratamiento de las Partículas Descartadas	113
4.4.2. Energía Provista por el Medio	118
4.5. Corrección de la Energía Faltante	119
4.6. Aplicación en la Simulación y Reconstrucción de Eventos Híbridos	122
4.7. Dependencia de las Correcciones con el Valor del Corte de Energía	124
4.8. Conclusiones del Capítulo	126
Referencias	129

III Cascadas Subterráneas 131

5. Simulación de Cascadas Bajo Tierra	133
5.1. TIERRAS: una Extensión de AIRES para Simular Cascadas Bajo Tierra	135
5.2. Propagación Subterránea de Electrones y Fotones	138
5.3. Propagación Subterránea de Muones	139
5.3.1. Pérdida de Energía	143
5.3.2. Flujo Subterráneo	143
5.4. Propagación Subterránea de Hadrones	146
5.5. Conclusiones y Perspectivas	146
Referencias	149

6. Primeros Resultados de Simulaciones con TIERRAS	151
6.1. Fenomenología del Desarrollo Longitudinal de una Cascada en AMIGA	151
6.1.1. Características Generales	152
6.1.2. Desarrollo Longitudinal de Muones	153
6.1.3. Desarrollo Longitudinal de Electrones y Fotones	155
6.1.4. Desarrollo longitudinal de Piones y Neutrones	155
6.2. Distribución lateral de Muones en AMIGA	156
6.3. Amplificación Subterránea de Asimetrías	158
6.4. Ejemplos de Aplicación más allá de AMIGA	162
6.4.1. Albedo de las Cascadas Atmosféricas	162
6.4.2. Emisión en Radio	163
6.5. Conclusiones y Perspectivas	166
Referencias	169

7. Consideraciones Finales	171
A. Procesos de Dispersión de la Luz	175
A.1. Atenuación Molecular	175
A.2. Atenuación por Aerosoles	177
B. Detalles de las Simulaciones Utilizadas en el Capítulo 5	179
C. Características del Suelo de Malargüe	185
D. El Efecto LPM	187
D.1. Supresión Dieléctrica	191
D.2. LPM y Supresión Dieléctrica en Producción de Pares	191
Referencias de los Apéndices	193

Resumen

*I almost wish I hadn't gone down the rabbit hole
-and yet-and yet-
it's rather curious, you know, this sort of life!*

Alice
Wonderland, 1862

Los rayos cósmicos de energía extrema son partículas subatómicas que llegan a la tierra con energías mayores a 10^{18} eV. Su flujo es muy reducido (menos de 1 rayo cósmico primario por kilómetro cuadrado y por siglo) y sólo pueden ser detectados a través de las cascadas de partículas que producen tras el impacto con un núcleo de la atmósfera.

La determinación del origen, la composición y el espectro energético de los rayos cósmicos de energía extrema representa uno de los mayores retos para la física de astro-partículas en la actualidad. Hace ya más de 15 años un grupo de científicos comenzó una colaboración internacional para hacer frente a este reto. Hoy, la Colaboración Pierre Auger reúne a más de 450 autores de 17 países y gestiona la construcción y la operación del observatorio de rayos cósmicos más grande del mundo. En la primera parte de esta Tesis (capítulos 1 y 2) presento una reseña de las características de los rayos cósmicos, el estado actual de conocimiento en este campo y las técnicas empleadas para su detección, haciendo especial hincapié en el Observatorio Pierre Auger y en los resultados publicados por la Colaboración Pierre Auger, de la cual formo parte desde 2004.

La detección de rayos cósmicos de energía extrema plantea un enorme desafío científico-tecnológico, en el que existen aún muchos problemas que resolver y otros tantos que mejorar. En el inicio del doctorado me interioricé en las simulaciones por computadora de las cascadas de partículas, y un viaje de especialización a Roma me llevó a interesarme por los eventos recolectados por el detector de fluorescencia. En la segunda parte de esta Tesis (capítulos 3 y 4), reporto las mejoras logradas sobre diversos aspectos de los algoritmos utilizados para la simulación de eventos generados por rayos cósmicos de muy alta energía y sobre los algoritmos utilizados para la reconstrucción de los mismos a partir de los datos recolectados por el detector de fluorescencia. Estas mejoras brindan mayor precisión en las medidas experimentales y contribuyen a tener una mejor comprensión del funcionamiento del detector.

En particular, en el capítulo 3 presento el desarrollo de un nuevo método de reconstrucción que hace uso del tamaño finito del spot óptico de los telescopios de fluorescencia y del tamaño finito de la imagen de la cascada, brindando una mejora importante en la calidad de la reconstrucción y avanzando en la mejor comprensión del funcionamiento de los detectores. En el capítulo 4 presento un estudio detallado del balance energético de las cascadas de partículas iniciadas por rayos cósmicos utilizando simulaciones Monte

Carlo y cuál es el uso correcto de las mismas para la simulación y reconstrucción de eventos de fluorescencia.

Mientras se finalizaba la construcción del Observatorio, comenzó a tomar forma la idea de disminuir su límite de detección para estudiar la zona del espectro de rayos cósmicos en la que se cree se encuentra la transición entre el origen galáctico y extragaláctico de los mismos. En la tercera parte de esta Tesis (capítulos 5 y 6) presento un nuevo software para la simulación de cascadas subterráneas que desarrolle para cubrir las necesidades de AMIGA, una de las mejoras planeadas para el Observatorio Pierre Auger que incluye la instalación de detectores de muones enterrados a 3m de profundidad.

Así, en el capítulo 5 describo la estructura del software desarrollado y presento algunas de las pruebas realizadas para su validación y en el capítulo 6 presento los primeros resultados obtenidos para AMIGA. El software fue desarrollado buscando una gran versatilidad, de manera que pueda ser utilizado para tratar problemas planteados por otros experimentos. Algunos ejemplos de aplicación en otros escenarios, como la simulación de cascadas en hielo para la detección de neutrinos por la técnica de radio, son también presentados en ése capítulo.

Para concluir, algunos comentarios generales sobre los resultados presentados en esta Tesis y las perspectivas que abren para futuros estudios fueron volcados en el capítulo 7.

Agradecimientos

Muchas personas estuvieron involucradas, voluntaria o involuntariamente, en la elaboración de esta tesis. Mencionaré primero a mi director, el Dr. Sergio Sciutto, a quien agradezco por los conocimientos que me ha transmitido y por la libertad con la que me dejo desenvolverme en mi trabajo. Su rol fue complementado por Valerio Verzi y Georgio Mathiae durante mi estadía en Roma y por Teresa Dova y Carlos Garcia Canal en la Universidad de La Plata, a quienes también extiendo mi agradecimiento.

Las ideas que pude plasmar aquí maduraron y se enriquecieron en las incontables tertulias, formales y de las otras, que tuve con mis colegas en la Colaboración Pierre Auger. Las que califican en la segunda categoría me ayudaron a sobrellevar las que califican en la primera, y eso las hace igual de importantes. Analisa, Flavia, Hernan, Juan Cruz, Claudio y Gonzalo estuvieron siempre por ahí, y por eso no necesitan apellidos. Alejandro Tamashiro, Carla Bonifazi y Miguel Mostafa aparecieron en momentos cruciales, y por eso les debo un lugar en la lista. Gracias, totales.

Esta tesis, unida a mi carrera universitaria de grado, forma parte del proyecto más largo que desarrolle en mi vida hasta el momento. Tanto que duró más que mis dos matrimonios (ok, técnicamente el primero fue solo concubinato). De manera que es inevitable (e imprescindible) que estos agradecimientos tengan, además del académico, un costado personal.

Muchos amigos me acompañaron, escucharon, aconsejaron y soportaron todo este tiempo. Algunos fueron y vinieron, otros estuvieron siempre. A todos ellos, que no nombro por temor a la injusticia, muchas gracias. De particular importancia para la concreción de esta tesis fue Laura Carbajal, que me acompañó en la redacción y corrección del tex. Su generosidad y aliento son responsables en una buena parte de que pudiera cumplir con los plazos que me fueron impuestos para la presentación de la tesis. Reencontrarte fue una de esas interesantes sorpresas que te da la vida.

Durante la elaboración de esta tesis descubrí a un montón...o debo decir a un “chingo” de personas a los que también debo agradecer por la compañía y el soporte. Ellos, sin proponérselo, hicieron que los momentos difíciles fueran más llevaderos. Están divididos en dos grupos, ambos muy especiales. Uno se auto-denomina “coro juglar” y se junta con la excusa de hacer lo que se ve en www.corojuglar.com.ar, pero esa es solo la excusa. El otro se reconoce a si mismo por el apodo de “desintegrados”. Este es algo mas difícil de explicar, y mucho mas difícil de comprender. Lo único que puedo añadir es que entren a www.canaltrans.com y se fijen lo que les pasa.

Hasta este párrafo llegué por la palabra “amigo”. Pero esta palabra tiene algunos problemas: Uno es que a tienen varias funciones gramaticales: se usa como sustantivo, como

adjetivo, como apelativo y como verbo. Otro es que existen amigos, "amigas" (también, muchas gracias), buenos amigos, mejores amigos. Pero el problema que más me preocupa es que a Lorena Baum y a Pedro Hernandez, la palabra les queda chica. Digamos que, por varios motivos, exceden esa categoría. En cualquier caso, muchas gracias por estar ahí haga falta o no.

Finalmente, debo agradecer a mi familia. Especialmente a mis padres, que con su amor hicieron de mi una persona mas o menos decente y que con su apoyo y estímulo regaron la curiosidad por el conocimiento que me trajo hasta acá. A ellos y a mi Hermano (con H), que con el tiempo se ha convertido también en sabio consejero, esta dedicada esta tesis.

Parte I

Rayos C3smicos y el Observatorio Pierre Auger

Capítulo 1

Rayos Cósmicos de Energía Extrema

re₄ - mi₄ - do₄ - do₃ - sol₄

Phil Dodds

en la cima de un monte rocoso

Wyoming, Mayo de 1976

Se conoce como “rayos cósmicos” a las partículas ionizantes provenientes del espacio exterior. El bautismo de esta radiación fue realizado por Robert Millikian en 1925, en una conferencia en la que describía los experimentos realizados 14 años antes por el físico austríaco Victor Hess [1]. En esos experimentos, realizados a bordo de un globo, Hess notó que los electros copios que llevaba consigo se descargaban a una tasa que aumentaba con la altura, indicando la existencia de una radiación que no era de origen terrestre, sino “cósmico”.

Si bien hoy en día referirse a partículas como “rayos” es considerado poco riguroso, aquella era una época en la que los “rayos” estaban a la orden del día. El descubrimiento y posterior estudio de los rayos X (1895), los rayos δ (1897), los rayos α y β (1899), y los rayos γ (1903) estaba muy presente en el vocabulario académico.

El paso del tiempo y las mejoras en las técnicas experimentales permitieron ampliar constantemente el rango de energías en el que los rayos cósmicos podían estudiarse. Tras la aparición de la técnica de emulsión nuclear, los rayos cósmicos comenzaron a ser utilizados para el estudio de colisiones nucleares. Con esta técnica fue posible establecer que los rayos cósmicos eran mayoritariamente núcleos de elementos que iban del hidrógeno al hierro.

En 1938, P. Auger y sus colaboradores descubrieron la existencia de las cascadas de partículas a nivel del suelo utilizando la coincidencia entre detectores ubicados a 300 m de distancia entre sí, marcando el nacimiento de la técnica de detección de superficie. A partir de los datos que recogieron hipotetizaron que éstas cascadas debían estar iniciadas por rayos cósmicos con energías superiores a 10^{15} eV [2]. En 1963, Linsley detectó por primera vez una cascada de partículas generada por un rayo cósmico con energía por encima de los 10^{20} eV, utilizando el arreglo de detectores de superficie de Volcano Ranch [3] y en 1968 Tanahashi detectó una cascada de 10^{19} eV utilizando un nuevo método: la fluorescencia producida en la atmósfera [4].

La definición de “rayos cósmicos” como “partículas ionizantes provenientes del espacio exterior” resultó ser muy amplia. Pronto fue necesaria una clasificación por energías, que permite separar a grandes rasgos tanto las técnicas utilizadas en su detección como las teorías sobre sus posibles orígenes. Así, las regiones del espectro se fueron nombrando a medida que aumentaba la energía de las partículas que se detectaban. Esta separación fue por supuesto arbitraria, pero en general se designan como rayos cósmicos de alta

energía (*High Energy Cosmic Ray* - HEER) a aquellos con energía por encima de 10^9 eV (1 GeV), de muy alta energía (*Very High Energy Cosmic Ray* - VHEER) a aquellos con energía por encima de 10^{12} eV (1 TeV) y de ultra alta energía (*Ultra High Energy Cosmic Ray* - UHEER) a aquellos con energía por encima de 10^{15} eV (1 PeV).

Dentro de los UHEER algunos autores han comenzado a introducir una nueva categoría, la de los rayos cósmicos de energía extrema (*Extreme Energy Cosmic Rays* - EEER), que corresponde a los eventos con energía por encima de 10^{18} eV (1 EeV). Estos son los rayos cósmicos que estudiaremos en esta Tesis.¹

La mera existencia de estas partículas pone a prueba nuestro conocimiento sobre el comportamiento de la materia a energías que se encuentran varios órdenes de magnitud por encima de las que pueden alcanzarse en los mayores aceleradores de partículas construidos por el hombre. A pesar de que en las últimas décadas se han logrado enormes avances tanto teóricos como experimentales en el estudio de los rayos cósmicos, preguntas fundamentales sobre estas partículas de energía extrema continúan aún sin respuesta cierta: ¿Cuáles son sus fuentes? ¿Existe una energía máxima? ¿Cuál es su espectro de energías? ¿Existe una transición entre un origen galáctico y otro extragaláctico? ¿Cuál es su composición?

En este capítulo repasaremos brevemente algunos de estos interrogantes, y cuales son las técnicas que se utilizan para intentar responderlos.

1.1. Posibles Fuentes y Mecanismos de Aceleración

El Sol es la única fuente conocida de rayos cósmicos con carga eléctrica, aunque sólo puede asociarse a aquellos con energías por debajo de algunos 1 GeV. Por encima de esta energía, los rayos cósmicos ya no presentan una variación noche/día, de manera que su origen debe ser necesariamente extra-solar. Para los rayos cósmicos sin carga eléctrica se ha logrado identificar, además del sol, algunas fuentes con energías de varios TeV asociadas a supernovas y explosiones de rayos gamma.

A energías mayores, y en especial a energías extremas, el origen de los rayos cósmicos es desconocido y sólo puede hipotetizarse. En esta sección presentaremos algunos de los escenarios astrofísicos que han sido propuestos como fuentes posibles de los rayos cósmicos más energéticos y los procesos a los que éstos estarían sometidos en su propagación hasta la Tierra.

1.1.1. Origen Extragaláctico

Los campos magnéticos desvían la trayectoria de los rayos cósmicos cargados. El radio de Larmor (ver sección 1.2.1) para un protón de 1 EeV en el campo magnético de la galaxia ($1 \mu\text{G}$) es del orden del ancho de la misma (1 kpc). Esto implica que por debajo de esa energía las partículas quedan confinadas en el disco de la galaxia, viajando eternamente dentro de ella hasta encontrar una molécula con la que interactuar. Es por

¹Esta denominación aún se encuentra en evolución. Otros autores utilizan UHEER para denominar a los rayos cósmicos con energía mayor a 10^{18} eV y reservan EEER (o EHEER por *Extremely High Energy Cosmic Ray*) para energías mayores a 10^{20} o incluso 10^{21} eV (1 ZeV). En esta Tesis utilizaremos indistintamente UHEER y EEER para referirnos a los rayos cósmicos con energía mayor a 10^{18} eV

esto que se cree que la gran mayoría de los rayos cósmicos por debajo de 1 EeV recibidos en la Tierra deben tener origen galáctico, probablemente producidos por supernovas u otros objetos aún más energéticos capaces de acelerar partículas hasta estas energías, o como producto del decaimiento de partículas exóticas aún desconocidas.

Las partículas con energía mayor a 1 EeV tienen un radio de Larmor mayor al espesor del disco galáctico y escapan de la misma, por lo que tendrán una probabilidad baja de llegar a nuestro planeta. Los rayos cósmicos de energía extrema detectados en la Tierra deben entonces tener, al menos en su gran mayoría, un origen extragaláctico.

1.1.2. Modelos Exóticos vs. Modelos Astrofísicos

Los modelos que intentan explicar la generación de partículas de energía extrema pueden dividirse en dos categorías. La primera, denominada modelos *exóticos* o *top-down* (*de arriba hacia abajo*), plantea escenarios muy especulativos que implican fenómenos físicos aún desconocidos. La segunda, denominados modelos *astrofísicos* o *bottom-up* (*de abajo hacia arriba*), plantea escenarios en donde las partículas son aceleradas por algún objeto astrofísico.

Modelos Exóticos

Los modelos exóticos se caracterizan por postular la existencia de física aún desconocida: Materia oscura supermasiva, reliquias de la creación del universo [7], defectos topológicos que emiten partículas desconocidas (monopolos magnéticos, cuerdas cuánticas cerradas) [8], etc. Al decaer o aniquilarse estas partículas producirían fotones, neutrinos, leptones cargados y en menor medida nucleones con energía extremadamente alta, sin la necesidad de un mecanismo de aceleración.

La mayoría de los modelos exóticos fueron creados para evitar el problema de la pérdida de energía que las partículas de energía extrema sufren durante su propagación en el medio intergaláctico por la interacción con el fondo de microondas, conocido como efecto GZK (que veremos en la sección 1.2.2). Este efecto predice una fuerte supresión del espectro a energías por encima de 10 EeV cuando las fuentes de los rayos son muy lejanas. El experimento AGASA [5] reportó no detectar esta supresión en el flujo, por lo que se propuso la hipótesis de que el origen de los rayos cósmicos debía ser “local” y al no existir ninguna fuente local capaz de acelerar partículas a energías tan altas, estas debían ser producto de decaimientos exóticos.

La motivación para los modelos exóticos fue puesta en duda recientemente por el experimento Hi-Res [6] que reportó la detección de la supresión del flujo debida al efecto GZK [11], que luego fue confirmada por el Observatorio Pierre Auger (ver Sección 2.4.1).

La gran mayoría de los modelos exóticos predicen que una fracción importante de los rayos cósmicos deben ser fotones, en algunos casos hasta el 10 % a 10 EeV y 50 % a 100 EeV [12]. Esto tampoco ha sido respaldado por resultados recientes publicados por el observatorio Pierre Auger, que estableció un límite para la fracción de fotones menor al 1 % a 10 EeV y menor al 21 % debajo 40 EeV (ver Sección 2.4.3), imponiendo fuertes condiciones a estos modelos, pero sin descartarlos definitivamente.

Si bien parece no ser necesario proponer mecanismos exóticos para explicar la procedencia de los rayos cósmicos hasta el límite GZK, veremos que los modelos astrofísicos

tienen serias dificultades para explicar la existencia de rayos cósmicos por encima de este límite. Una revisión exhaustiva de los modelos exóticos puede verse en [13].

Modelos Astrofísicos

Los modelos astrofísicos plantean la aceleración progresiva de las partículas cargadas en escenarios con campos magnéticos en regiones confinadas del espacio, asociada a objetos astronómicos más conocidos.

El modelo de aceleración en objetos astrofísicos más plausible es el introducido por Fermi en 1949 [14]. En este modelo las partículas son aceleradas aleatoriamente en el campo magnético turbulento de nubes de gas interestelar en movimiento. La eficiencia del proceso varía con el cuadrado de la velocidad de la nube v ($\Delta E/E \propto \beta^2$ con $\beta = v/c$), por lo que se conoce como *mecanismo de Fermi de segundo orden*. Como $\beta \ll 1$, este mecanismo es muy poco eficiente y rápidamente la ganancia en energía es equilibrada por las pérdidas por ionización y radiación de frenado que tienen lugar cuando la partícula cambia su trayectoria. Otro problema que presenta el modelo es que el espectro de energías que predice tiene una pendiente (el *índice espectral*) que depende de las propiedades de la nube de gas en la que las partículas se propagan, lo que implica que tendrá diferentes valores según qué nube estemos considerando. Los espectros de emisión de las nubes de gas parecen tener siempre el mismo índice espectral, debilitando fuertemente este modelo.

Una mejora a este mecanismo fue dada por el mismo Fermi, situando la aceleración en una onda de choque de, por ejemplo, una supernova. En este caso, la ganancia de energía aumenta linealmente con la velocidad de la onda de choque volviendo al proceso mucho más eficiente. El proceso es conocido como *mecanismo de Fermi de primer orden* y en él se considera una onda de choque que atraviesa un medio gaseoso, generando un gradiente de densidad en el frente de la onda y aumentando la energía cinética de las partículas mientras estas lo atraviesan. Las partículas difunden en el medio y tienen una probabilidad de volver a atravesar el frente de la onda, para luego ser dispersadas nuevamente y volver a ser aceleradas cuando el frente de onda las alcanza. El proceso se repite hasta que las pérdidas de energía igualan a la ganancia, a una energía total que depende de las condiciones del medio [15]. En este mecanismo, el índice espectral es independiente de las características de la nube.

Otra opción para acelerar partículas a energías del orden del EeV es a través de un campo electromagnético muy intenso, como los que dan origen a las explosiones de rayos gamma (*Gamma Ray Bursts* - GRB). Las estrellas de neutrones binarias, los púlsares, y las supernovas más potentes poseerían la energía y campos suficientes como para generar esa aceleración.

1.1.3. Posibles Fuentes

A pesar de que los mecanismos de aceleración aún no están bien establecidos, es posible utilizar argumentos muy sencillos para caracterizar las posibles fuentes. Hillas [16] consideró que para que una partícula pueda ser acelerada debe primero ser confinada a una región de aceleración. La energía máxima que una partícula con carga Z y velocidad β puede alcanzar en una región de campo magnético B y tamaño L antes de escapar es

$$E_{max} = \beta Z B L \quad (1.1)$$

donde E_{max} quedará expresado en EeV Cuando B se exprese en μG y L en kpc.

Esta relación es la base de la figura 1.1, conocida como “el gráfico de Hillas”. Este gráfico muestra que para alcanzar una dada energía es necesario disponer de grandes lugares de aceleración o de grandes campos magnéticos. Sólo unos pocos objetos astrofísicos como las galaxias activas, los puntos calientes de radiogalaxias y objetos compactos como las estrellas de neutrones y las explosiones gamma, satisfacen las condiciones necesarias para acelerar protones a 100 EeV (esto es, quedan a la derecha de la línea diagonal punteada de la figura 1.1). Si los rayos cósmicos son núcleos de hierro, las condiciones son un poco menos restrictivas. Describiremos someramente cada uno de estos objetos:

Púlsares: Se cree que los púlsares poseen un campo magnético muy intenso rotando a grandes velocidades. Esto resultaría en una gran fuerza electromotriz que podría acelerar las partículas atrapadas hasta energías muy altas. Sin embargo, la elevada densidad de este tipo de objetos haría que las probabilidades de fotoproducción de mesones, fisión fotonuclear y creación de pares sean muy grandes, con la consiguiente pérdida de energía. Estos efectos además producirían un espectro y una composición que no coincide con los datos experimentales.

GRBs: Las explosiones de rayos gama pueden explicarse por el colapso de estrellas masivas o por captura repentina de masa en agujeros negros o estrellas de neutrones. La onda de choque relativista provocada por la explosión produce en el medio gaseoso circundante la aceleración de los electrones y positrones a energías muy altas, que luego emiten por radiación de frenado y efecto Compton inverso los fotones gamma observados. La potencia calculada de estos eventos es del orden de los 10^{51} erg/s, que sería suficiente para explicar el espectro de rayos cósmicos por encima de 10^{19} si la distribución de GRBs fuera uniforme. Sin embargo, estudios recientes indican que este no es el caso y los GRB son más numerosos a medida que aumenta la distancia. Además, no ha sido posible hasta el momento establecer ninguna correlación entre la información obtenida por el Observatorio Pierre Auger y las posiciones de los GRBs conocidos [18].

AGNs: Se cree que los Núcleos Galácticos Activos albergan agujeros negros supermasivos, una de las fuentes más favorables para explicar el origen de los rayos cósmicos [19]. Si bien la zona central sería capaz de confinar protones de 10^{20} eV, su densidad limita la energía máxima que puede alcanzarse, por lo que las teorías más plausibles indican que la aceleración ocurriría en los jets de partículas que salen del núcleo, donde las partículas son inyectadas con factores de Lorentz mayores a 10 y las densidades son mucho más bajas.

Racimos de Galaxias: Debido a su enorme extensión los racimos de galaxias (*clusters*) pueden confinar partículas de hasta 100 EeV. Sin embargo, la difusión necesaria para la aceleración en este tipo de escenarios implica recorrer distancias tan grandes que la interacción con el fondo de microondas limita la energía máxima a 10 EeV.

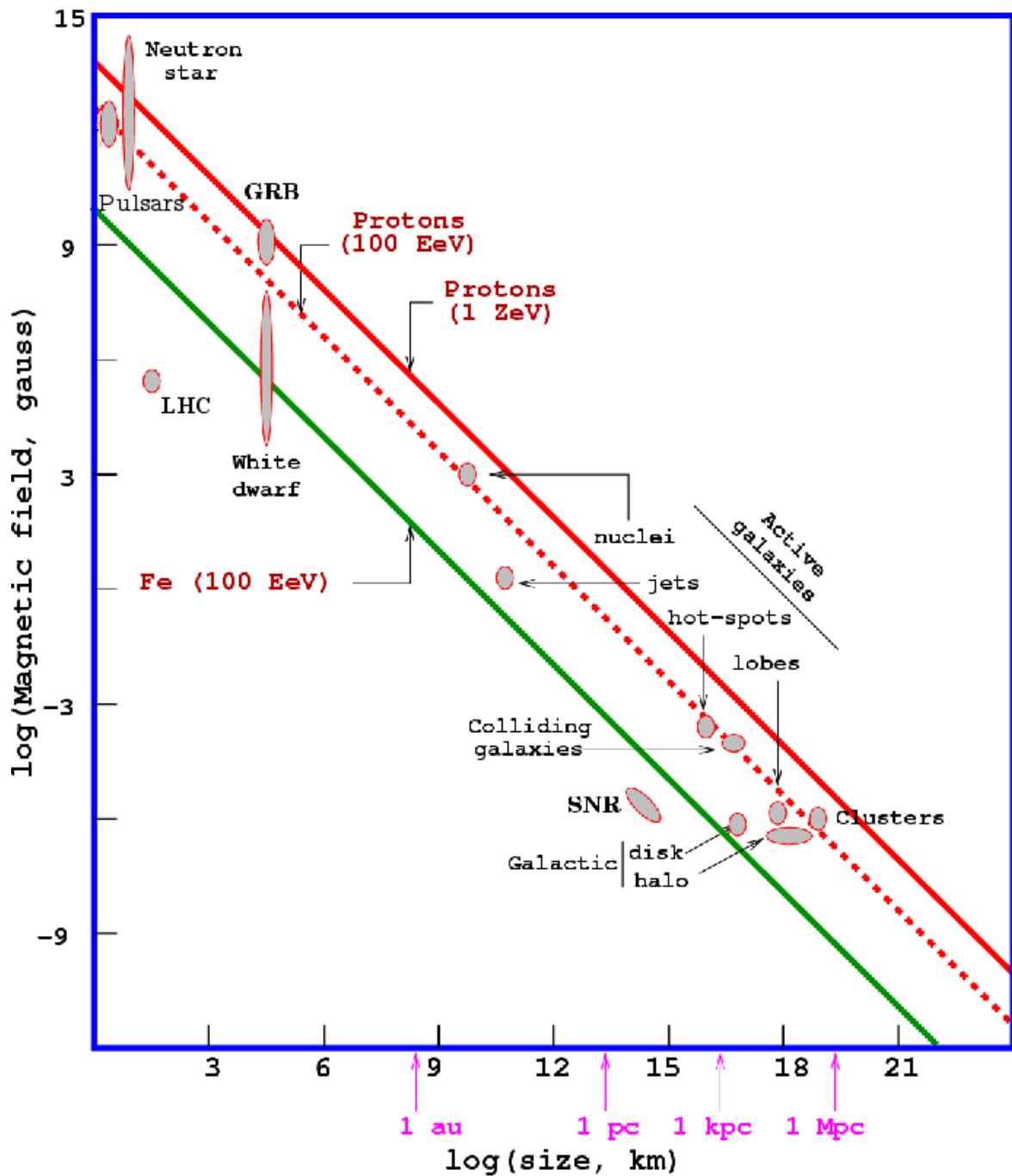


Figura 1.1: El “gráfico de Hillas” utilizado para identificar posibles fuentes de rayos cósmicos. Las líneas rectas diagonales indican las combinaciones de intensidad de campo magnético y dimensiones que deben reunir las fuentes para ser capaces de acelerar partículas hasta una energía determinada, según la ecuación 1.1. La línea roja llena corresponde a protones de 1 ZeV, la roja punteada a protones de 100 EeV y la verde a núcleos de hierro de 100 EeV. Los objetos que quedan a la derecha de estas líneas son escenarios aptos. El Gran Colisionador de Hadrones (LHC) se muestra como referencia. Adaptado de [17]

Puntos Calientes y Lóbulos de Radiogalaxias: En las galaxias tipo Fanaroff-Riley II existen regiones de emisión de sincrotrón, conocidos como “puntos calientes” (*Hot-Spots*), generados cuando el jet producido por el agujero negro supermasivo del centro de la galaxia interactúa con el medio intergaláctico. El resultado de esta interacción es un frente de choque que acelera las partículas con un mecanismo similar al de Fermi y que amplifica los campos magnéticos. Se cree que la energía máxima que pueden alcanzar estas fuentes en condiciones típicas es del orden de 500 EeV.

Los rayos cósmicos de mayor energía detectados en la Tierra hasta el momento están en el límite de la capacidad de todas estas posibles fuentes, y aún se deben comprender cuales son los mecanismos de inyección y aceleración involucrados. Tampoco está claro como es la propagación desde la fuente hasta la Tierra, por lo que el problema de asignar un origen a los rayos cósmicos de energía extrema continúa abierto.

1.2. Propagación y Campos Magnéticos

Ante la dificultad de encontrar el origen de los rayos cósmicos únicamente a partir de consideraciones teóricas, cabe preguntarse si es posible inferir sus fuentes a partir de la determinación de su dirección de arribo o, de alguna manera, hacer astronomía de rayos cósmicos. Para contestar esta pregunta, debemos considerar cómo afectan los campos magnéticos la dirección de propagación y cómo cambia la energía de la partícula por su interacción con el medio intergaláctico.

1.2.1. Deflexión en el Campo Magnético

La dirección de origen de los rayos cósmicos podría ser inferida si conociéramos la magnitud y dirección del campo magnético galáctico y extragaláctico. Desafortunadamente, nuestro conocimiento sobre estos campos es bastante rudimentario. Aún así, podemos sacar algunas conclusiones.

El campo magnético galáctico puede pensarse como la superposición de dos componentes: una regular, que tiene una intensidad de unos pocos μG y está contenida en el plano galáctico siguiendo su estructura espiral y otra de la misma intensidad pero caótica, producida por el movimiento del gas ionizado. Podemos considerar el campo regular para obtener el comportamiento promedio de la partícula y luego agregar el campo caótico como una componente difusiva.

Una partícula con carga Z y energía E sufre una deflexión caracterizada por el radio de Larmor $R_L(kpc) \simeq \frac{E(EeV)}{ZB(\mu G)}$. Como mencionamos en la sección 1.1.1, cuando la energía aumenta lo suficiente como para hacer que el radio de giro sea comparable con el espesor del disco galáctico, los núcleos pueden escapar de la galaxia y su probabilidad de encontrarse con la Tierra disminuye drásticamente. Los protones comienzan a escapar de la galaxia a los 10^{17} eV y los núcleos de hierro a los $10^{18.5}$.

Así como las partículas generadas en nuestra propia galaxia pueden escapar, las partículas provenientes de otras galaxias pueden penetrar en ella. En el rango de energías que va de $5 \cdot 10^{17}$ a $3 \cdot 10^{18}$, que como veremos en la sección 1.3 se corresponde con la

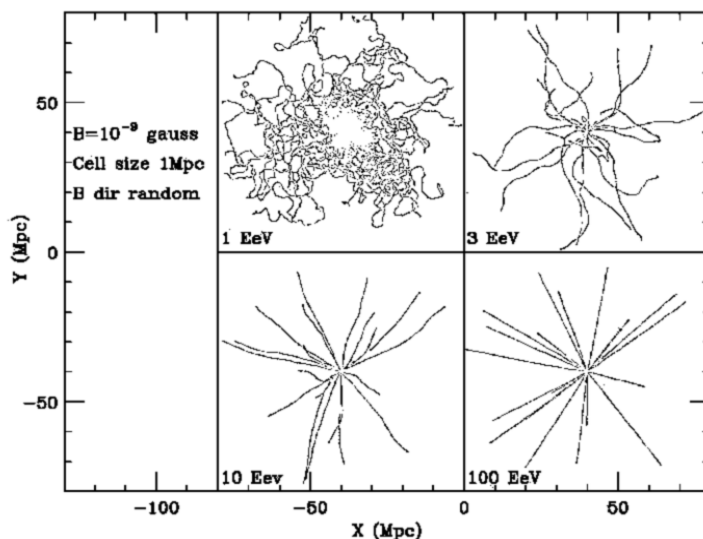


Figura 1.2: Proyección de las trayectorias de 20 protones partiendo de una fuente puntual a distintas energías. La propagación se realiza hasta que el protón se encuentra a 40 Mpc de la fuente, en un campo de 1 nG uniforme en celdas de 1 Mpc. Tomado de [22]

“segunda rodilla” del espectro de energía de rayos cósmicos, todas las especies químicas desde el protón al hierro son capaces de introducirse en la galaxia.

Los valores más aceptados del campo magnético extragaláctico están estimados alrededor de 1 nG. Su dirección es aún más difícil de estimar y en general se propone una dirección aleatoria uniforme, que cambia de una región del espacio a otra (un modelo de celdas). El ángulo que cambia la dirección de movimiento de una partícula debido a la acción de un campo magnético perpendicular a su trayectoria, depende de la distancia durante la cual ese campo estuvo aplicado. Para que la dirección de un protón de 10^{20} cambie sólo un grado debe darse que este se propague en la galaxia unos pocos kpc y en el campo extragaláctico unos pocos Mpc, como puede verse en la simulación de la figura 1.2. Cálculos más detallados pueden encontrarse en [20, 21].

Por estos motivos, a las energías más extremas es plausible asociar las direcciones de arriba en la Tierra con las fuentes, siempre que las mismas se encuentren cercanas. Veremos en la sección siguiente que este debe ser necesariamente el caso, cuando consideremos los efectos que tiene el medio intergaláctico sobre la energía de las partículas.

1.2.2. Interacción con el Fondo de Radiación y el Efecto GZK

Poco tiempo después del descubrimiento del fondo de microondas en 1965 (*Cosmic Microwave Background* - CMB) Greisen, Zatsepin y Kuzmin (GZK)[23, 25] propusieron que esta radiación de fondo debía volver el universo opaco a los rayos cósmicos de energía suficientemente alta. Cuando el factor de Lorentz es tal que en el marco de referencia del rayo cósmico las microondas se ven como fotones gama, existe una probabilidad muy elevada de que éstos interactúen con un nucleón para formar la resonancia Δ^+ , ocasionando una fuerte pérdida de energía por fotoproducción de piones. La energía a

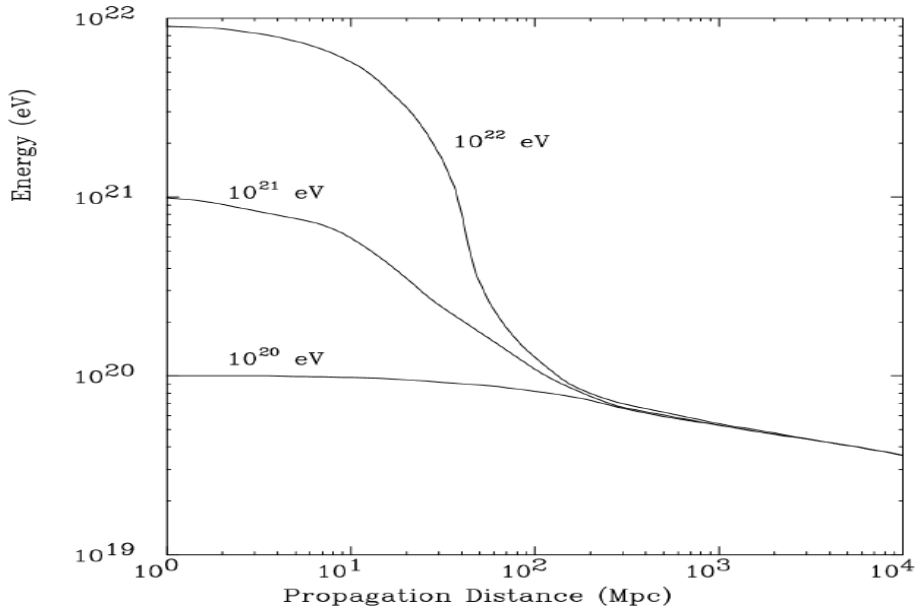


Figura 1.3: Evolución de la energía de un protón de distintas energías iniciales, en función de la distancia recorrida. El efecto GZK modera rápidamente la energía de los protones con energías por encima de 100 EeV. Tomado de [24]

la que esto sucede es conocida como el límite GZK, que vale $5 \cdot 10^{19}$ eV para protones.

La resonancia Δ^+ tiene una sección eficaz elevada (10^{-28} cm²) y asumiendo una densidad de fotones del CMB de 400 fotones por centímetro cúbico, el camino libre medio del protón es del orden de 8 Mpc. En cada interacción con el CMB el protón pierde el 20% de su energía por lo que en algunas decenas de Mpc la energía queda por debajo del límite GZK. La figura 1.3 muestra como se degrada la energía de un protón mientras se propaga por el medio intergaláctico. Vemos que para energías por encima del límite GZK los protones son “moderados” rápidamente. Por ejemplo, un protón que comienza con una energía de 10^{22} eV sólo llega a viajar 100 Mpc antes de caer por debajo de 10^{20} eV, la energía más alta detectada.

A energías entre 1 EeV y el límite GZK, los protones también pueden perder energía interactuando con los fotones del CMB por producción de pares electrón-positrón. Si bien este proceso produce una pérdida de energía pequeña, puede incidir sobre la forma del espectro si las fuentes se encuentran muy alejadas.

Los núcleos atómicos de masa A también pierden energía y sufren fotodesintegración al interactuar con el CMB a medida que la energía aumenta, aunque este proceso tiene lugar a una energía mucho mayor, ya que los cuerpos más masivos necesitan más energía para alcanzar un factor de Lorentz determinado. Si bien la inelasticidad de la interacción es menor en un factor $1/A$ debido al aumento en la masa, la sección eficaz aumenta con Z^2 de manera que la longitud de atenuación efectiva es menor que la de los protones [26].

Finalmente, para el caso de los fotones la interacción dominante con el CMB es la producción de pares electrón-positrón. Este proceso es importante por encima de $4 \cdot 10^{14}$ eV y el efecto se incrementa a partir de $2 \cdot 10^{19}$ cuando comienzan a interactuar los

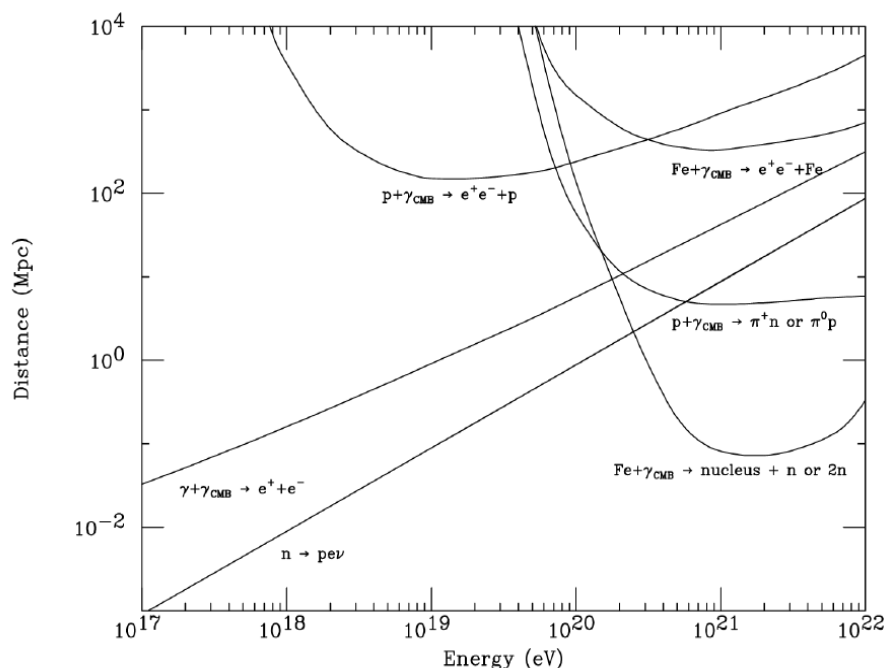


Figura 1.4: Interacciones más importantes de los UHECR con el fondo de microondas. Las líneas rotuladas $p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow e^+ + e^- + p$ y $\text{Fe} + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow e^+ \text{Fe}$ indican las distancias a las cuales los protones y los núcleos de hierro han reducido su energía a $1/e$ de su energía original debido a la producción de pares. La línea $p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \pi^+ n$ or $\pi^0 p$ corresponde al camino libre medio para fotoproducción de piones. La línea $\text{Fe} + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow \text{nucleus} + n$ or $2n$ corresponde al camino libre medio de la fotodesintegración de núcleos de hierro. $\gamma + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow e^+ + e^-$ indica el camino libre medio para la producción de pares con fotones y $n \rightarrow p \nu$ indica la longitud de decaimiento del neutrón. Tomado de [27]

fotones del fondo de radio.

La figura 1.4 resume todos estos fenómenos, mostrando el camino libre medio o la longitud de atenuación para las distintas interacciones en función de la energía. Podemos ver que cualquiera sea la naturaleza del primario, la interacción con el fondo de radiación limita drásticamente la propagación de partículas con energías por encima del límite de GZK. Este hecho, unido a la desviación provocada por los campos magnéticos intergalácticos, deja una pequeña ventana para realizar astronomía con partículas cargadas provenientes de nuestra “vecindad” Galáctica (aproximadamente 100 Mpc) en el rango de energías correspondiente al límite GZK, donde la deflexión que sufren las partículas no debería superar los pocos grados.

1.3. Espectro y Composición

El espectro de energías de los rayos cósmicos que llegan a la Tierra prácticamente no tiene estructura. Se extiende por casi 12 órdenes de magnitud (desde 1 GeV hasta 100 EeV) siguiendo una ley de potencias $\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\alpha}$ donde α es un índice espectral

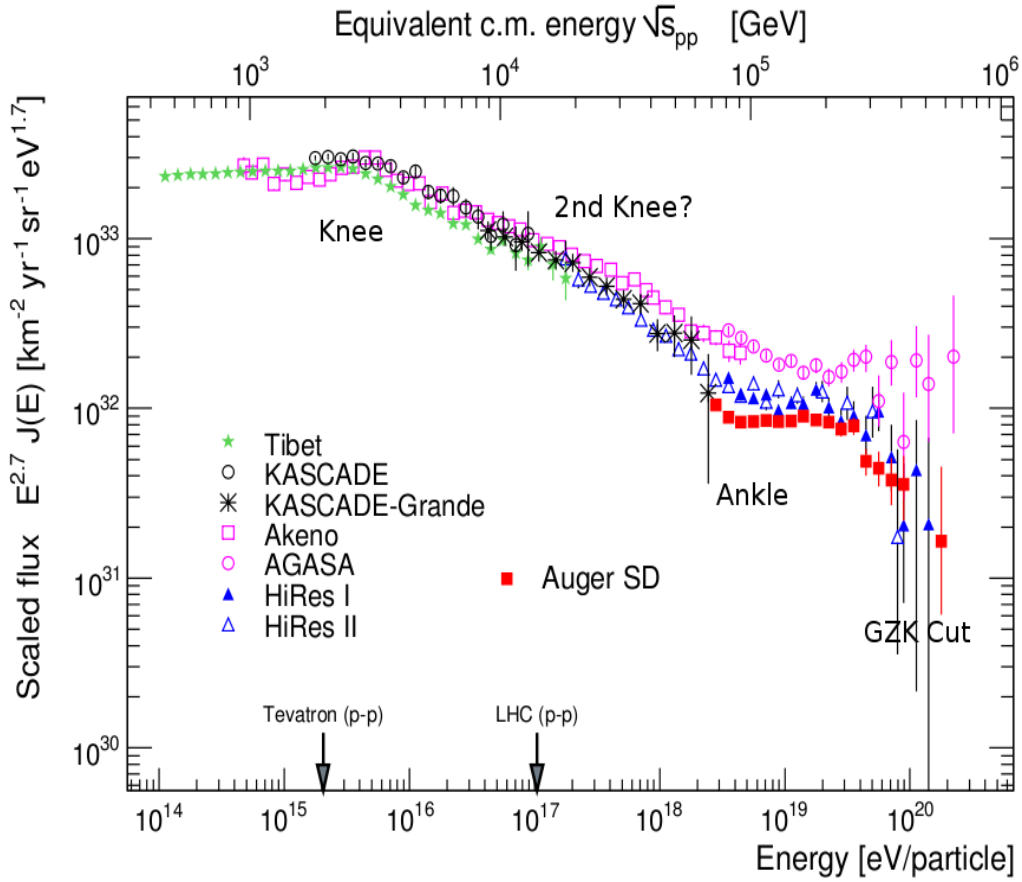


Figura 1.5: Flujo de rayos cósmicos determinado por los experimentos Tibet [28], KASCADE [29], KASCADE-Grande [30], Akeno/AGASA [31, 32], HiRes [33] y el detector de superficie (SD) del Observatorio Pierre Auger [34]. Se indican la región de la rodilla (Knee), segunda rodilla (2nd Knee), el tobillo (Ankle) y la supresión GZK (GZK Cut). En el eje X, se indican también las energías máximas equivalentes alcanzables en los aceleradores de partículas más grandes en existencia

prácticamente constante y cercano a 3 en todo el rango. Este tipo de espectro, descrito por una única ley de potencias, es el que se espera para un mecanismo de aceleración de tipo estocástico como el mecanismo de Fermi presentado en 1.1.2.

A altas energías, el espectro presenta una débil estructura que se vuelve más evidente si el flujo se multiplica por $E^{2.7}$, como puede verse en la figura 1.5. En esta representación el espectro recuerda vagamente a una pierna, por lo que sus cambios de pendiente suelen nombrarse como “la rodilla” y “el tobillo”. La *rodilla* corresponde al primer cambio y se da en $3 \cdot 10^{15}$ eV. Un segundo cambio, menos pronunciado, ocurre alrededor de $3 \cdot 10^{17}$ y recibe el nombre de *segunda rodilla*. Luego el espectro se aplanan en lo que se conoce como el *tobillo* a $3 \cdot 10^{18}$ eV. Hacia el final del espectro, algunos experimentos detectan el corte abrupto debido al efecto GZK presentado en la sección 1.2.2.

Estas características del espectro pueden atribuirse a cambios en los mecanismos de emisión, a efectos de la propagación, a cambios en la composición de los rayos cósmicos

o a una combinación de los tres factores. Como puede verse, existen discrepancias importantes entre los distintos experimentos sobre la energía a la que se producen estos cambios y sobre la existencia o no de la supresión GZK.

1.3.1. Las Rodillas

El cambio en el índice espectral de 3,1 a 2,7 que tiene lugar en la rodilla es considerado como un indicador de el límite de energía para la aceleración de protones en nuestra galaxia. Como vimos en la ecuación 1.1, la energía límite depende proporcionalmente de la carga Z de la partícula. Los elementos más pesados tendrán otras energías límites hasta llegar a la del hierro. Más allá de esta energía el espectro debería ser aún más pronunciado [35], dando lugar a una segunda rodilla donde el índice espectral disminuye y el flujo de rayos cósmicos es de origen casi exclusivamente extragaláctico. Esta segunda rodilla debería encontrarse entre 0,1 y 1 EeV y fue observada por los experimentos Fly's Eye [38] y Akeno [39] pero la calidad de los datos no permite confirmar su existencia.

La transición del régimen galáctico al extragaláctico implica un aumento en la masa de los primarios a medida que aumenta la energía, hasta llegar al límite de la segunda rodilla donde hasta los elementos más pesados de origen galáctico se pierden. A partir de ese momento, la composición quedaría dominada por la componente extragaláctica, que según lo discutido en la sección 1.2 debería ser liviana. La masa de los primarios debería luego aumentar gradualmente por el efecto del límite en la energía de aceleración explicado por la ecuación 1.1, aplicada ahora a las fuentes extragalácticas.

La explicación de la rodilla y la segunda rodilla como consecuencias de la transición del régimen galáctico al extragaláctico es el modelo considerado como estándar. Se han propuesto otras posibilidades, tales como que la rodilla se debe a un cambio abrupto en las interacciones hadrónicas a altas energías [36] o a un cambio en el régimen de difusión en el campo magnético galáctico. En estos casos las rodillas no serían debidas a un cambio de α en la fuente, sino a un efecto de la propagación hasta la Tierra. Para una discusión completa de las distintas interpretaciones que pueden darse a las rodillas puede verse [37].

1.3.2. El Tobillo

El tobillo, donde el índice espectral vuelve a 2,7, fue encontrado por AGASA a 10 EeV [40] confirmando los resultados de Yakutsk [41]. Otros experimentos sitúan este quiebre cerca de 3 EeV, incluyendo Fly's Eye [42], Haverá Park [43], HiRes [11] y más recientemente el Observatorio Pierre Auger [10].

La transición del tobillo ha recibido distintas interpretaciones, que tienen consecuencias diversas para la composición esperada de los rayos cósmicos por encima de esa región del espectro. El modelo más difundido, que llamaremos “modelo del tobillo” propone que el tobillo corresponde al punto donde el flujo extragaláctico supera al galáctico, lo que implica una composición liviana a muy altas energías pues se cree que la componente extragaláctica está compuesta por protones [44, 45].

Un modelo alternativo es el “modelo de la depresión”, recientemente propuesto [46, 47]. En este modelo la componente extragaláctica comenzaría a dominar antes, siendo responsable de la segunda rodilla. El tobillo sería entonces causado por un efecto de

propagación, donde la supresión del flujo por la interacción con el fondo de microondas a energías más altas generaría un aumento en el flujo a energías ligeramente menores. Este modelo predice también una composición liviana a las energías más altas.

Si la composición por encima de 10 EeV no resulta ser liviana, el modelo de “composición mixta” se ve favorecido [48], ya que asume una composición mixta para los rayos cósmicos extragalácticos. En este modelo, la transición entre el flujo galáctico y el extragaláctico da origen al tobillo, con la ventaja de predecir una energía de transición más baja, que es más compatible con los resultados de HiRes y los más recientes del Observatorio Pierre Auger.

Para distinguir entre los tres modelos (y muchos otros existentes), será imprescindible contar con una medida precisa de las características del espectro y de la composición de los rayos cósmicos en función de la energía en la región de 0.1 EeV a 100 EeV. Una discusión completa sobre las interpretaciones dadas a esta región del espectro puede verse en [49, 17].

1.3.3. La Supresión GZK

La existencia o no de la supresión GZK ha sido motivo de disputas. El experimento AGASA reportó que el espectro por encima de 50 EeV continuaba con la misma ley de potencias [40], mientras que Hi-Res observó una supresión del flujo compatible con el efecto GZK. En ambos experimentos se utilizaron técnicas diferentes, con incertezas sistemáticas diferentes que aumentaban rápidamente al llegar a la energía del corte GZK, debidas principalmente a la escasa estadística. La disputa fue resuelta por la coincidencia de los resultados más recientes del experimento Hi-Res y del Observatorio Pierre Auger, que determinaron la existencia de una supresión compatible con el efecto GZK con una significancia estadística de 5 y 6 desviaciones estándar respectivamente [11, 10].

Los mecanismos de aceleración conocidos tienen serios problemas para justificar la existencia de partículas con energía por encima de 10^{20} eV, como puede verse en la figura de Hillas (Figura 1.1). Si sólo consideramos las fuentes conocidas, el espectro debería tener un corte natural a estas energías extremas. De existir mecanismos desconocidos que aceleren o generen partículas de energía aún más alta (y que sólo actúe la supresión debida al efecto GZK), el espectro debería recuperarse alrededor de $3 \cdot 10^{20}$ eV [50]. La estimación del flujo de rayos cósmicos de energía por encima de 10^{20} eV podrá concretarse con el Observatorio Pierre Auger Norte, lo que permitirá distinguir entre estos dos escenarios.

1.4. Cascadas de Partículas

Cuando un rayo cósmico ingresa en la atmósfera produce una cascada de partículas que puede ser detectada desde la superficie. Asumiendo que el rayo cósmico que inicia la cascada (el *primario*) es un nucleón, la primera interacción genera piones, kaones y bariónes. Debido a la enorme energía que transportan estas nuevas partículas (*los secundarios*), el proceso se repite generando más partículas que repiten el proceso hasta que, cuando ya existen millones o billones de ellas, la energía ya no es suficiente para sostener el desarrollo y el número de partículas comienza a disminuir.

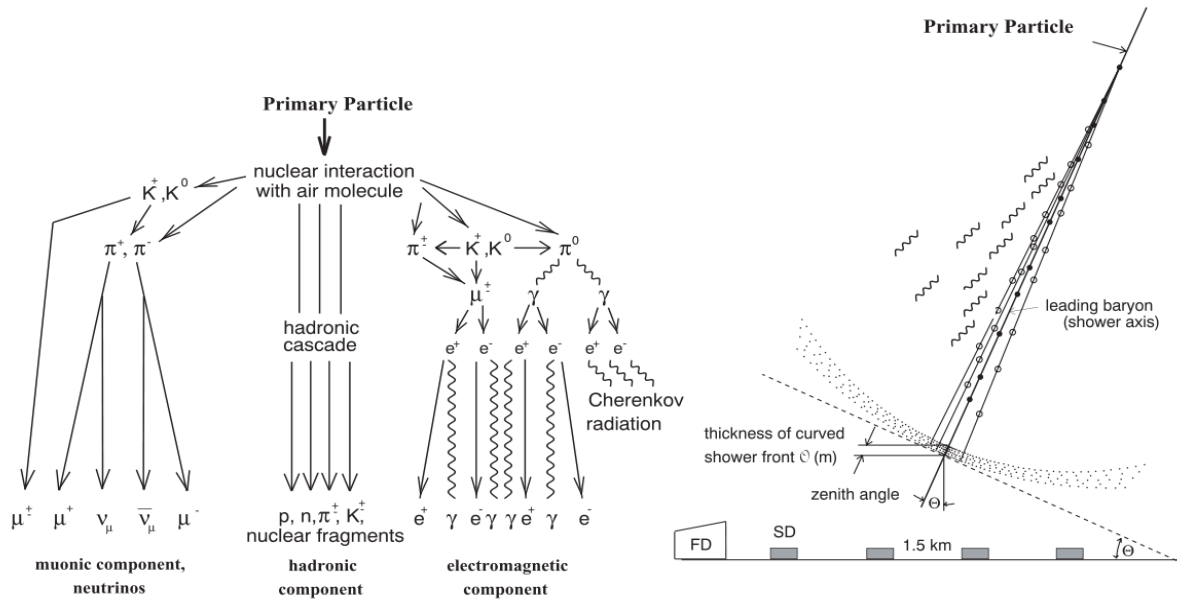


Figura 1.6: (Izquierda) Esquema de las diferentes componentes de una cascada iniciada por un rayo cósmico. (Derecha) Esquema de la detección híbrida de una cascada con un detector de superficie (SD) y uno de fluorescencia (FD).

Como se puede ver en el lado izquierdo de la figura 1.6, la cascada resultante tiene tres componentes claramente diferenciadas: la hadrónica, la muónica y la electromagnética.

La componente electromagnética es iniciada por los fotones generados en el decaimiento de los piones neutros producidos en la primera interacción. Estos fotones dan inicio a la cascada electromagnética a través de la creación de pares e^+/e^- . Los dos leptones creados producen otros fotones por *Bremsstrahlung*, que a su vez darán lugar a nuevos pares. Este proceso de multiplicación es muy eficiente, haciendo que las partículas más abundantes en la lluvia sean los positrones, electrones y fotones.

En cada interacción hadrónica, más de la tercera parte de la energía se transmite a las partículas electromagnéticas. En una cascada iniciada por un hadrón cerca del 90% de la energía del primario es transferida a la componente electromagnética y termina siendo disipada en la atmósfera por ionización. Las moléculas ionizadas se desexcitan emitiendo luz de fluorescencia, cuya detección es la base de la técnica que presentamos en la sección 1.5.2.

En las primeras interacciones hadrónicas también se producen mesones cargados, cuyo decaimiento genera muones y neutrinos. Los modos de decaimiento dominantes en el desarrollo de la cascada son:

$$\pi^\pm \mapsto \mu^\pm + \nu K^\pm \mapsto \mu^\pm + \nu K^\pm \mapsto \pi^\pm + \pi_0 \quad (1.2)$$

Estos muones forman la componente muónica de la cascada. El número de muones aumenta a medida que la cascada se desarrolla hasta llegar a un máximo y luego se atenúa muy lentamente, dado que los muones raramente interactúan y sólo pierden energía por ionización del medio. Cuando su energía es suficientemente baja, los muones

decaerán generando electrones y neutrinos. La fracción de energía que se llevan los neutrinos y los muones que llegan al suelo no es depositada en la atmósfera y por lo tanto no produce fluorescencia. Este es el origen de la denominada *energía invisible* de la cascada.

Finalmente, los hadrones que sobreviven de las primeras interacciones, forman la componente hadrónica de la cascada, que continúan alimentando las componentes electromagnética y muónica mientras se propagan por la atmósfera. Si la cascada en lugar de ser iniciada por un hadrón es iniciada por un fotón o un electrón, la cascada será casi puramente electromagnética y prácticamente no tendrá componente hadrónica.

1.4.1. Desarrollo Longitudinal

La densidad atmosférica disminuye exponencialmente con la altura, de manera que el desarrollo de una cascada depende de su ángulo cenital y de la altura a la cual ocurre la primera interacción. Para estudiar cómo cambia el número de partículas mientras la cascada evoluciona (el *perfil de desarrollo longitudinal* de la cascada) es conveniente expresarlo en función de la cantidad de masa atravesada X en lugar de en función de la altura. Utilizar esta variable permite comparar más fácilmente cascadas con geometrías diferentes.

La cantidad de masa atravesada por la cascada hasta una altura z sobre el nivel del mar o *profundidad atmosférica* puede expresarse como

$$X(z) = \int_z^{\infty} \rho(z') \frac{dz'}{\cos \theta} \quad (1.3)$$

donde $\rho(z')$ es la función que describe la densidad atmosférica y θ es el ángulo cenital de arribo del rayo cósmico primario. El perfil de densidad atmosférico puede medirse utilizando globos meteorológicos y es usual utilizar un modelo isotérmico en capas para parametrizarlo [51],[52],[53].

El desarrollo longitudinal del número de partículas electromagnéticas puede ser parametrizado con la función de Gaisser-Hillas [54]:

$$f_{GH}(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max} - X}{\lambda}}, \quad (1.4)$$

donde en este caso X_{max} es la profundidad atmosférica a la que se da el mayor número de partículas, N_{max} el número de partículas en el máximo, X_0 está asociado a la profundidad de la primera interacción y λ es la *longitud de interacción*, asociada con el camino libre medio efectivo de las partículas.

La forma general del desarrollo longitudinal puede verse en la figura 1.7. A una energía determinada las cascadas generadas por un protón tienen su máximo a una profundidad mayor y con mayores fluctuaciones que las cascadas generadas por un núcleo de hierro. Esta diferencia puede utilizarse para identificar la masa promedio de los rayos cósmicos a partir de la profundidad y las fluctuaciones del parámetro X_{max} .

El valor de X_{max} depende también de la energía. Cuanto más energética es una cascada, mayor será el valor de X_{max} . Un modelo sencillo del desarrollo de cascadas [55] establece que para un primario hadrónico de masa A

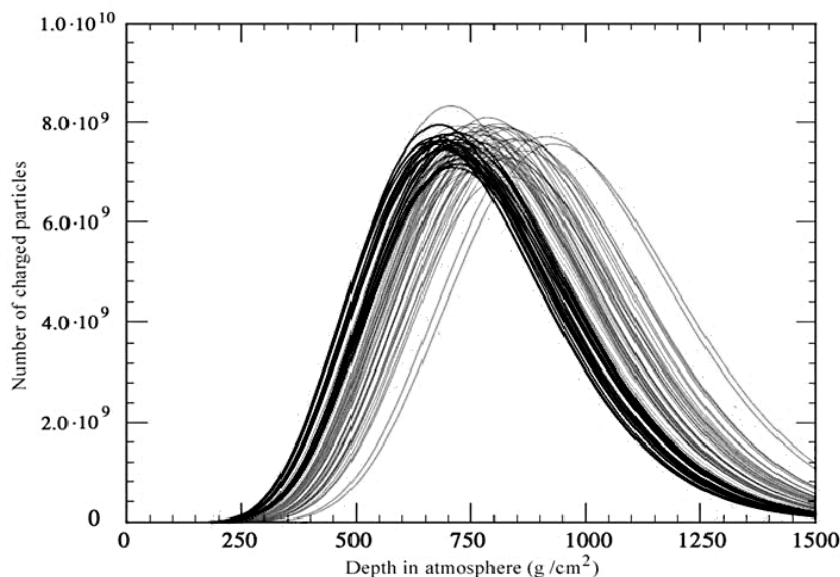


Figura 1.7: *Perfiles de desarrollo longitudinal de cascadas simuladas iniciadas por protones (gris) y hierros (negro) de 10 EeV. Tomado de [56].*

$$\langle X_{max} \rangle = \lambda \log E/AE_c \quad (1.5)$$

donde E_c es la energía crítica por debajo de la cual las partículas electromagnéticas dejan de hacer crecer la cascada. Esta ecuación muestra explícitamente que el cambio de X_{max} con la energía, conocido como tasa de elongación (*elongation rate*), depende de la masa del primario, por lo que también puede utilizarse para discriminar la composición promedio de los rayos cósmicos.

1.4.2. Desarrollo Lateral

Luego de la primera interacción, la mayoría de las partículas de alta energía permanecen colimadas a lo largo del *eje de la cascada* y conforman el *núcleo* de la misma. Durante cualquiera de las interacciones que tienen lugar en el desarrollo de la cascada, los subproductos pueden adquirir una cantidad moderada de momento transversal de manera que, al llegar al nivel del suelo, el núcleo de la cascada tiene cierta extensión lateral, del orden de varias decenas de metros. El radio que contiene el 90 % de la energía de la cascada recibe el nombre de radio de Molière, r_M .

Debido a la contribución extra de la dispersión de Coulomb, los fotones de baja energía, los electrones y los muones pueden adquirir una cantidad importante de momento transversal, extendiéndose lejos del eje de la cascada y formando un halo que puede detectarse a varios kilómetros del núcleo de la cascada. La existencia de este halo es, en gran medida, lo que permite la detección de cascadas con arreglos de detectores de partículas separados por varias centenas de metros en la superficie terrestre.

La distribución lateral de las partículas tiene simetría radial con respecto al eje de

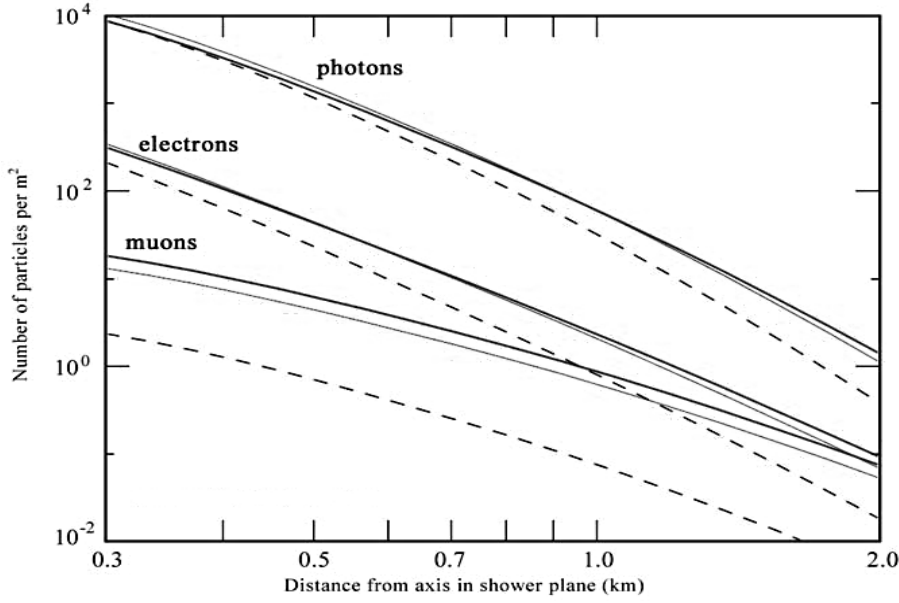


Figura 1.8: Simulación de la distribución lateral promedio de fotones, electrones y muones en cascadas de 10 EeV. Las líneas grises indican las cascadas iniciadas por protones; las líneas negras, las iniciadas por núcleos de hierro; y las líneas punteadas, las iniciadas por fotones. Tomado de [56].

la cascada y decrece con la distancia al mismo, con una escala dada por r_M . Como la dispersión de Coulomb que sufre la componente electromagnética es la principal responsable de esta distribución, puede utilizarse la función de Nishimura-Kamata-Greisen (NKG) [57, 58] para parametrizarla:

$$\rho(r) \propto \left(\frac{r}{r_M}\right)^{(s-\alpha)} \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{(s-\beta)} \quad (1.6)$$

donde los parámetros α y β deben ser ajustados utilizando simulaciones, y s es la denominada *edad* de la cascada, definida como:

$$s = \frac{3X}{(X + 2X_{max})} \quad (1.7)$$

y que introduce en la función de NKG la dependencia con la profundidad atmosférica y la energía del primario (por X_{max}). En la figura 1.8 puede verse un ejemplo de la distribución lateral para cascadas de 10 EeV a nivel del suelo para distintos primarios. Esta distribución puede ser medida con detectores de superficie, y a partir de ella puede determinarse la energía del primario. Como la dependencia de los parámetros de la distribución con la energía son determinados con simulaciones, el valor obtenido por este método dependerá del modelo hadrónico empleado.

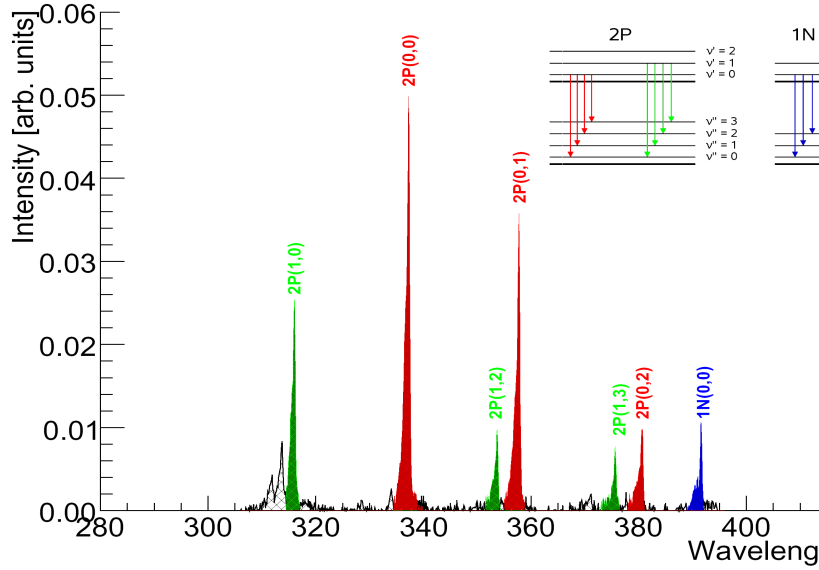


Figura 1.9: *Espectro de emisi3n de fluorescencia del nitr3geno entre 300 y 400 nm, en aire seco a 1030 hPa. Adaptado de [61]*

1.4.3. Emisi3n de Fluorescencia

Las mol3culas de Nitr3geno (N_2 y N_2^+) excitadas por el pasaje de las part3culas cargadas de la cascada emiten isotr3picamente luz de fluorescencia por desexcitaci3n espont3nea. Las l3neas principales de esta emisi3n son las correspondientes a las bandas 2P del N_2 y a la banda 1N del N_2^+ , que tienen longitudes de onda entre 300 y 400 nm y son responsables del 85 % de la emisi3n total, como puede verse en la figura 1.9.

La desexcitaci3n por fluorescencia compite con aquella producida por las colisiones con las mol3culas de Ox3geno (O_2). Esto provoca una dependencia del n3mero de fotones de longitud de onda λ emitidos por unidad de energ3a depositada (la *tasa de emisi3n de fluorescencia*, Y_λ^f) con la densidad del aire ρ y la temperatura T:

$$Y_\lambda^f = \frac{1}{(dE/dX)_{E_0^e}} \cdot \frac{A_\lambda}{1 + \rho B_\lambda \sqrt{T}} \quad (1.8)$$

donde A_λ y B_λ son constantes determinadas experimentalmente. $(dE/dX)_{E_0^e \text{ MeV}}$ es el dep3sito de energ3a por unidad de masa atravesada de electrones con una energ3a de referencia E^0 , que en general es del orden de 1 MeV. La eficiencia del proceso de fluorescencia es muy baja, por lo que las cascadas son muy tenues. Se emite apenas el 0,05 % de la energ3a depositada por las part3culas en el aire, dando un promedio de 4 fotones por metro de atm3sfera atravesado por el electr3n.

1.4.4. Emisi3n Cherenkov

Al viajar a una velocidad mayor a la de la luz en el aire, las part3culas de la cascada emiten luz por efecto Cherenkov [62]. Esta emisi3n est3 concentrada en la direcci3n de

movimiento de la partícula por lo que en la cascada se forma un haz de luz a lo largo de su eje que acompaña el frente de partículas. La luz Cherenkov puede ser dispersada por la atmósfera y llegar a los detectores de fluorescencia, para los que representa la principal fuente de contaminación en la señal.

La energía umbral E_t para la emisión Cherenkov de una partícula de masa m que viaja a velocidad $\beta = v/c$ en un medio con índice de refracción n es

$$E_t = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - 1/n^2}} \quad (1.9)$$

y la emisión ocurre a un ángulo

$$\theta = \arccos \frac{1}{\beta n} \quad (1.10)$$

con respecto a la dirección de movimiento de la partícula.

En una cascada, la dispersión angular de la emisión Cherenkov estará determinada por la distribución angular de las direcciones de movimiento de las partículas cargadas, en particular los electrones que son las partículas más numerosas. El número de fotones emitido a un ángulo θ dentro de un ángulo sólido $d\Omega$ (en la región de $\theta < 30^\circ$) puede ser descripto aproximadamente con:

$$\frac{d^2 N_\gamma^\lambda}{dl d\Omega} = \frac{dN_\gamma^\lambda}{dl} \frac{e^{-\theta/\theta_0}}{2\pi \sin \theta} \quad (1.11)$$

donde $\theta_0 [^\circ] \simeq 0,83 E_t^{-0,67} [\text{MeV}]$ es un ángulo característico, que depende de la energía umbral y $\frac{dN_\gamma^\lambda}{dl}$ es el número de fotones emitidos en la cascada por unidad de longitud.

1.5. Detección

El flujo de los EECR más energéticos es de unos pocos eventos por kilómetro cuadrado por siglo, volviendo impráctica su detección directa con dispositivos de montados en satélites o globos. Aún teniendo la paciencia necesaria, la cantidad de masa que deberían tener los calorímetros o espectrómetros necesarios para determinar energías de esos órdenes es demasiado grande para ser transportado por un globo o un vehículo lanzador. Cualquier medición de los EECR que quiera realizarse depende, por lo tanto, de la determinación de las propiedades de las cascadas que éstos generan.

1.5.1. El Método de Superficie

El uso de detectores de superficie es el método más común para medir cascadas de partículas desde que Pierre Auger desarrolló la técnica en 1938. Los modernos detectores de superficie para EECR están formados por arreglos de cientos de estaciones con detectores de radiación compuestos por un medio material (agua o plástico centellador), fotodetectores y un sistema de adquisición de datos. La radiación que atraviesa el detector genera un pulso de luz que es función del número y tipo de partículas que lo atravesaron.

El arribo de una cascada es delatado por el disparo simultáneo de varias estaciones y la dirección de arribo de la cascada puede determinarse a partir del tiempo de disparo relativo en cada estación. La densidad de partículas a nivel del suelo puede asociarse con la energía del primario por medio de simulaciones. Sin embargo, esto introduce una importante incerteza sistemática debido a la dependencia de la simulación con el modelo hadrónico utilizado.

La distancia existente entre las estaciones del detector de superficie determina el límite inferior de energía del rayo cósmico que puede detectarse. Cuanto mayor es la separación, mayor debe ser la energía del primario para que la cascada generada deje señal en varias estaciones y dispare el detector.

La profundidad atmosférica del lugar donde el detector de superficie se encuentra también influye sobre la eficiencia de detección. El sitio debe ser elegido de manera que la mayoría de las cascadas se encuentren en su punto de máximo desarrollo al llegar al suelo.

La principal ventaja de los detectores de superficie es que pueden operar con un ciclo útil de casi el 100 %, y prácticamente no son afectados por las condiciones atmosféricas, permitiendo la recolección de un número mayor de eventos.

1.5.2. El Método de Fluorescencia

Los detectores de fluorescencia miden la luz emitida por las moléculas de nitrógeno excitadas por el pasaje de la cascada de partículas generada por el rayo cósmico. Generalmente, están diseñados como un arreglo de telescopios ultravioleta de gran campo de visión, compuestos por una gran apertura, un espejo primario fijo y una cámara formada por un conjunto de fotomultiplicadores sensibles al UV, con un filtro en la apertura o delante de la cámara para disminuir el ruido de fondo. La cascada es detectada cuando varios píxeles adyacentes en la cámara tienen señal, y el eje de la cascada es determinado a partir de la correlación temporal de las señales en cada uno de los fotomultiplicadores que participan del evento.

La cantidad de luz de fluorescencia es proporcional a la energía depositada por las partículas electromagnéticas de la cascada, y es emitida isotrópicamente instantes después del pasaje de las mismas. A partir del número de fotones recibidos en el telescopio puede calcularse el número total de fotones emitidos en la cascada en función del tiempo y así determinar el perfil de desarrollo longitudinal de la cascada. La integral de este perfil permite obtener la energía total depositada y a partir de ésta puede calcularse la energía total del rayo cósmico que originó la cascada.

La incerteza sistemática más importante de la técnica de fluorescencia es la determinación experimental de la tasa de emisión de fluorescencia introducida en la sección 1.4.3. Las medidas comúnmente utilizadas de esta magnitud tienen una incerteza del 14 %, aunque existen varios experimentos que intentan mejorar la precisión de esta determinación [63]. Otra fuente importante de incerteza es la caracterización de las propiedades ópticas de la atmósfera, que atenúa la cantidad de luz recibida en el telescopio, y la calibración absoluta de la respuesta de la cámara. En los experimentos modernos, la incerteza sistemática total en la determinación de la energía del primario es del orden del 25 %.

Si bien el método de fluorescencia provee una medida calorimétrica de la energía del primario, vimos que no toda la energía es depositada por la componente electromagnética ya que un porcentaje importante de la energía es transportado por los neutrinos y muones que llegan al suelo sin producir ionización. Esta porción de energía debe ser calculada utilizando simulaciones e introduce una fuente adicional de incertezas sistemáticas junto con una pequeña dependencia con los modelos hadrónicos utilizados.

El detector de fluorescencia sólo puede ser utilizado durante las noches claras y con escasa presencia lunar. Esto limita considerablemente el tiempo de uso útil del detector, reduciéndolo a aproximadamente el 10%. Este es el costo que debe pagarse para tener una determinación directa de la energía del primario.

1.5.3. El Método Híbrido

Si un detector de superficie y un detector de fluorescencia se construyen en el mismo sitio, las cascadas pueden ser detectadas por ambas técnicas en simultáneo de manera que la información recopilada por cada una de ellas puede combinarse para aumentar la precisión de las medidas. Un esquema del concepto de detección híbrida puede verse en el lado derecho de la figura 1.6, de la página 16.

Como en general el método de fluorescencia tiene una sensibilidad mayor al de superficie, el detector de fluorescencia puede utilizarse para forzar el disparo del detector de superficie, bajando el límite de detección del mismo. Por otro lado, es posible utilizar el tiempo de arribo de la cascada al suelo determinado por las estaciones de superficie para aumentar la precisión con la que el detector de fluorescencia determina la geometría del eje de la cascada.

En eventos que son detectados y reconstruidos por ambos métodos, la energía medida con el método de fluorescencia puede utilizarse para calibrar la respuesta del detector de superficie. De esta manera, la energía determinada con el detector de superficie ya no depende de simulaciones Monte Carlo y puede aprovecharse la gran apertura y el elevado ciclo útil de este detector para determinar el espectro de los rayos cósmicos de energía extrema con suficiente estadística.

1.5.4. El Método de Radio

Al propagarse en el campo magnético terrestre, las partículas cargadas de la cascada producen ondas de radio. La detección de pulsos en el rango de 100 a 200 Mhz asociados a cascadas iniciadas por rayos cósmicos fue demostrada por primera vez por Jelley en 1965 [59], aunque el método no llegó a desarrollarse debido a los desafíos tecnológicos que presentaba. En los últimos años, los avances producidos en la detección y digitalización de señales de radio ha reactivado el interés por esta técnica, que promete ser la base de la próxima generación de detectores de rayos cósmicos.

Una de las mayores ventajas de esta técnica de detección, es que las ondas de radio no son absorbidas ni desviadas a su paso por la atmósfera, eliminando una de las fuentes de errores sistemáticos más importante de la técnica de fluorescencia. La amplitud de la señal permite determinar la energía del primario, y la forma y duración del pulso es sensible al desarrollo longitudinal de la cascada, de manera que la técnica permite

obtener los mismos par3metros que la t3cnica de fluorescencia, pero con un ciclo 3til de casi el 100 %, como la t3cnica de superficie.

La t3cnica de radio ya est3 siendo utilizada en LOFAR [60], un experimento que cuenta con 100 estaciones con antenas dipolares distribuidas en un 3rea circular de cerca de 800 km de di3metro. Se espera que LOFAR sea capaz de detectar 1 evento de 10^{20} eV por a3o. Otros experimentos est3n incorporando la t3cnica para complementar los detectores ya existentes, como KASCADE, IceCube y el Observatorio Pierre Auger [64], que planea instalar un arreglo que cubrir3 20 km² y detectar3 unos 5000 eventos por a3o entre $10^{17,4}$ y $10^{18,7}$ eV.

Referencias

Gran parte de los detalles técnicos de los estudios realizados en la Colaboración Pierre Auger son publicados como notas internas (Auger Technical Notes - GAP), y algunas las más recientes son de acceso restringido.

Las notas públicas pueden obtenerse en el sitio web www.auger.org/admin-cgi-bin/woda/gap_notes.pl

- [1] V.F. Hess 1912 *Phys. Zeits.*, **13**, p. 1084.
- [2] P. Auger et al. 1939 *Rev. Mod. Phys.*, **11**, p. 288.
- [3] J. Linsley 1963. *Phys. Rev. Lett*, **10**, p. 146.
- [4] T. Hara et al. 1970 *Acta Phys. Acad. Sci. Hung.*, **29**, p. 361.
- [5] N. Chiba et al. [AGASA Collaboration] 1992 *Nuc. Inst. Meth.*, **A311**, p. 338.
- [6] T. Abu-Zayyad et al. [HiRes Collaboration] 2000 *Nuc. Inst. Meth.*, **A450**, p. 253.
- [7] M. Berezhinsky et al. 1997 *Phys. Rev. Lett.*, **79**.
- [8] P. Bhattacharjee 2000 *Phys. Rep.*, **327**, p. 109.
- [9] T. J. Weiler 1999 *Astroparticle Physics*, **11**, p. 303.
- [10] The Pierre Auger Collaboration 2007 *Proc. 30th ICRC (Mérida)*.
- [11] HiRes Collaboration 2007 *Proc. 30th ICRC (Mérida)*.
- [12] R. Aloisio et al. 2004 *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, **136**, p. 319.
- [13] P. Bhattacharjee y G. Sigl 2000 *Phys. Rept.*, **327**, p. 109.
- [14] E. Fermi 1949 *Phys. Rev.*, **75**, p. 1169.
- [15] R. J. Protheroe 1999 *Acceleration and interaction of ultra high energy cosmic rays. Topics in Cosmic-Ray astrophysics* **M. A. Duvernois, ed.**
- [16] A. M. Hillas 1984 *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**, p. 425.
- [17] C. De Donato 2008 *A phenomenological approach to the study of the cosmic ray galactic-extragalactic transition. PhD. Thesis*, Università degli studi di Milano.
- [18] David Thomas for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [19] R. J. Protheroe y A. P. Szabo 1992 *Phys. Rev. Lett.*, **69**, p. 2885.
- [20] E. Waxman and J. Miralda-Escude 1996 *Astrophys. J.*, **472**.
- [21] S. Lee et al. 1995 *Astrophysical Journal*, **455**.
- [22] J. W. Cronin 2005 *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **138**, p. 465.
- [23] K. Greisen 1966 *Phys. Rev. Lett.*, **16**, p. 748.
- [24] F. A. Aharonian y J. W. Cronin 1994 *Phys. Rev. D*, **50**, p. 1892.
- [25] Z. T. Zatsepin y V. A. Kuzmin 1966 *JETP Lett.*, **4**, p. 78.
- [26] M. Ave et al. 2004 *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **136**, p. 159.
- [27] J. W. Cronin 2005 *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **138**, p. 465.
- [28] M. Amenomori, et al. [Tibet AS γ Collaboration] 2008 *Astrophysical Journal*, **678** p. 1165.
- [29] T. Antoni et al. [KASCADE Collaboration] 2005 *Astroparticle Physics*, **24**, p. 1.
- [30] A. Haungs et al. [KASCADE-Grande Collaboration] 2008 *Proc. XV ISVHECRI*

- [31] M. Nagano et al. 1992 *Journal of Physics G (Nuclear Physics)*, **18**, p. 423.
- [32] M. Takeda et al. 2003 *Astroparticle Physics*, **19**, p. 447.
- [33] R. U. Abbasi et al. 2008 *Physical Review Letters*, **100**, p. 101101.
- [34] J. Abraham et al. [Pierre Auger Collaboration] 2008 *Physical Review Letters*, **101**, p. 061101.
- [35] J. R. Hörandel 2007 *Mod. Phys. Lett. A*, **22**, p. 1533.
- [36] A. D. Erlykin y A. W. Wolfendale 2002 *Astropart. Phys.*, **18**, p. 151.
- [37] J. R. Hörandel. 2004 *Astroparticle Physics*, **21**, p. 241.
- [38] D. J. Bird et al. 1993 *Physical Review Letters*, **71** p. 3401.
- [39] M. Nagano et al. 1992 *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, **18**, p. 423.
- [40] Takeda et al. 2003 *Astroparticle Physics*, **19**, p. 447.
- [41] A.A. Ivanov et al. 2003 *Nucl. Phys. B*, **122**, p. 226.
- [42] T. Abu-Zayyad et al. 2001 *Astrophys. J.*, **557**, p.686.
- [43] M. Ave et al. 2001 *Proc. 27th ICRC (Hamburg)*, **I** p. 381.
- [44] A. Hillas. 2006 *Conf. on Cosmology, Galaxy Formation and Astro-Particle Physics on the Pathway to the SKA, Oxford, England*.
- [45] D. De Marco and T. Stanev 2005 *Phys. Rev. D*, **72**.
- [46] V. Berezhinsky 2007 *Proc. 30th ICRC (Mérida)*.
- [47] V. Berezhinsky et al. 2006 *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)*, **151**, p.497.
- [48] D. Allard et al. 2007 *Astropart. Phys.*, **27**, p. 61.
- [49] C. De Donato and G. A. Medina-Tanco 2008 *arXiv:0807.4510*.
- [50] V. S. Berezhinsky and S. I. Grigoreva 1988 *Astron. Astrophys.*, **199**, p. 1.
- [51] US-Standard Atmosphere 1976, NASA-TM-X-74335 (1976)
- [52] J. Blümer et al. 2005 *29th ICRC (Pune)*, **7**,p. 123.
- [53] J.C Moreno, S. C. Sciutto y M.J. Tueros 2007 *Auger Tech. Note*, **GAP-2007-082**.
- [54] T. K. Gaisser and A. M. Hillas 1977 *Proc. 15th ICRC (Plovdiv)*, **8**, p. 353.
- [55] T.K.Gaisser 1990 *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press
- [56] J.W.Cronin 2005 *Nucl. Phys. B*, **138**, p. 465.
- [57] K. Kamata and J. Nishimura 1956 *Prog. Theoret. Phys. Suppl.*, **6**, p. 93.
- [58] K. Greisen 1956 *Progress in Cosmic Ray Physics*, **3**.
- [59] J.V. Jelley et al. 1965 *Nature*, **205**, p. 327.
- [60] H. Falcke y P. Gorham 2003 *Astroparticle Physics*, **19**, p. 477.
- [61] T. Waldenmaier et al. 2007 *ArXiv e-prints*, arXiv:astro-ph/0709.1494
- [62] R. M. Baltrusaitis et al. 1985 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A240**, p. 410.
- [63] M. Ave et al. 2008 *Nucl. Instrum. Meth.*, textbfA597, p. 46.
- [64] The AERA group 2009 *Auger Tech. Note*, **GAP-2009-172**.

Capítulo 2

El Observatorio Pierre Auger

Es una diáfana noche de verano en Papa Amarilla, una extensa meseta al pie de Los Andes cerca de Malargüe, en la provincia de Mendoza. Muy alto, cerca de los lindes de la atmósfera, un núcleo atómico proveniente de otra galaxia se estrella contra una molécula del aire. La colisión es tan épica como el impacto que acabó con los dinosaurios, pero en una versión microscópica. Súbitamente se genera una cascada que crece hasta que cientos de miles de millones de partículas subatómicas se encuentran atravesando la atmósfera casi a la velocidad de la luz, generando a su paso un débil resplandor azulado. Las partículas que sobreviven el viaje logran alcanzar el suelo, y algunas de ellas continúan hasta perderse en las profundidades de la corteza terrestre. El efecto es como el de un flash que atraviesa el cielo, demasiado débil y demasiado rápido como para ser percibido por los ojos humanos. Sin embargo, los instrumentos del Observatorio Pierre Auger lo han detectado y los científicos que tomaban café en el centro de control pueden ver la traza de luz formarse en la pantalla de sus computadoras. Los rayos cósmicos de energía tan alta no son comunes en la naturaleza, y la excitación que el evento genera puede verse en sus rostros. Más tarde irán al bar para celebrar. Uno de ellos envía la noticia a sus colegas, y la información se propaga por una veintena de países alrededor del mundo. ¿Qué podrá decirnos este pequeño mensajero del cosmos sobre las cosas que ha visto, los lugares que ha visitado?

Patrik Young, versión libre

Esta Tesis es en parte producto del programa de doctorado que instrumenta la contraparte argentina de la Colaboración Pierre Auger a través de las becas doctorales de la fundación Universidad Nacional de Cuyo del cual fui becario. Como tal, soy miembro de la Colaboración desde 2004 y soy coautor de los trabajos presentados por la misma desde 2005, incluyendo los que se mencionarán en la sección 2.4.

La Colaboración Pierre Auger [1] es un esfuerzo internacional que gestiona la construcción de un observatorio homónimo dedicado a la detección de rayos cósmicos de muy alta energía, con el objetivo de determinar su origen, composición y espectro de energía con una estadística y precisión sin precedentes.

El observatorio contará con dos emplazamientos, uno en cada hemisferio, para proporcionar una cobertura completa del cielo. El emplazamiento del hemisferio sur se terminó de construir en 2008 en Malargüe, provincia de Mendoza, Argentina y abarca una superficie de 3.000 km², mientras que el del hemisferio norte comenzará a ser construido a partir de 2012 en Lamar, estado de Colorado, EE.UU y abarcará una superficie de 20.000 km².

El Observatorio Pierre Auger fue diseñado combinando dos técnicas complementarias: una matriz de detectores de partículas que denominaremos *detector de superficie* o por brevedad SD y una serie de telescopios de fluorescencia que denominaremos *detector de fluorescencia* o por brevedad FD. Los detectores del SD determinan la distribución lateral de partículas a nivel del suelo de la cascada generada por el rayo cósmico, mientras

que los telescopios del FD detectan la débil luz de fluorescencia que emite la cascada en su paso por la atmósfera, registrando su desarrollo longitudinal. Este concepto de detección simultánea, que llamaremos *detección híbrida*, permite cotejar los resultados obtenidos con dos técnicas independientes y así conocer y controlar los errores sistemáticos.

La detección híbrida también permite combinar los datos recogidos con cada método para obtener medidas más precisas. El observatorio está diseñado de forma tal que la mayor parte de las cascadas detectadas por el FD sean a la vez detectadas por el SD, de manera que el tiempo de arribo a los detectores de partículas pueda utilizarse para ajustar la determinación de la dirección de arribo del rayo cósmico con una precisión de unas décimas de grado.

El FD sólo puede ser utilizado en noches claras de baja presencia lunar por lo que tiene un ciclo útil de sólo el 10 %, pero sus datos pueden utilizarse para calibrar la escala de energía del SD. Esto permite aprovechar la gran área de detección del SD y su ciclo útil de casi el 100 % para determinar el espectro de los rayos cósmicos con alta estadística y sin dependencias con los modelos hadrónicos.

A lo largo de esta Tesis hablaremos de los sistemas y los datos generados en el Observatorio Pierre Auger Sur. En este capítulo daremos una somera descripción del detector de superficie y profundizaremos en la descripción del detector de fluorescencia, que es el sistema de mayor interés en esta Tesis. Una descripción más detallada del SD puede encontrarse en [2].

2.1. El Detector de Superficie

El detector de superficie del Observatorio Pierre Auger Sur con 1.600 detectores de partículas por radiación Cherenkov en agua (*estaciones SD*), que cubren una superficie de 3.000 km² en un arreglo triangular con un espaciamiento de 1,5 km, para cubrir la máxima superficie posible con una eficiencia de detección del 100 % por encima de 2 EeV ($10^{18,3}$ eV) (Figura 2.1).

2.1.1. La Estación del Detector de Superficie

Cada estación SD está compuesta por un tanque de polietileno de 3,6 m de diámetro y 1,55 m de altura, con 12.000 litros de agua ultra pura en su interior (Figura 2.2). El agua es contenida dentro del tanque por el *liner*, una bolsa plástica negra de 1,2 m de altura laminada de su lado interior con *Tyvek*, un material reflectivo que difunde la luz Cherenkov que emiten las partículas cargadas que penetran en el tanque. El *liner* cumple la función adicional de impedir filtraciones y mantener la pureza química y bacteriológica del agua.

Los tanques están instrumentados con tres tubos fotomultiplicadores (*PMTs*) Photonis XP1805 [3] ubicados simétricamente a 1,2 m del centro en la parte superior del tanque. Los PMTs reciben la luz producida dentro del tanque a través de ventanas plásticas colocadas *ad-hoc* en el *liner* y están conectados a una unidad de conversión analógico digital rápida (*Flash Analogic-Digital Converter - FADC*) de 10 bits que toma muestras de la señal cada 25 ns (40 Mhz) [4].

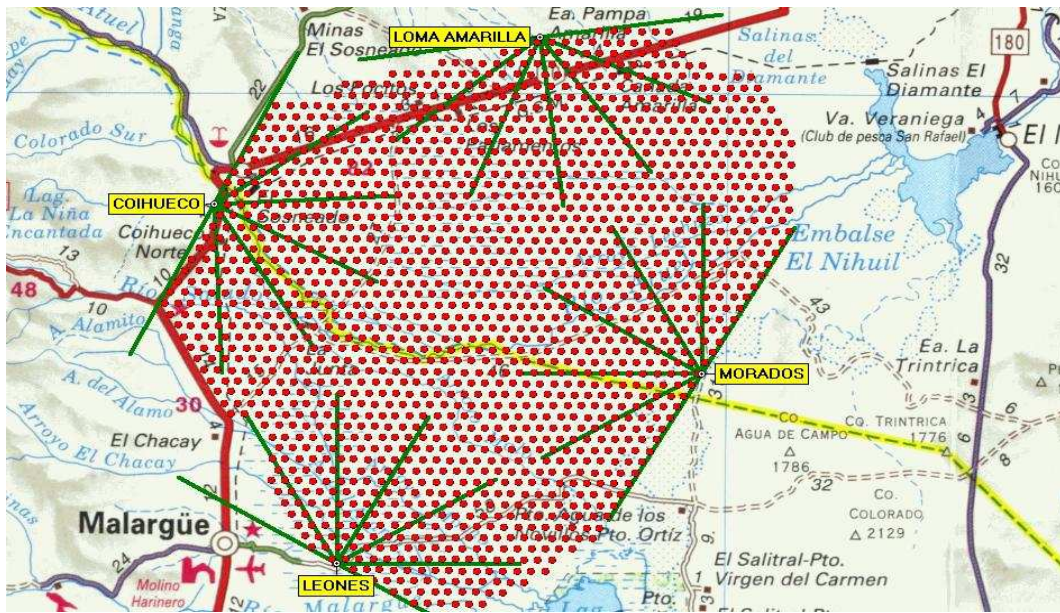


Figura 2.1: Disposición de las estaciones de superficie y los edificios de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger Sur, ubicado a $35,3^\circ$ latitud Sur y $69,0^\circ$ de longitud Oeste con una altitud promedio de 1.400 m sobre el nivel del mar, en las inmediaciones de la ciudad de Malargüe en la provincia de Mendoza, Argentina.

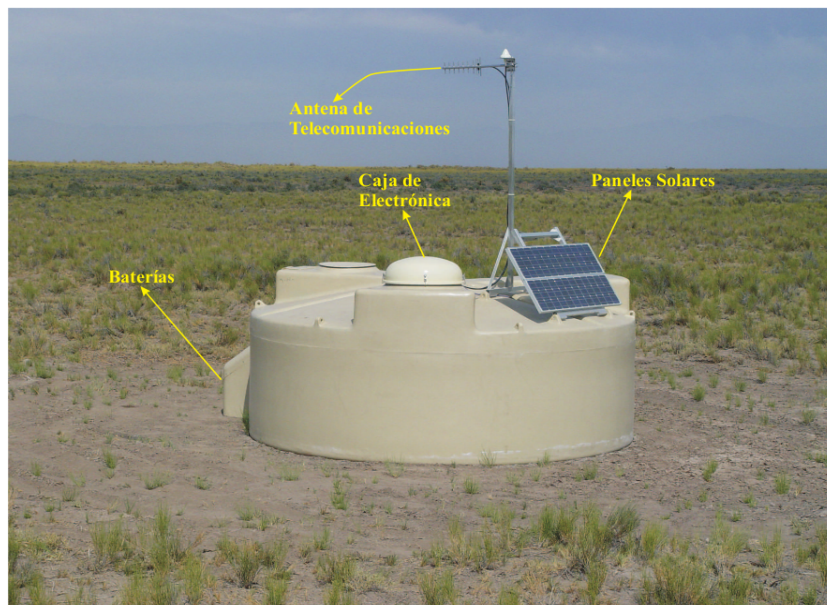


Figura 2.2: Fotografía de una estación de superficie del Observatorio Pierre Auger Sur, con indicaciones sobre sus componentes externos.

Las señales en cada PMT son tomadas del ánodo y del último dinodo. La señal del último dinodo es amplificada 32 veces para aumentar el rango dinámico, y la señal del ánodo es digitalizada sin amplificación para ser utilizada cuando el tanque se encuentra muy cerca del núcleo de la cascada.

La electrónica de la estación es alimentada por dos baterías de 12 V que son recargadas con 2 paneles solares de 60 W cada uno. La sincronización temporal es realizada con una unidad de posicionamiento global comercial (GPS) con una resolución de 8 ns [5, 6]. Toda la información relevante, incluyendo información de estado y diagnóstico, es transmitida por radiofrecuencia a antenas colectoras colocadas en cada uno de los edificios de fluorescencia, desde donde son retransmitidos por un enlace de microondas hacia el sistema central de adquisición de datos (*Central Data Acquisition System - CDAS*) ubicado en el edificio principal del observatorio en la ciudad de Malargüe.

2.1.2. Calibración de la Estación de Superficie

Para darle sentido físico a las señales digitalizadas en la estación SD es necesario realizar una calibración de manera de poder luego comparar las señales de las diferentes estaciones entre sí. Debido al gran número de estaciones SD y a lo remoto de su ubicación, es imprescindible que el proceso de calibración sea automático. A estos efectos, se utiliza como patrón la señal de fondo de los muones atmosféricos. Una descripción detallada del procedimiento de calibración se da en [7, 8, 9].

La unidad de medida elegida para expresar la señal recolectada por una estación SD es el muón vertical equivalente (*Vertical Equivalent Muon - VEM*), que corresponde a la señal que deja un muón que atraviesa verticalmente el tanque por su centro. Dado que es imposible distinguir la dirección de arribo de los muones, una estación de referencia fue equipada con un centellador arriba y otro abajo para discriminar los muones que inciden verticalmente utilizando las coincidencias entre los centelladores.

Cuando se acumula en un histograma la integral de la señal (la carga depositada) en los PMTs durante un intervalo de tiempo, se desarrolla un patrón como el de la figura 2.3. El máximo inicial es un efecto del algoritmo de disparo, y el máximo secundario es generado por los muones verticales, discriminados en la figura en color gris. Esta característica de la señal permite entonces asociar la posición del máximo secundario con el valor del VEM.

La carga recolectada en los PMTs cuando el tanque es atravesado por una partícula depende de varios factores, entre ellos la pureza y el nivel del agua, la reflectividad del *Tyvek* y la respuesta de los PMTs. Sin embargo, la relación entre el VEM y la señal que dejan los muones que llegan de todas las direcciones es prácticamente independiente y puede ser utilizada como unidad de medida. El VEM es medido una vez por minuto en cada estación SD para monitorear las fluctuaciones de la respuesta de la estación con el tiempo o las fluctuaciones de la respuesta entre estaciones.

Los muones atmosféricos también se utilizan para establecer una unidad de referencia común a todas las estaciones para el nivel de disparo. Para esto, se confecciona un histograma con la amplitud de las señales (en lugar de la carga, que es su integral) como el que puede verse en el lado derecho de la figura 2.3. El valor de la amplitud correspondiente al máximo secundario, I_{VEM}^{peak} , también es producido por los muones verticales y es utilizado para establecer una condición de disparo uniforme en todo el

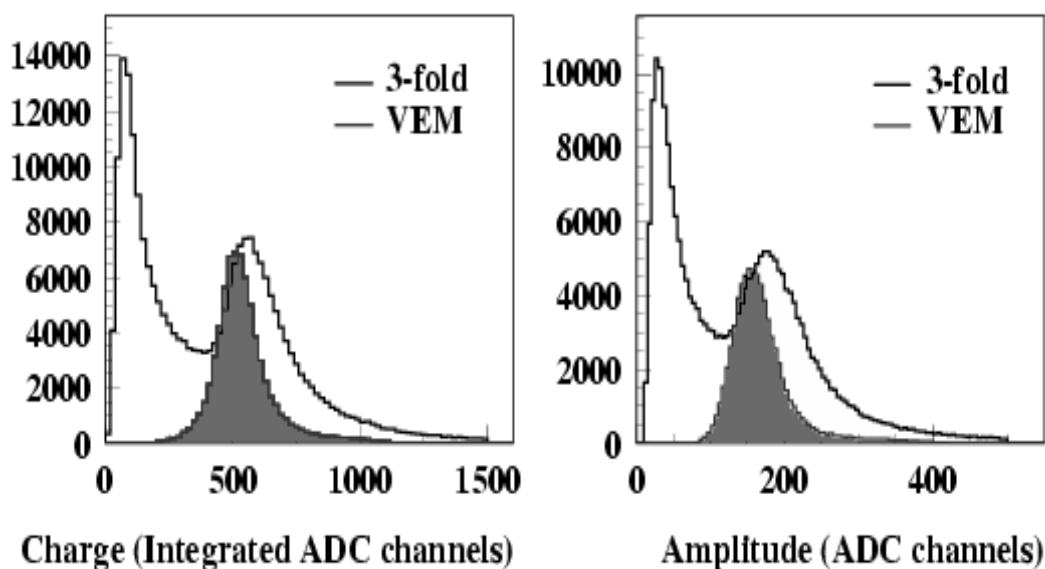


Figura 2.3: Ejemplo de los histogramas de carga acumulada y amplitud de señal utilizados para la calibración automática de las estaciones de superficie. El área sombreada corresponde a las señales depositadas por muones verticales que atraviesan el tanque por su centro. La posición del máximo secundario determina el valor del parámetro I_{VEM}^{peak} que es utilizado para ajustar el nivel de disparo de las estaciones

detector. La ganancia de los fotomultiplicadores se ajusta en forma dinámica, de manera que el I_{VEM}^{peak} corresponda aproximadamente al canal 50 del conversor analógico-digital.

2.1.3. Algoritmos de Disparo y Adquisición de Datos

La digitalización de las seis señales (dos por PMT) de una estación SD a 40 Mhz y 10 bits genera cerca de 300 MB por segundo de información. Con 1.600 estaciones, el detector de superficie genera cerca de 4,7 GB por segundo de información (el contenido de un DVD de capa simple). La transmisión y almacenamiento de toda esta información para su posterior análisis es técnicamente imposible por lo que las estaciones deben ser capaces de discernir entre las señales que pueden corresponder a una cascada de partículas y el ruido de fondo, provocado principalmente por muones atmosféricos y cascadas de muy baja energía.

Para evaluar qué señales corresponden (o tienen probabilidad de corresponder) a una cascada de partículas, se implementaron varios algoritmos que definen distintos niveles de disparo. Existen tres niveles de disparo *de bajo nivel* (T1, T2 y T3) que tienen lugar *en vivo* mientras el detector se encuentra tomando datos y son utilizados para decidir si un evento debe ser transmitido y almacenado. Sobre los datos almacenados se siguen luego dos niveles de disparo *de alto nivel* (T4 y T5) que tienen lugar *en diferido* y se utilizan para seleccionar los eventos de interés físico [10, 11].

El primer nivel de disparo (T1) identifica las señales que podrían ser relevantes para la reconstrucción de un evento. Está implementado en la electrónica de la estación SD

y tiene dos modos:

- T1 ToT (*Time over Threshold*, tiempo sobre el umbral): Requiere que la señal de al menos dos PMTs supere los $0,2 I_{VEM}^{peak}$ en al menos 13 intervalos temporales en un intervalo de $2 \mu s$. Este modo es muy eficiente para detectar señales débiles dispersas en el tiempo, típicas tanto de cascadas de alta energía cuando la estación se encuentra lejos del núcleo como de cascadas de baja energía. Este nivel de disparo tiene una frecuencia de aproximadamente 1,6 Hz.
- T1 SoT (*Signal over Threshold*, señal sobre el umbral): Requiere que la señal en los tres PMTs supere $1,75 I_{VEM}^{peak}$ en al menos un intervalo temporal. Este algoritmo es poco eficiente, con una frecuencia de disparo de 100 Hz, pero es imprescindible para identificar señales rápidas características de la componente muónica de cascadas muy inclinadas (por encima de 60° de cenit).

El segundo nivel de disparo (T2) también está implementado en la electrónica de la estación SD y selecciona las señales con T1 que, probablemente, provienen de cascadas atmosféricas. El algoritmo acepta todas las señales marcadas con T1 ToT (que son promovidas a T2 ToT) y todas las señales T1 SoT que exceden los $3,2 I_{VEM}^{peak}$ (promovidas a T2 SoT), reduciendo la frecuencia de disparo a 20 Hz. Cuando la estación identifica una señal T2, transmite al CDAS información con el tiempo exacto del evento, para que sea considerado en el siguiente nivel de disparo.

El nivel de disparo T3 está implementado en el CDAS e intenta identificar la compatibilidad espacio-temporal de los eventos T2 que recibe con una cascada atmosférica. Para cada T2 recibido, se toma una ventana de coincidencia temporal de $50 \mu s$ que recolecta todas las señales T2 y busca correlaciones espaciales entre ellas. Existen dos modos:

- El primer modo se aplica a los T2 ToT y requiere al menos dos estaciones más con T2 ToT. Al menos una de ellas debe estar entre uno de los seis primeros vecinos a la estación en la que se está probando el algoritmo y la restante debe estar entre los primeros o los segundos vecinos. Este modo es muy eficiente y el 90% de los eventos que lo disparan son cascadas reales.
- El segundo modo se aplica a ambos tipos de T2 y es más permisivo espacialmente pero requiere tres estaciones más con T2, uno entre los primeros vecinos, dos más entre los primeros o los segundos y el cuarto en cualquiera de los primeros, segundos, terceros o cuartos vecinos. Este modo posee una eficiencia muy baja (2%) pues es muy propenso a las coincidencias accidentales, pero es necesario para conservar las cascadas inclinadas.

Cuando un evento alcanza el nivel de disparo T3, la información de todas las estaciones con T1 que entran en la ventana temporal son almacenados de manera permanente en el CDAS, para ser procesados por las rutinas de disparo en diferido.

El primer nivel de disparo en diferido, denominado T4, identifica a las cascadas aplicando criterios físicos. Tiene también dos modos:

- El primer modo requiere tres estaciones con T2 ToT formando un triángulo de primeros vecinos. Esta configuración compacta está optimizada para eventos con ángulos cenitales menores a 60° y en el 99 % de los casos los candidatos son cascadas verdaderas. Sólo el 5 % de las cascadas por debajo de éste ángulo y con energía mayor a 2 EeV no cumplen con este criterio.
- El segundo modo fue implementado para recuperar las cascadas perdidas por el primer modo y seleccionar los eventos con ángulos mayores. Esta condición requiere una configuración compacta en la que una estación tiene al menos 3 de sus primeros vecinos con T2.

Una vez que se confirma la coincidencia espacial, un criterio final de compatibilidad temporal con un frente de cascada que se propaga a la velocidad de la luz es aplicado para remover las estaciones disparadas por coincidencias accidentales.

Finalmente, para asegurar la calidad de la reconstrucción existe un quinto nivel de disparo, T5, que requiere que todas las estaciones vecinas a la estación con mayor señal se encuentren en funcionamiento. Esto permite asegurar que el núcleo de la cascada quedó contenido dentro del arreglo SD y que una fracción significativa del frente de la cascada fue registrado. Sólo los eventos que alcanzan el nivel T5 son considerados para los análisis. Los eventos que alcanzan el nivel T5 y a la vez fueron detectados y reconstruidos por el detector de fluorescencia se denominan *eventos híbridos “dorados”*, y son los utilizados para la calibración en energía del SD.

2.2. El Detector de Fluorescencia

El detector de fluorescencia (FD) del Observatorio Pierre Auger Sur [12] fue construido para medir el flujo de luz emitido por las moléculas de nitrógeno excitadas por el pasaje de las cascadas de partículas. Su diseño permite detectar la cascada generada por cualquier rayo cósmico con una energía superior a los 10 EeV que llegue al suelo dentro del área cubierta por el detector de superficie en una noche clara y sin luna.

El FD está compuesto por cuatro *estaciones FD* como la que se muestra en la figura 2.4, ubicadas en la periferia del SD como puede verse en la figura 2.1. Cada estación recibe el nombre de la pequeña loma sobre la que se encuentra (Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla y Coihueco) y contiene seis telescopios que cubren distintos volúmenes de la atmósfera sobre el SD. Cada telescopio consta de una apertura, un espejo esférico y una cámara ubicada en el plano focal del espejo. Cada estación FD cuenta además con una serie de sistemas auxiliares de calibración y de caracterización atmosférica.

2.2.1. El Sistema Óptico

Cada telescopio tiene un campo visual (*Field of View - FoV*) de $28,6^\circ$ en elevación (de 2° a $30,6^\circ$) y 30° en azimut, de manera que los 6 telescopios cubren un arco de 180° . Para garantizar una buena calidad óptica sobre un FoV tan extenso se adoptó la configuración óptica de Schmidt [13] con la apertura definida por un diafragma circular centrado en el centro de curvatura del espejo esférico, como puede verse en la figura 2.5. Con esta configuración se elimina en gran medida la aberración de coma y el círculo de



Figura 2.4: Fotografía del edificio de la estación FD Los Leones, con una estación SD y la torre de comunicaciones.

menor confusión, que llamaremos “spot”, se vuelve casi independiente de la dirección de incidencia de la luz. La mayor desventaja de este diseño es que genera una superficie focal curva, lo que complica ligeramente el diseño de la cámara.

Apertura del diafragma

En el diseño original del FD la apertura del telescopio tenía 1,7 m de diámetro, brindando un área efectiva de colección de $1,5 \text{ m}^2$. En el diseño final se duplicó el área de colección [14] llevando el diámetro de la apertura de 1,7 a 2,2 m, por lo que fue necesario colocar un anillo de corrección con un radio interno de 0,85 m y un radio externo de 1,1 m fabricado con lentes transparentes al UV que corrige la aberración esférica introducida por el aumento en la apertura, manteniendo el tamaño del spot óptico con un radio angular de $0,25^\circ$ [15].

La apertura es protegida del sol y de las inclemencias climáticas por dos compuertas de apertura comandada por control remoto, llamados *shutters*. Los *shutters* se cierran automáticamente si la estación meteorológica ubicada en el edificio FD detecta precipitaciones o que la velocidad del viento supera cierto valor de seguridad.

El Filtro

Cubriendo la apertura del diafragma se encuentra un filtro que sólo deja pasar la luz UV confeccionado con láminas de vidrio M-UG6 de 3,25 mm de grosor [16]. El filtro transmite en la banda correspondiente a la emisión de fluorescencia en el ultra-violeta cercano entre 300 y 400 nm mientras que bloquea casi toda la luz visible, reduciendo el ruido de fondo en un factor 8 [17]. El filtro actúa además como barrera entre el telescopio y el ambiente, evitando el ingreso de agua o polvo.

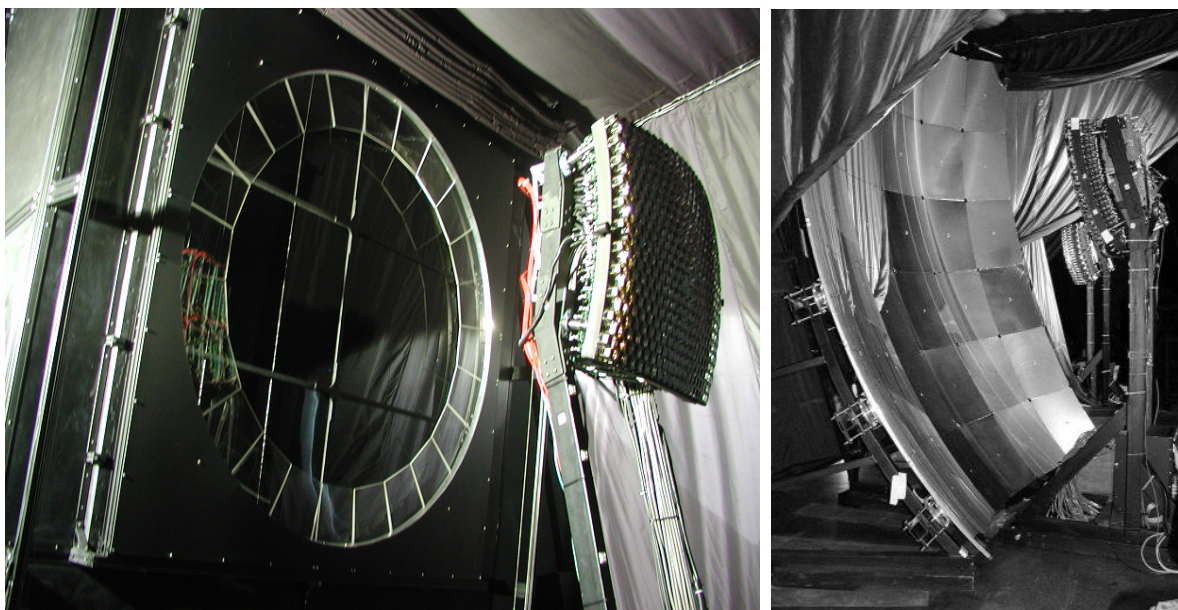


Figura 2.5: Fotografías de la cámara, la apertura y el espejo de un telescopio de fluorescencia. En la apertura puede apreciarse en detalle el anillo corrector y el filtro. Al costado de la cámara puede distinguirse la fuente de calibración B y al pie de la misma la caja con la electrónica de digitalización. Pueden apreciarse también los soportes regulables de los segmentos del espejo.

El Espejo

El espejo esférico de 3,4 metros de radio de curvatura concentra la luz en la cámara, ubicada sobre su plano focal como puede verse en la figura 2.5. Tiene forma cuadrada, de 3,8 m de lado y está compuesto por segmentos montados en soportes ajustables que permiten su alineación. En Los Leones y Los Morados, cada espejo está compuesto por 36 segmentos cuadrados de aluminio. En Coihueco y Loma Amarilla, cada espejo está compuesto por 60 segmentos hexagonales construidos en vidrio de alta calidad [17]. En ambos modelos, la reflectividad de los segmentos entre 300 y 400 nm es cercana al 90%.

2.2.2. La Cámara

La luz que llega a la apertura es enfocada por el espejo en una cámara esférica ubicada en su plano focal [18]. La cámara es un arreglo de 440 píxeles hexagonales ordenados en 22 filas y 20 columnas. Cada pixel cubre un radio angular de $0,75^\circ$ (3 veces el tamaño del spot óptico) y está instrumentado con un tubo fotomultiplicador Photonis XP3062 de fotocátodo hexagonal (que notaremos pmt en minúscula, para diferenciarlo de los de la estación SD).

Para garantizar una transición continua de la señal registrada cuando la imagen se desplaza entre 2 píxeles contiguos, cada pmt está rodeado por un juego hexagonal de superficies reflectantes plásticas ubicadas en los vértices donde se unen tres píxeles y

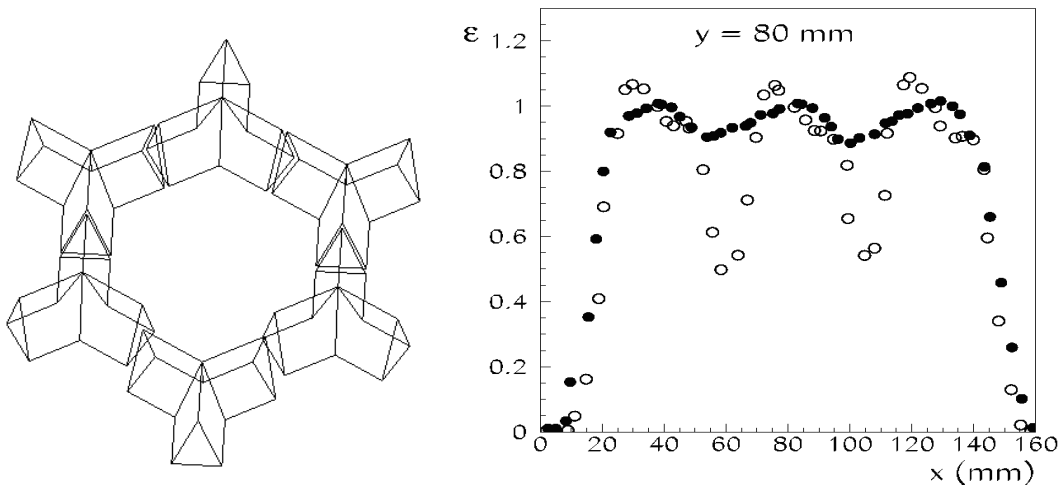


Figura 2.6: Esquema de los Mercedes formando el cono de Winston que rodea cada fotomultiplicador de la cámara (izquierda). La presencia de los Mercedes uniformiza la eficiencia de colección de la cámara. La medida de la eficiencia de colección para un punto luminoso que se mueve recorriendo el centro de tres píxeles continuos con y sin la presencia de los Mercedes muestra que en el espacio comprendido entre 2 píxeles continuos la eficiencia aumenta del 50 al 93 % (derecha) (tomado de [20])

cuya forma recuerda a la estrella de Mercedes, como puede verse en el lado izquierdo de la figura 2.6. Estas superficies reflejan la luz hacia el interior del pmt aumentando el área de recolección de los mismos, cumpliendo la misma función que los clásicos *conos de Winston* [19]. A lo largo de esta Tesis nos referiremos a estas piezas plásticas como Mercedes o conos de Winston indistintamente.

Los conos de Winston recuperan la luz que de otra manera daría sobre un área insensible de la cámara y la reflejan dentro del pmt. Un estudio detallado de la eficiencia y uniformidad de la cámara ha demostrado que la colección de luz es mejorada notablemente cuando se utilizan los Mercedes (lado derecho de la figura 2.6) aumentando de un 50 a un 93 % [20].

Para probar, calibrar y controlar la calidad de los 10.560 pmts que componen las 24 cámaras del Observatorio se desarrolló un sistema que mide en forma automática la ganancia, la linealidad, la uniformidad del fotocátodo y la respuesta espectral del mismo [21, 22].

2.2.3. Electrónica, Disparo y Adquisición de Datos

Electrónica

En la cámara del telescopio cada pmt está conectado a una unidad de cabecera que conduce la señal analógica hasta la placa de digitalización. Cada telescopio tiene 20 placas de digitalización ubicadas al pie del soporte de la cámara. Cada placa da servicio a

una de las columnas de 22 píxeles de la cámara. Las señales son digitalizadas continuamente por un conversor analógico-digital rápido (FADC) de 10 Mhz y 12 bits. La porción digital de las placas de digitalización también se encarga de evaluar el primer nivel de disparo. Una placa subsidiaria implementa el segundo nivel de disparo buscando patrones entre todos los disparos de primer nivel generados. La sincronización de los módulos es provista por el reloj de un sistema de posicionamiento global (GPS). La información generada en la cámara al cumplirse las condiciones de disparo de segundo nivel son enviadas a un robusto ordenador personal de uso industrial (llamado *MirrorPC*) que evalúa el tercer nivel de disparo y se encarga de enviar la información al CDAS.

Algoritmos de Disparo

La cámara de un telescopio genera aún más información que todas las estaciones SD en conjunto. Digitalizar 440 señales a 10 Mhz y 12 bits equivale a 6,3 GB por segundo. El output total de las 24 cámaras del FD equivalen a más de 150 GB por segundo.

Para disminuir el volumen de información que debe ser transmitido y almacenado, se implementaron tres niveles de disparo que identifican los eventos útiles y descartan las señales espúreas.

El primer nivel de disparo, *First Level Trigger* o **FLT**, busca identificar las señales en los pmt. Un pmt es disparado si la suma de las señales de las últimas 10 muestras supera cierto umbral. Cuando la suma cae nuevamente por debajo del umbral, la condición de disparo se mantiene durante 20 μ s para dar lugar a la evaluación del disparo de segundo nivel. Este umbral es ajustado automáticamente para mantener la frecuencia de disparo cercano a los 100 Hz, de manera de mantener más o menos constantes los niveles de disparo de orden superior bajo distintas condiciones de ruido.

El segundo nivel de disparo, *Second Level Trigger* o **SLT** se basa en el reconocimiento de patrones entre los píxeles disparados que sean compatibles con la imagen dejada por una cascada. El algoritmo utiliza los patrones de la figura 2.7 y todas sus rotaciones y reflexiones especulares formando un conjunto de 108 patrones. Sólo se requiere que 4 de los 5 píxeles del patrón sean FLT, para contemplar la existencia de pmts defectuosos o fluctuaciones por debajo del umbral. Recorrer la cámara en búsqueda de estos patrones toma cerca de 1 μ s, y la frecuencia de disparo del SLT es de unas décimas de Hz por telescopio.

El tercer nivel de disparo, *Third Level Trigger* o **TLT**, realiza una selección basada en la longitud de la imagen y en la compatibilidad espacio-temporal de las señales. Varios algoritmos de eliminación de ruido descartan disparos accidentales causados por muones que atraviesan la cámara, objetos luminosos que se mueven a baja velocidad (como aviones, meteoritos o satélites artificiales) y por condiciones atmosféricas como las tormentas eléctricas [22]. Luego de aplicar el TLT, la frecuencia de disparo pasa a ser de aproximadamente 100 eventos por hora por telescopio.

Cada vez que se verifica un TLT, la señal de todos los pmts con FLT o superior más sus vecinos cercanos (hasta 3°) es almacenada para prevenir cualquier pérdida de señal. Para cada píxel se almacenan los valores de la señal tomados cada 100 ns, desde los 25 μ s anteriores al FLT (para calcular el pedestal) hasta los 75 μ s posteriores al mismo. Esta información es almacenada en otro ordenador (el *EyePC*), que además se encarga de verificar si el evento coincide con algún otro evento registrado en un telescopio contiguo

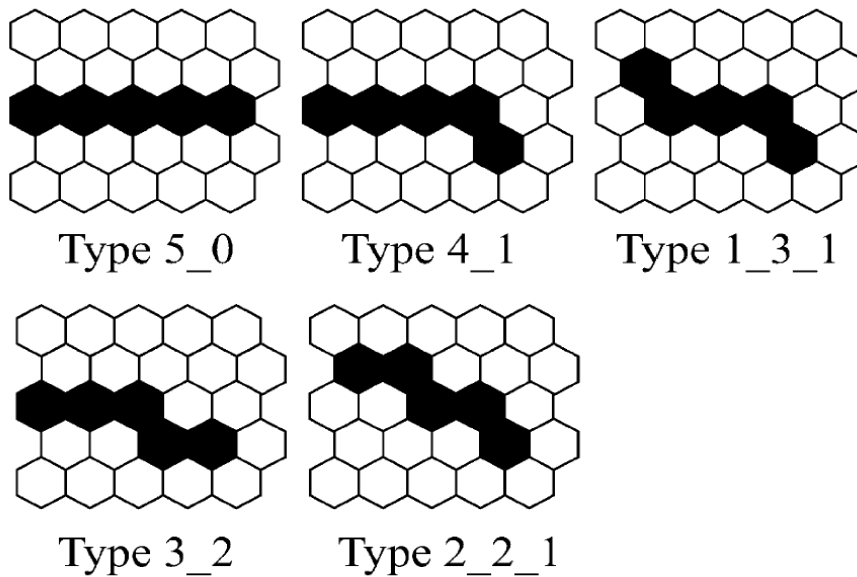


Figura 2.7: Patrones de 5 píxeles utilizados para generar por operaciones de simetría los 108 patrones comparados por el algoritmo de disparo de segundo nivel (SLT).

que corresponda a la misma cascada. En ese caso, los eventos son unidos en un único evento y almacenados. Esta es la última etapa antes de enviar los datos al CDAS.

En el EyePC también se realiza una reconstrucción monocular rápida de la geometría del evento (una versión simplificada de la que presentaremos en la sección 3.1.1) y se remueven los píxeles que tienen una contribución muy grande a la función χ^2 utilizada para el ajuste. Esta burda reconstrucción provee los parámetros básicos de la cascada, tales como el tiempo y lugar de impacto de la cascada en el suelo. Los eventos que pasan esta reconstrucción con más de 4 píxeles son considerados eventos válidos, en un nivel de disparo **T3FD** (para hacerlo compatible con la nomenclatura del SD). La frecuencia de disparo del T3FD es de 5 a 10 eventos por hora por telescopio.

Los parámetros geométricos del T3FD son enviados al CDAS para evaluar el modo de *disparo híbrido*. El CDAS evalúa la compatibilidad del evento con todas las estaciones SD que reportan un T2 y guarda aquellas que fueron disparadas en una ventana de 120 μs centrada en el momento en el que se estima que la cascada impactó en el suelo. La información de todas estas estaciones es almacenada como un evento SD normal rotulado con la etiqueta T3FD. Luego de cada noche de medición, los eventos SD son unidos a su respectivo evento FD para crear los archivos de eventos híbridos.

2.2.4. Calibración

Para asegurar una reconstrucción confiable de la energía de la cascada es necesaria una calibración absoluta del detector, determinando el factor de conversión entre la amplitud de la señal en cada pmt (medida en cuentas del conversor analógico digital) y el número de fotones que ingresan al diafragma. Para evitar tener que realizar el procedimiento de calibración absoluta cada noche, el FD cuenta con un mecanismo

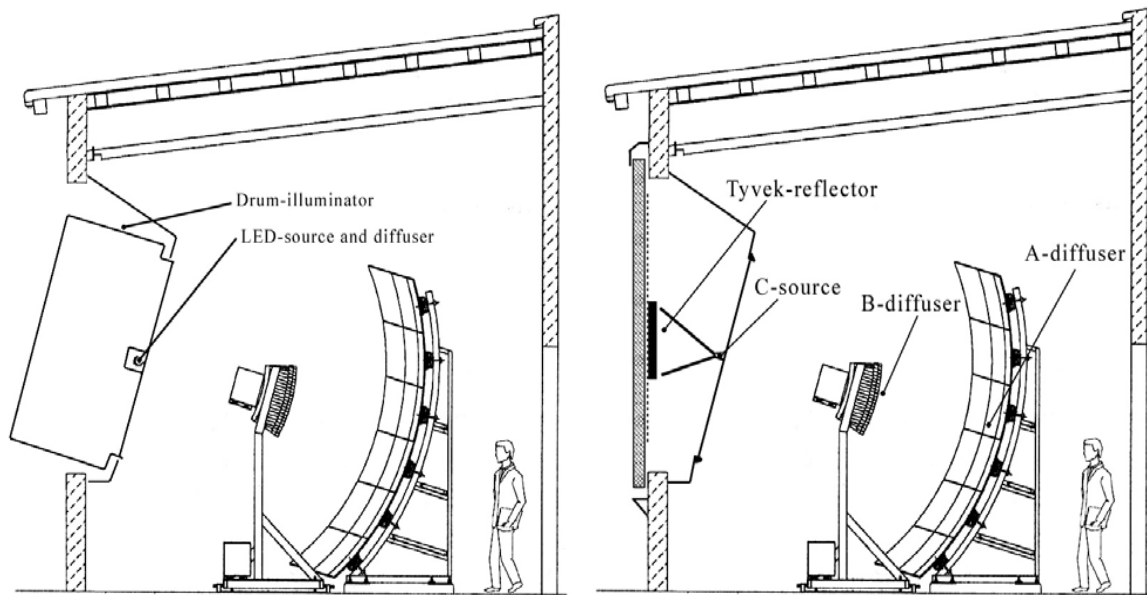


Figura 2.8: Esquemas de las fuentes luminosas empleadas en la calibración absoluta (izquierda) y en la calibración relativa (derecha) del telescopio de fluorescencia

automático de calibración relativa, que mide los cambios producidos en la respuesta del detector desde la última calibración absoluta.

Calibración Absoluta

El objetivo de la calibración absoluta es evaluar la respuesta de cada píxel en la cámara a un flujo de fotones que incide desde el ángulo sólido que éste cubre. El factor de proporcionalidad tendrá en cuenta los efectos de la proyección del área del diafragma para esa dirección de arriba, la transmitancia del filtro óptico, la reflectividad del espejo, la eficiencia de colección de la luz en el píxel, la eficiencia cuántica del cátodo y la amplificación de la señal en el pmt y en la electrónica.

Esta calibración se realiza cubriendo la apertura con un dispositivo que actúa como fuente de luz difusa y uniforme llamado *drum* por su parecido con un tambor gigante, como se esquematiza en el lado derecho de la figura 2.8. El *drum* está formado por un cilindro de 1,5 m de alto y 2,5 m de diámetro fabricado en aluminio, con una fuente luminosa monocromática de 375 nm en su interior. El frente libre está cubierto por una lámina delgada de *Teflon* que transmite la luz que viene del interior de manera difusiva. Las paredes laterales y la trasera interna están revestidas con *Tyvek*, que refleja y difunde la luz dentro del tambor. De esta manera se logra una iluminación uniforme dentro del 3% [23].

El flujo luminoso generado por el *drum* es determinado por un fotodiodo calibrado por el NIST (*National Institute of Standards and Technologies* de Estados Unidos de Norteamérica). Este fotodiodo mide el flujo absoluto de luz con una precisión cercana al 7%. La calibración absoluta del telescopio se obtiene de la respuesta de la cámara mientras está siendo iluminada por el *drum*. Reemplazando la fuente luminosa por una

fibra óptica que dirige la luz de un *flash* de Xenón con filtros a 320, 337, 355, 380 y 405 nm, es posible determinar la respuesta a distintas longitudes de onda [24, 37].

La calibración se realiza varias veces por año en cada telescopio. Para monitorear los cambios en la respuesta del detector de una noche a la siguiente se utiliza una calibración relativa automática antes de comenzar y al finalizar una sesión de adquisición de datos.

Calibración Relativa

El subsistema de calibración relativa utiliza una serie de fibras ópticas para distribuir la luz proveniente de una fuente de alta potencia a tres fuentes diferentes en cada telescopio, denominadas fuente A, B y C [25]. Para la fuente A, se utiliza un LED de 470 nm y para las fuentes B y C, un *flash* de Xenón con filtros de intensidad y longitud de onda a 320, 337, 355, 380 y 405 nm.

Estas fuentes iluminan difusores de *Teflon* que, a su vez, iluminan la cámara desde distintas partes del telescopio como puede verse en el esquema del lado izquierdo de la figura 2.8:

- La fuente A se ubica en el centro del espejo iluminando directamente toda la cámara, y es utilizada para medir los cambios en la respuesta de los píxeles.
- La fuente B se ubica a ambos lados de la cámara, iluminando el espejo que luego refleja la luz hacia la cámara. Con esta fuente se monitorean posibles cambios en la reflectividad o en la alineación de los espejos.
- La fuente C se ubica en la cara externa del filtro e ilumina dos paneles de *Tyvek* ubicados en la cara interna del *shutter*, de manera que la luz es reflejada difusivamente hacia el filtro, transmitida hasta el espejo y enfocada sobre la cámara. Con esta fuente se monitorean los cambios en la transmitancia del filtro.

La señal integrada en cada pmt para cada una de las fuentes de calibración es comparada con medidas de referencia tomadas en el momento en el que se realizó la calibración absoluta. De esta manera, cualquier cambio en la respuesta de la cámara puede ser monitoreada e incluso diagnosticada. Normalmente, la respuesta del detector varía entre un 3 y un 5% de una noche a la siguiente [24]. Esto incrementa el error sistemático de la calibración a un 9,5%, incluyendo las incertezas en la calibración absoluta del *drum* y las fluctuaciones en la uniformidad del flujo de calibración [35, 36].

La calibración relativa se utiliza también para corroborar la sincronización temporal entre los telescopios, ya que todos son iluminados al mismo tiempo. La dispersión temporal típica entre cámaras es de 20 ns. Como las fuentes iluminan toda la cámara, esta calibración también se emplea para corroborar la sincronización temporal entre los píxeles. La dispersión temporal típica de las señales en una cámara es de 7 ns [36].

2.3. Monitoreo de la Atmósfera

Para calcular la energía depositada por el rayo cósmico es necesario conocer el número de fotones emitido por la cascada. La calibración absoluta del FD nos permite conocer el

número de fotones *recibidos* en el diafragma. Para estimar el número de fotones *emitidos* es necesario contar, además, con una buena caracterización de las propiedades ópticas de la atmósfera local.

Al propagarse desde el punto de emisión hasta el diafragma, la intensidad de la luz disminuye debido a la dispersión de Rayleigh provocada por las moléculas de la atmósfera y la dispersión de Mie provocada por los aerosoles. Esta dispersión modifica la distribución lateral de la luz que llega a la cámara, dado que una parte de la luz Cherenkov emitida en la dirección del eje de la cascada es dispersada en dirección al telescopio. Los resultados de las teorías de dispersión de Rayleigh y Mie se discuten en el apéndice A.

Por otra parte, la relación entre la cantidad de luz emitida por fluorescencia y la energía depositada, depende de las propiedades físicas del medio en el punto de emisión, tales como la densidad, la temperatura, la humedad y la presión (sección 1.4.3), lo que hace necesaria una determinación periódica de estos parámetros en función de la altura.

Las condiciones atmosféricas pueden cambiar drásticamente en una escala de unas pocas horas, por lo que es necesario caracterizarlas regularmente. El Observatorio posee varios sistemas complementarios para el monitoreo continuo de las condiciones atmosféricas y de sus propiedades ópticas: LIDAR, CLF, APF, HAM, FRAM, Monitores de Nubosidad, BLS y Estaciones Meteorológicas. A continuación describiremos brevemente estos sistemas.

2.3.1. LIDAR

Cada estación FD está equipada con un sistema de láser tipo LIDAR (*Laser Imaging Detection and Ranging*) de dirección variable que puede ser usado para medir la concentración de aerosoles a distintas alturas [29]. En estos sistemas un láser de Nd:Yag emite pulsos de 6 mJ de energía y 7 ns de duración a una longitud de onda de 355 nm en distintas direcciones del espacio. La luz retrodispersada es recolectada con 3 espejos parabólicos de 80 cm de diámetro que concentran la luz sobre un fotomultiplicador.

La cantidad de luz retrodispersada en función del tiempo brinda información sobre la cantidad de aerosoles en función de la distancia sobre la dirección de disparo, y permite calcular la profundidad óptica horizontal en función de la distancia a lo largo de la dirección de disparo hasta 25 km y la profundidad óptica vertical de aerosoles (VAOD, ec. A.17) hasta 20 km, con un error menor al 10 % [34].

Normalmente, el LIDAR dispara por sobre y detrás del campo de visión de los telescopios, pero si se detecta un evento que cumple la condición de disparo T3FD el LIDAR es disparado barriendo el eje reconstruido de la cascada (procedimiento conocido como “*shoot-the-shower*”), para contar con la información del contenido de aerosoles y la atenuación total para esa cascada en particular.

Además, el LIDAR puede ser utilizado para monitorear la presencia y altura de las nubes en el campo de visión del FD.

2.3.2. Estación Central Laser

La estación central láser (*Central Laser Facility - CLF*) está ubicada en el centro geométrico del arreglo de detectores de superficie, en las cercanías de la estación SD

“celeste” y su componente principal es una fuente láser calibrada con el objetivo de ser utilizado como patrón para cotejar la calibración del FD [33].

La fuente es un láser tipo YAG con triplicador de frecuencia que produce un pulso linealmente polarizado de 5 ns a 355 nm y puede ser apuntado con una precisión de $0,2^\circ$ para generar eventos inclinados.

La CLF normalmente opera disparando 20 veces en forma vertical a 0,5 Hz cada 15 minutos, más un disparo adicional en el cual una parte de la luz es dirigida con una fibra óptica hasta la estación de superficie “Celeste”, para provocar un disparo híbrido y monitorear la sincronización temporal entre los sistemas FD y SD. Una vez por hora se realizan además una serie de disparos inclinados.

El análisis de las mediciones de los eventos generados por el CLF es útil para: (i) cotejar la calibración absoluta del FD y la reconstrucción de la energía; (ii) determinar el VAOD de manera complementaria con el LIDAR y con distintos errores sistemáticos; (iii) monitorear la eficiencia de los algoritmos de disparo y (iv) estudiar los errores sistemáticos de la reconstrucción geométrica.

2.3.3. Monitor de la Función de Fase de Aerosoles

Los monitores de la función de fase de aerosoles (*Aerosol Phase Function - APF*) se utilizan para medir las propiedades de los aerosoles en las cercanías de los edificios de FD. Estos monitores consisten básicamente en un haz pulsante de luz UV colimado que es disparado horizontalmente frente al campo de visión del FD. La señal detectada contiene información sobre la función de fase de aerosoles (ec. A.18) y tiene especial importancia para el cálculo de la componente dispersada de la radiación Cherenkov [30].

2.3.4. Métodos Fotométricos

HAM

El monitor de atenuación horizontal (*Horizontal Attenuation Monitor - HAM*) mide la atenuación total al nivel de los edificios de FD. En este dispositivo, una fuente luminosa ubicada en una estación FD es detectada por una cámara CCD ubicada en otra estación FD, midiendo la atenuación horizontal total (molecular y de aerosoles) a través de todo el SD. La cámara está equipada con varios filtros, para determinar la dependencia de la dispersión con la longitud de onda. Estas medidas tienen lugar una vez por hora mientras el FD este operando.

FRAM

El monitor robotico fotométrico de la atmósfera (*F/(Ph)otometric Robotic Atmospheric Monitor - FRAM*) [31] es un telescopio equipado con una cámara CCD y un fotómetro que monitorea de manera automática un conjunto de estrellas patrón y una fuente calibrada ubicada a 50 km utilizando filtros en varias longitudes de onda. Este instrumento tiene la importante ventaja de que no interfiere con la operación del FD pues no utiliza ninguna fuente artificial que ilumine su campo de visión.

2.3.5. Monitores de Nubosidad

Cada estación FD cuenta con una cámara infrarroja que toma fotografías cada 5 minutos del campo de visión de sus telescopios, a fin de determinar la cobertura del cielo y la presencia de tormentas, complementando la información provista por el LIDAR y el CLF [30]. Cada 15 minutos, las cámaras realizan un barrido de todo el cielo, que resulta sumamente útil para evaluar las condiciones de cobertura en cada sitio durante la operación del FD.

2.3.6. Estación de Lanzamiento de Globos

El cálculo de la atenuación molecular (ecuación A.3) y la expresión del perfil longitudinal de la cascada en función de la profundidad atmosférica (ecuación 1.3) requieren del conocimiento de la densidad del aire en función de la altura $\rho(z)$. Como las condiciones atmosféricas varían con la época del año, generalmente se utiliza el valor promedio mensual de esta función que es calculada a partir de una serie de determinaciones realizadas con radiosondas montadas en globos atmosféricos.

Los globos son lanzados desde la instalación para lanzamiento de globos (*Balloon Launching Facility - BLS*) ubicada cerca del centro del SD. La radiosonda toma medidas cada 20 minutos hasta alcanzar una altura de 25 km. Recientemente se ha dispuesto un sistema para lanzar una radiosonda semi-automáticamente cada vez que se detecta un evento de energía extrema, bautizado “*ballon-the-shower*”. Este sistema permite contar con una medida directa del perfil de densidad atmosférica en el momento en el que se produjo la cascada.

Los datos de las radiosondas también han sido utilizados para elaborar una parametrización de la densidad atmosférica en función de la temperatura en la superficie, llamado “La Papa” que está siendo implementado en el programa de simulaciones AIRES para reemplazar el modelo atmosférico estándar [32].

2.3.7. Estaciones Meteorológicas

Cada una de las estaciones FD, el CLF y el BLS cuentan con una estación meteorológica que registra continuamente la presión, la temperatura, la humedad, la dirección y velocidad del viento y las precipitaciones. Estas estaciones permiten monitorear el clima en todo el Observatorio en tiempo real para determinar si las condiciones meteorológicas son adecuadas para la operación de los componentes del FD, y para realizar estudios sobre la dependencia de la respuesta del SD con la temperatura y la presión.

2.4. Últimos Resultados Publicados

En esta sección presentaremos un breve resumen de algunos de los resultados más importantes publicados por la Colaboración Pierre Auger hasta el momento. El Observatorio Pierre Auger es el experimento para el estudio de las propiedades de los rayos cósmicos de energía extrema más grande del mundo, y seguirá siéndolo al menos durante los próximos 15 años. Al momento de escribir esta Tesis la exposición acumulada solamente por el sitio sur ha duplicado la exposición combinada de los dos experimentos más

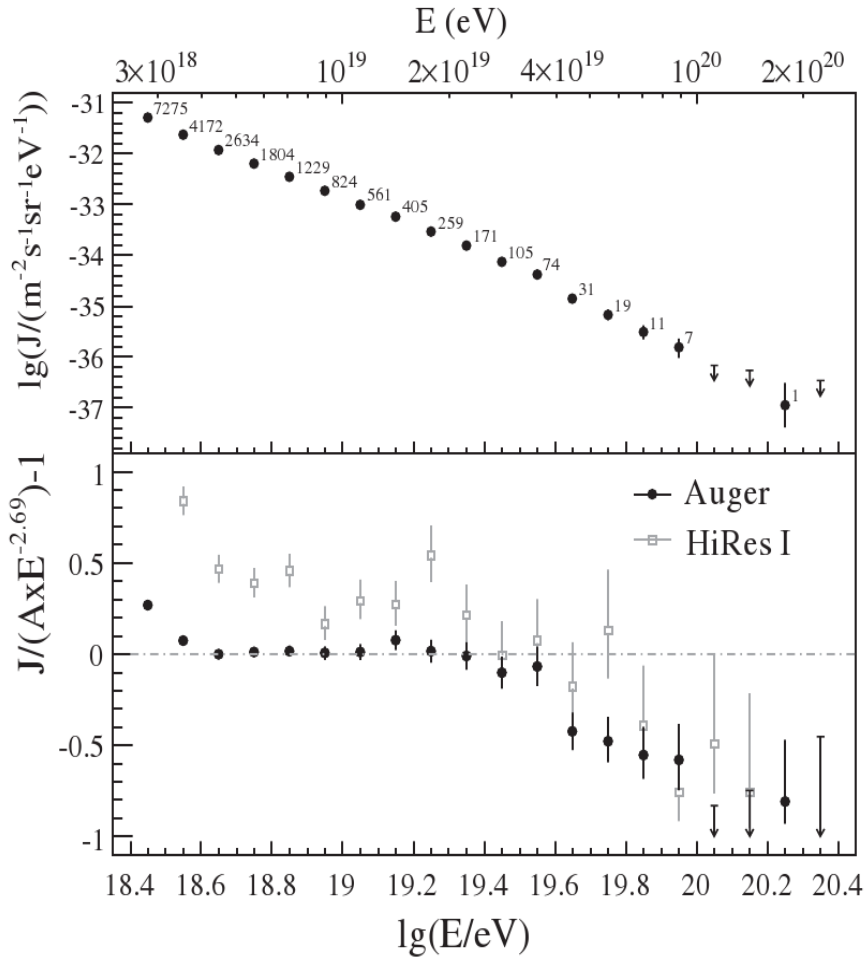


Figura 2.9: *Panel superior: Flujo diferencial de rayos cósmicos J como función de la energía, con las incertezas estadísticas y el número de eventos por intervalo. Panel inferior: Diferencias relativas a un espectro con índice espectral 2,69 de los resultados del Observatorio Auger y HiRes I. (Tomado de [44])*

importantes que lo antecedieron y los resultados obtenidos constituyen la vanguardia en el estudio de rayos cósmicos.

2.4.1. Espectro

En [44], la Colaboración Pierre Auger ha reportado la determinación del espectro de energía de rayos cósmicos por encima de 2,5 EeV calculado a partir de la información de 20.000 eventos recolectados entre el 1 de enero de 2004 y 31 de agosto de 2007 por el detector de superficie (figura 2.9). La energía de estos eventos fue calculada a partir de la calibración híbrida [45], con un 7% de incerteza sistemática a 10 EeV y 15% a 100 EeV. Como se mencionará en la sección 3.1.3, el error sistemático total en la escala de energía es del orden del 22%.

El índice espectral γ del flujo determinado fue $2,69 \pm 0,02$ (est.) $\pm 0,06$ (sist.)

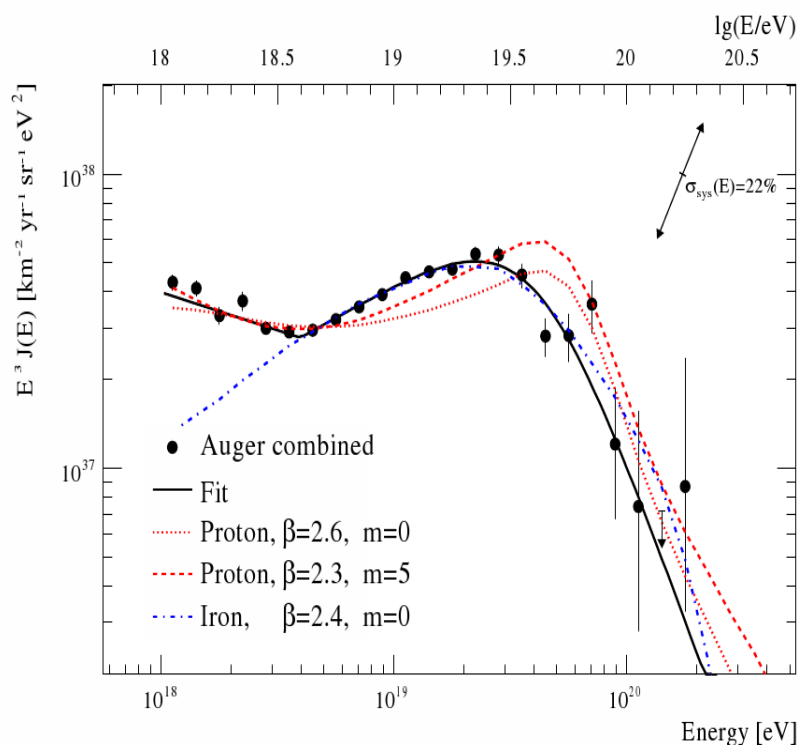


Figura 2.10: *Espectro de energía de los rayos cósmicos multiplicado por E^{-3} , junto a la predicción de varios modelos astrofísicos que asumen una composición pura de protones (líneas rojas) o hierro (línea azul), con un espectro de inyección que sigue una ley de potencias $E^{-\beta}$ y una energía máxima de $10^{20,5}$ eV. La evolución cosmológica de la luminosidad de la fuente está dada por $(z+1)^m$ donde z es el corrimiento al rojo de la fuente. La línea negra es el ajuste a los datos utilizado para determinar las características espectrales. (Tomado de [47])*

entre 4 EeV y 40 EeV, pasando a $4,2 \pm 0,4$ (est.) $\pm 0,06$ (sist.) a energías mayores. Este resultado confirmó la existencia del “tobillo” del espectro mencionado en la sección 1.3.2 y lo situó a la energía predicha por el efecto GZK presentado en la sección 1.3.3. La hipótesis de que el flujo podía ser descrito con una única ley de potencias fue descartada con una significación estadística de seis desviaciones estándar (6σ)

Estos resultados tienen varias implicaciones astrofísicas. Si se propone un modelo con una composición en las fuentes similar a la observada en los rayos cósmicos de baja energía, el espectro puede ser descrito satisfactoriamente hasta la región del “tobillo” en la que una nueva componente, posiblemente extragaláctica, emerge. Los modelos que postulan una composición de protones pura, como los expuestos en la sección 1.3.2, tienen inconvenientes para describir el espectro medido pues requieren una evolución cosmológica de la luminosidad de las fuentes mucho más intensa. Una composición liviana contradice además los resultados encontrados para la tasa de elongación, como veremos más adelante. Por otra parte, bajo ciertas condiciones el espectro por encima del “tobillo” puede ser ajustado proponiendo una composición pura de núcleos de hierro, aunque en ese caso una componente liviana adicional debe ser propuesta por debajo

del mismo. Los espectros predichos por estos modelos, superpuestos a los resultados del Observatorio Auger se presentan en la figura 2.10. Más detalles pueden encontrarse en [45, 46].

El Observatorio Pierre Auger ha presentado tres medidas independientes del espectro [46, 48, 49], una basada en la alta estadística de las medidas del detector de superficie para cascadas inclinadas menos de 60° , otra basada en las cascadas más inclinadas y una tercera que considera sólo los eventos híbridos. Las tres determinaciones son complementarias y están afectadas por distintos errores sistemáticos. Los tres resultados son compatibles entre sí, confirmando la existencia del “tobillo” y la supresión GZK en el espectro de energías extremas.

2.4.2. Composición

En [40], la Colaboración Pierre Auger presentó un estudio de la composición utilizando eventos híbridos. El valor medio de la profundidad de máximo desarrollo de la cascada (X_{max}) y el ancho de su distribución ($RMSX_{max}$) están correlacionados con la composición del rayo cósmico primario. Los protones penetran más profundo en la atmósfera, dando un X_{max} más grande y con una fluctuación más pronunciada que los núcleos más pesados.

Para estimar la composición se emplea la razón de cambio de X_{max} con la energía, conocida también como tasa de elongación (1.4.1). La dependencia del valor de X_{max} y su fluctuación con la energía publicada puede verse en la figura 2.11, junto a la predicción de las simulaciones realizadas con distintos modelos hadrónicos. Los resultados indican un cambio a $10^{18,4}$ eV, coincidiendo con el lugar del espectro donde fue confirmada la presencia del “tobillo”. La tasa de elongación cambia bruscamente de 78 ± 13 (est.) $g.cm^{-2}$ a 30 ± 4 (est.) $g.cm^{-2}$ indicando un pasaje de una composición liviana a otra más pesada.

Los resultados obtenidos para $RMSX_{max}$ presentan el mismo comportamiento, pasando gradualmente de una composición constante compatible con protones por debajo de $10^{18,4}$ eV a una composición compatible con hierro en el intervalo de energía más alto en el que pudo realizarse el cálculo, $10^{19,3}$ - 10^{20} eV. Estos resultados fueron confirmados en [50] con varios métodos estadísticos arrojando valores consistentes, independientes del modelo hadrónico utilizado y los cortes utilizados en los análisis.

En [42], se presentó un estudio de composición utilizando únicamente eventos SD. Existen varios parámetros de la señal en los detectores de superficie que están correlacionados con la profundidad de X_{max} , y a partir de los cuales puede inferirse la composición del primario. Estos estudios arrojan resultados compatibles a los obtenidos con los eventos híbridos.

2.4.3. Límite sobre la Fracción de Fotones

En 2007 la Colaboración Pierre Auger presentó un límite superior de 16% (con un nivel de confianza del 95%) para la fracción de fotones por encima de 1 EeV utilizando la profundidad del máximo desarrollo de la cascada en eventos híbridos [43], confirmando y mejorando los resultados obtenidos anteriormente por Haverah Park y AGASA. Esta fue

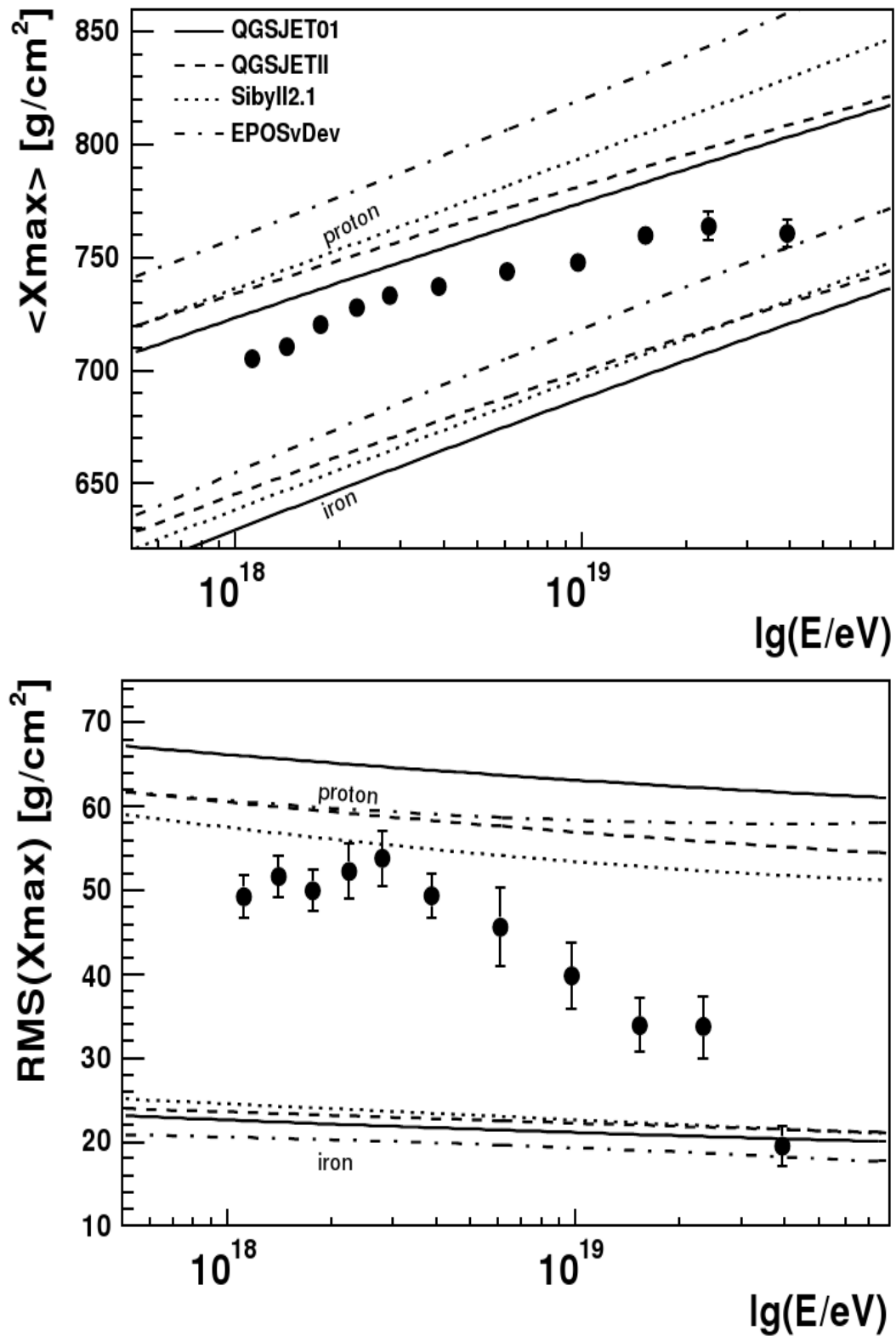


Figura 2.11: X_{max} (arriba) y $RMSX_{max}$ (abajo) en función de la energía comparado con las predicciones de distintos modelos de interacción hadrónica. Tomado de [40].

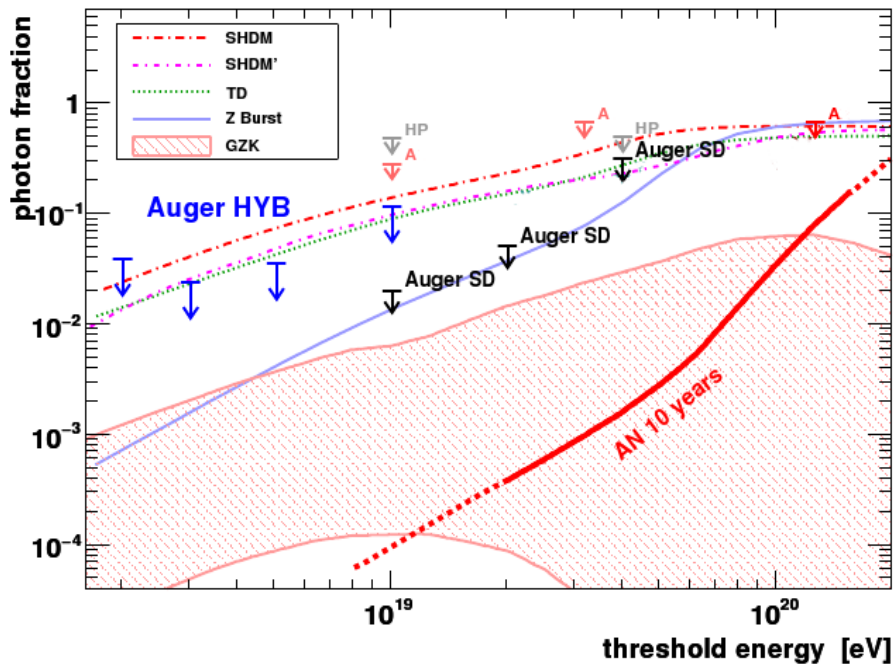


Figura 2.12: Límite superior a la fracción de fotones en el flujo de rayos cósmicos en distintos experimentos: AGASA (A), Haverá Park (HP), resultados del detector de superficie del Observatorio Pierre Auger (Auger SD) y del detector de fluorescencia (Auger HYB). La línea rotulada AN 10 years corresponde al límite que podría establecer el Observatorio Pierre Auger Norte luego de 10 años de operación. Las otras líneas indican predicciones de varios modelos “top-down” y la región sombreada indica la fracción esperada de la producción de fotones debida al efecto GZK. (Adaptado de [51]).

la primera vez que se calculó un límite para la fracción de fotones utilizando el método de fluorescencia.

Al año siguiente, la Colaboración Pierre Auger presentó un límite superior calculado utilizando observables de las estaciones SD, en particular el tiempo de crecimiento de la señal y el radio de curvatura del frente de la cascada [41]. Los resultados se muestran rotulados como Auger SD en la figura 2.12, comparados con límites anteriores y las predicciones de distintos modelos de fuentes “top-down” (sección 1.1.2). Si bien los resultados no excluyen totalmente este tipo de modelos, el origen de la mayor parte de los rayos cósmicos de energía extrema debe corresponder a otros escenarios.

Los últimos límites para la fracción de fotones utilizando la información de eventos híbridos fueron publicados en 2009 [51]. Los resultados pueden verse en la figura 2.12, rotulados como Auger HYB.

Los límites establecidos son útiles para reducir las incertezas sistemáticas de otros análisis: (i) en el cálculo del espectro, asegura que al asumir primarios hadrónicos en la rutina de reconstrucción de la energía de los eventos no se está cometiendo un error importante; (ii) en el cálculo de la composición, asegura que la contaminación con fotones es mínima al asumir que la componente liviana está compuesta por fotones; (iii) en la determinación de la sección eficaz de la interacción proton-aire [53], donde la

contaminación por fotones es la fuente principal de incerteza sistemática.

2.4.4. Límite sobre el Flujo de Neutrinos

El Observatorio Pierre Auger es capaz de detectar neutrinos tau de incidencia rasante que interactúen en la corteza terrestre [54]. Los leptones tau generados en las interacciones de corriente cargada pueden emerger del suelo y decaer en la atmósfera produciendo una lluvia casi horizontal con una significativa componente electromagnética que sería detectada por las estaciones SD. Ninguna señal compatible con un evento de este tipo ha sido detectada hasta el momento, de manera que se ha establecido un límite superior para su flujo suponiendo una dependencia con la energía del tipo $J = k \cdot E^{-2}$ a energías del orden del EeV [55]. El último límite publicado por la Colaboración Pierre Auger sitúa este límite es $k < 4,7_{6,9}^{2,2} \times 10^{-8} GeV cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$, donde el valor superior (inferior) corresponde a las condiciones más (menos) favorables [56].

El detector de superficie del Observatorio Pierre Auger también es capaz de detectar neutrinos que interactúan directamente con la atmósfera, generando cascadas que se inician cerca del suelo [57, 58]. Tampoco se han identificado eventos de este tipo hasta el momento, por lo que el límite para su flujo (haciendo las mismas suposiciones) es $k < 3,2 \times 10^{-7} GeV cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$.

En la figura 2.13 se muestran ambos límites en forma integral y diferencial para mostrar el rango en el que el Observatorio Pierre Auger es sensible a los neutrinos, junto con los límites establecidos por otros experimentos.

2.4.5. Anisotropía y Correlación con Fuentes Astrofísicas

Búsquedas en el Centro Galáctico

El núcleo galáctico contiene una fuente de radio y rayos X conocida como Sagitario A*, que se asocia con la presencia de un agujero negro supermasivo, el escenario de aceleración más energético de nuestra galaxia. Muy cerca de él, se encuentra el remanente de supernova Sagitario A Este, los restos de una estrella que probablemente estalló producto de la interacción gravitatoria. La existencia de estos dos posibles aceleradores de rayos cósmicos, unida a los reportes recientes del observatorio de rayos Gamma H.E.S.S sobre la presencia de una fuente de fotones de varios TeV de energía en esta región [59], hace que el centro de la galaxia sea un atractivo candidato para la búsqueda de anisotropía en la dirección de arribo de los rayos cósmicos de energía extrema. El experimento AGASA reportó un exceso de 4,5 desviaciones estándar en el rango de energías de 10^{18} - $10^{18,4}$ eV en un área de 20° que incluye el centro galáctico [39]. Búsquedas posteriores realizadas con datos de SUGAR, no pudieron confirmar este resultado, si bien la estadística disponible era más pobre. Estas búsquedas reportaron un exceso de $2,9\sigma$ en rango de energías de $10^{17,9}$ - $10^{18,5}$ eV en una región de $5,5^\circ$ cercana a la dirección del centro galáctico y contenido en la región de AGASA.

La Colaboración Pierre Auger publicó un análisis sobre los primeros 2,3 años de operación [60]. Con una exposición significativamente más grande que los experimentos precedentes, los resultados no confirman los resultados mencionados. Aún utilizando

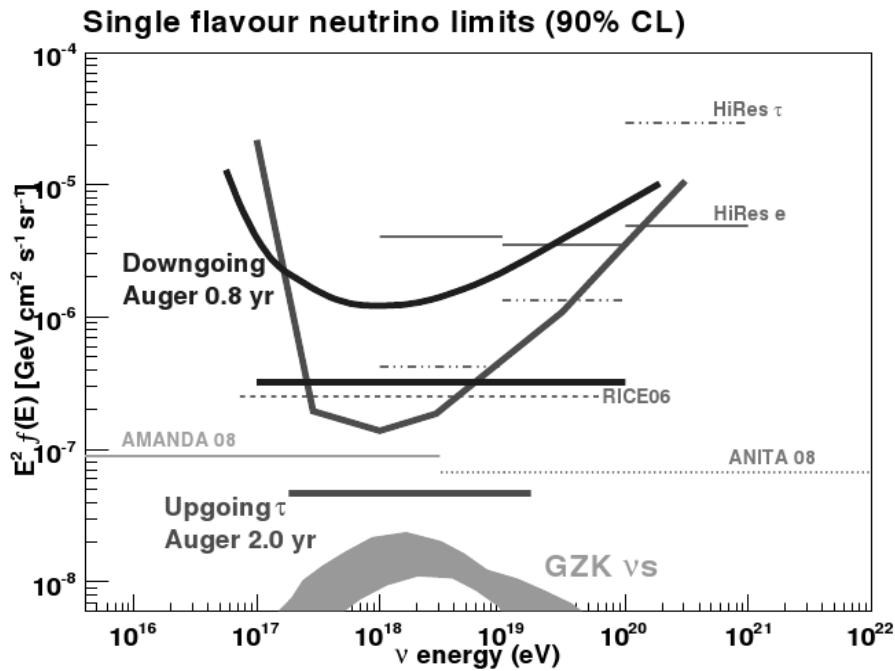


Figura 2.13: Límite superior al flujo de neutrinos (con un intervalo de confianza del 90 %) dado por el Observatorio Pierre Auger, comparado con los límites establecidos por otros experimentos. El flujo esperado de neutrinos debido al efecto GZK se muestra como un área sombreada. Tomado de [56].

eventos híbridos, que tienen una precisión en la determinación de la dirección de arribo muy superior, no se detecta ningún exceso significativo en esa dirección (figura 2.14).

Correlación con Fuentes Astrofísicas Galácticas

En [61], la dirección de arribo de los eventos registrados entre el 1 de enero de 2004 y el 31 de marzo de 2009 fue comparada con las poblaciones conocidas de potenciales fuentes astrofísicas. Se realizaron dos pruebas estadísticas complementarias para evaluar la compatibilidad entre los datos y distintos catálogos de fuentes. Los catálogos investigados fueron los de núcleos galácticos activos detectados en rayos X por SWIFT-BAT y las galaxias detectadas en las búsquedas de HI Parkes y 2 Micron. Estas pruebas demostraron que los datos se corresponden con una distribución no isotrópica y que son compatibles con todos los catálogos utilizados, indicando que las fuentes de los UHECRs están correlacionados con la distribución local de materia.

En [38], la Colaboración Pierre Auger utilizó los datos para buscar, sin éxito, correlaciones entre las direcciones de arribo con explosiones de rayos gamas (GRBs). En un análisis independiente, los datos se utilizaron para buscar, también sin éxito, aumentos en la tasa de disparo promedio que pudieran estar correlacionados temporalmente con la detección de GRBs.

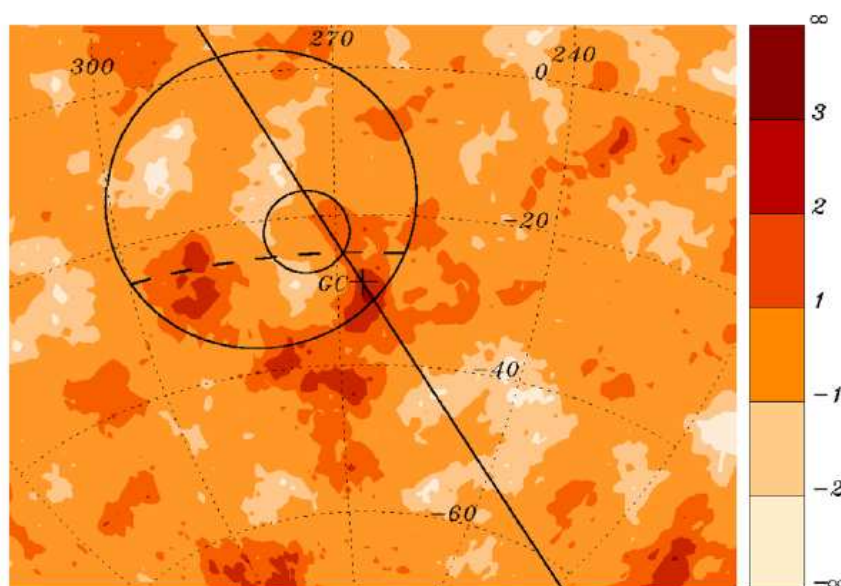


Figura 2.14: Mapa de la significancia estadística (en desviaciones estándar) del exceso de eventos cerca del centro galáctico (GC), que es indicado con una cruz sobre el plano galáctico (línea). Los círculos indican las regiones donde AGASA (círculo grande) y SUGAR (círculo pequeño) encontraron un exceso de 4,5 y 2.9 σ respectivamente. (Tomado de [60])

Correlación con Fuentes Astrofísicas Extragalácticas

Los eventos de mayor energía recolectados por el Observatorio entre el 1 de enero de 2004 y el 31 de agosto de 2007 mostraron evidencias de correlación con la posición de los núcleos galácticos activos (AGNs) relativamente cercanos presentes en la doceava edición del catálogo de cuántares y núcleos galácticos de Véron-Cetty y Véron (catálogo VCV) [52, 62]. La correlación es mayor si se consideran sólo los eventos con energía mayor a 56 EeV y las galaxias ubicadas a una distancia menor a 75 Mpc. La anisotropía en la dirección de arriba fue confirmada con un nivel de confianza mayor al 99% con una prescripción realizada con parámetros ajustados sobre un conjunto de datos independientes. La dirección de arriba de los eventos y la posición de las AGN del catálogo se muestran en la figura 2.15.

Este resultado es compatible con la hipótesis de que los rayos cósmicos de mayor energía se originan fuera de la galaxia, en fuentes lo suficientemente cercanas como para que su flujo no sea fuertemente atenuado por la interacción con la radiación de fondo (el efecto GZK). La correlación observada con los AGNs indica que la diferencia entre la dirección de arriba y la dirección de la fuente es de unos pocos grados, indicando una composición predominante liviana, a menos que los campos magnéticos intergalácticos sean más débiles de lo esperado.

Vale mencionar que este resultado no identifica a los AGNs como fuente de los rayos cósmicos unívocamente ya que existen otros candidatos que están distribuidos de la misma manera y el catálogo VCV no es completo. En [62], se discute la posibilidad de

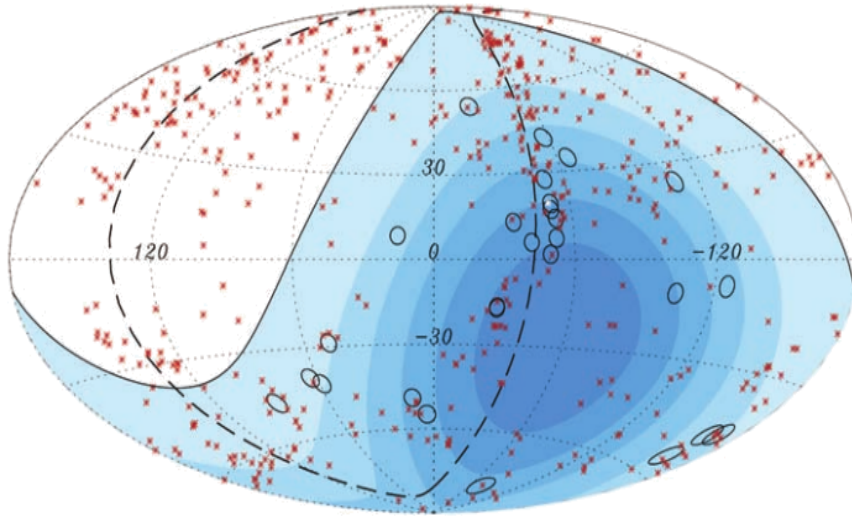


Figura 2.15: *Proyección de la esfera celeste en coordenadas galácticas con círculos de $3,2^\circ$ centrados en las direcciones de arribo de 27 rayos cósmicos reconstruidos con energía mayor a 56 EeV . La posición de las 442 AGNs con una distancia $D < 71 \text{ Mpc}$ presentes en la 12va edición del catálogo de Véron-Cetty y Véron está marcada por puntos. La línea sólida muestra el límite de cobertura del Observatorio Pierre Auger Sur, y los tonos de azul indican niveles de exposición. (Tomado de [62])*

identificar las fuentes individuales con algunos años más de operación del observatorio. En [63], el análisis fue actualizado utilizando los eventos registrados hasta el 31 de marzo de 2009.

Referencias

Gran parte de los detalles técnicos de los estudios realizados en la Colaboración Pierre Auger son publicados como notas internas (Auger Technical Notes - GAP), y algunas las más recientes son de acceso restringido.

Las notas públicas pueden obtenerse en el sitio web www.auger.org/admin-cgi-bin/woda/gap_notes.pl

- [1] Pierre Auger Project Design Report 1997, Fermi National Accelerator Laboratory.
- [2] Pierre Auger Project Technical Design Report 2004 *www.auger.org*
- [3] A. K. Tripathi 2003 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A504**, p. 1.
- [4] T. Suomijarvi [Pierre Auger Collaboration] 2004 *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **136**, p. 393.
- [5] C. L. Pryke y J. Lloyd-Evans 1995 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A354**, p. 560.
- [6] C. L. Pryke 1997 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A394**, p. 420.
- [7] X. Bertou et al. [Pierre Auger Collaboration] 2006 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A568**, p. 839.
- [8] M. Aglietta et al. [Pierre Auger Collaboration] 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **7**, p. 279.
- [9] M. Aglietta et al. [Pierre Auger Collaboration] 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **7**, p. 83.
- [10] D. Allard et al. [Pierre Auger Collaboration] 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **7**, p. 287.
- [11] J. Abraham et al. [Pierre Auger Collaboration] 2010 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A613**, p. 29.
- [12] [Pierre Auger Collaboration], 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **7**, p. 13.
- [13] A. Cordero et al. 1996 *Auger Technical Note*, **GAP-96-039**
- [14] R. Sato y C. Escobar [Pierre Auger Collaboration] 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **7**
- [15] R. Sato, J. Bellido, H. Reis and C. Escobar (1999) *Auger Technical Note*, **GAP-99-014**
- [16] G. Borreani et al. 2001 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A461**, p. 577.
- [17] G. Matthiae [Pierre Auger Collaboration] 2001 *Proc. 27th ICRC (Hamburg)*, p. 733.
- [18] M. Ambrosio et al. 2002 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A478**, p. 125.
- [19] Welford, W. T. y Winston, R. 1989 *High Collection Nonimaging Optics*. **San Diego Academic Press**.
- [20] P. Facal y P. Privitera 2000 *Auger Technical Note*, **GAP-2000-010**
- [21] M. Ambrosio et al. 2003 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A504**, p. 234.
- [22] P. Facal 2006 *High Energy Cosmic Rays at the Auger Observatory Fluorescence Detector*, Ph.D. Thesis, Universidad de Santiago de Compostela, Spain (2006).
- [23] P. Bauleo et al. [Pierre Auger Collaboration] 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **8**, p. 5.
- [24] R. Knapik et al. [Pierre Auger Collaboration] 2007 *Proc. 30th ICRC (Merida)*, arXiv:0708.1924 [astro-ph]
- [25] C. Aramo et al. [Pierre Auger Collaboration] 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **8**, p. 201.
- [26] Lord Rayleigh 1871 *Phil. Mag.*, **41**, p. 107.
- [27] A. Bucholtz 1995 *Appl. Opt.*, **34**, p. 2765.
- [28] F. Riewe y A.E.S. 1978 *Appl. Opt.*, **17**, p. 1923.
- [29] S. Y. Benzvi et al. 2007 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A574**, p. 171.
- [30] R. Cester et al. [Pierre Auger Collaboration] 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **8**, p. 347.

- [31] P. Trávnické et al. [Pierre Auger Collaboration] 2007 *Proc. 30th ICRC (Merida)*, arxiv:0706.1710 [astro-ph]
- [32] J. C. Moreno, S. Scituo y M. Tueros 2007 *Auger Tech. Note*, **GAP-2007-082**.
- [33] B.Fick et al. 2004 *Auger Tech. Note*, **GAP-2004-003**.
- [34] J. Abraham et al. [Pierre Auger Collaboration] 2004 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A523**, p. 50.
- [35] J.A.Bellido [Pierre Auger Collaboration] 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **7**, p. 13.
- [36] P.Privitera 2004 *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, **136**, p. 399.
- [37] P. Bauleo [Pierre Auger Collaboration] 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **8**, p. 5.
- [38] David Thomas for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [39] N. Hayashida et al. 1999 *Astropart. Phys.*, **10**, p. 303.
- [40] J. A. Bellido for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [41] The Pierre Auger Collaboration 2008 *Astroparticle Physics*, **29**, p. 243.
- [42] H. Wahlberg for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [43] The Pierre Auger Collaboration 2007 *Astroparticle Physics*, **27**, p. 155.
- [44] The Pierre Auger Collaboration 2008 *Physical Review Letters*, **101**, p. 061101.
- [45] Claudio Di Giulio for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [46] Tokonatsu Yamamoto et al. [The Pierre Auger Collaboration] 2007 *Proc. 30th ICRC (Mérida)*.
- [47] F. Schussler for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [48] F. Schussler for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [49] R. A. Vazquez for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [50] Domenico D'Urso for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [51] The Pierre Auger Collaboration 2009 *arXiv:0903.1127v2*.
- [52] J. Abraham et al. 2007 *Science*, **318**, p. 938.
- [53] R. Ulrich et al. 2008 *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, **175**, p. 121.
- [54] The Pierre Auger Collaboration 2008 *Physical Review Letters*, **100**, p. 211101.
- [55] The Pierre Auger Collaboration 2009 *Physical Review D*, **79**, p. 102001.
- [56] J. Tiffenberg for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [57] D. Góra for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [58] I. Valiño 2008 *Detection of horizontal air showers and neutrino induced showers with the Pierre Auger Observatory*. Tesis de Doctorado, Universidad de Santiago de Compostela. GAP-Note 2008-024.
- [59] David R. Ballantyne et al. 2007 *Astrophys. J.*, **657**, p. L13.
- [60] M. Aglietta et al. 2007 *Astropart. Phys.*, **27**, p. 244.
- [61] Julien Aublin for the Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.
- [62] J. Abraham et al. 2008 *Astropart. Phys.*, **29**, p. 188.
- [63] J. D. Hague for The Pierre Auger Collaboration 2009 *Proc. 31st ICRC (Lodz)*.

Parte II

Reconstrucción y Simulación de Eventos FD

Capítulo 3

Reconstrucción de Eventos de Fluorescencia

*De nada sirve al hombre lamentarse de los
tiempos en que vive. Lo único bueno que puede
hacer es intentar mejorarlos*

Historia de la Revolución francesa
Thomas Carlyle
Londres, 1837

El contenido que presentaré en este capítulo es el reflejo de mi colaboración con el grupo de la Universidad de Roma II, en el que trabajé a lo largo de casi un año en tres visitas que tuvieron lugar en Mayo de 2005, Mayo de 2007 y Enero de 2009. En las mismas colabré en la implementación y puesta a punto del método introducido en las secciones 3.2 y 3.3 y el análisis de la sección 3.4. Durante su elaboración, este trabajo fue presentado en varias oportunidades en las reuniones de la Colaboración Pierre Auger entre 2005 y 2009. Algunos de los resultados se plasmaron en dos notas internas de la Colaboración Pierre Auger (*GAP notes*) [3] [4].

3.1. El Método de Reconstrucción Estándar

Cuando una cascada de partículas provoca el disparo de un detector de fluorescencia (un *evento FD*), cada fotomultiplicador con señal registra un pulso de luz que es digitalizado por la electrónica de lectura de la cámara. Para obtener información sobre el rayo cósmico que originó la cascada de partículas, las señales registradas deben ser procesadas por lo que denominamos *rutinas de reconstrucción*. El objetivo de estas rutinas es determinar la dirección de arribo, el perfil de desarrollo longitudinal de la cascada y la energía del primario.

Describiremos en esta sección algunos aspectos del método de reconstrucción utilizado para la mayoría de los estudios publicados por la Colaboración Pierre Auger, considerado como el método de reconstrucción estándar. En este método los eventos FD son reconstruidos en tres etapas: En la primera se realiza la *reconstrucción geométrica*, basada principalmente en la información temporal de las señales y en la dirección en la que apunta cada fotomultiplicador. En la segunda se realiza la *reconstrucción del perfil longitudinal*, que utiliza la geometría reconstruida y la amplitud de las señales recogidas por el detector. Finalmente, la tercera etapa consiste en la *determinación de la energía del primario*, que utiliza el perfil longitudinal reconstruido para estimar la energía calorimétrica y a partir de ella la energía faltante que, sumadas, dan la energía del primario.

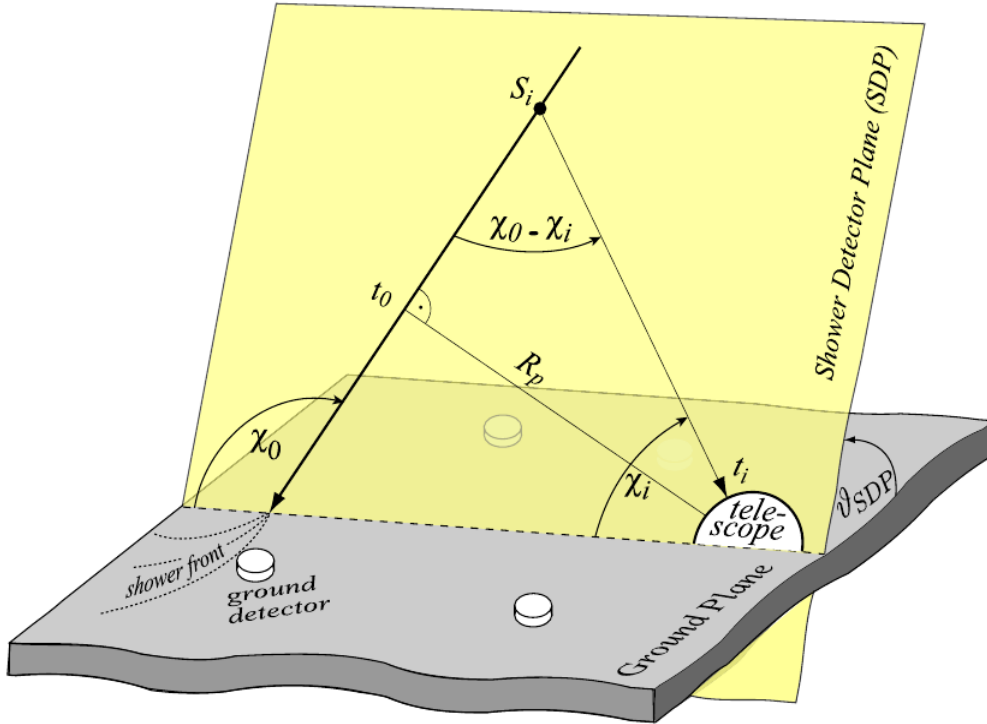


Figura 3.1: Esquema de las variables involucradas en la reconstrucción geométrica de los eventos de fluorescencia

3.1.1. Reconstrucción Geométrica

La reconstrucción geométrica se divide en dos etapas: primero se determina el plano cascada-detector (*Shower-Detector Plane*, *SDP*) utilizando la dirección en la que apuntan los píxeles con señal y posteriormente se determina el eje de la cascada utilizando la información temporal.

El plano SDP es aquel definido por el centro del detector y el eje de la cascada (que coincide con la dirección de incidencia del rayo cósmico primario), como se indica en la figura 3.1. Para determinarlo se busca el plano que mejor aproxima las direcciones del conjunto de píxeles que forman parte del evento, es decir, el plano que minimiza el estimador χ_{SDP}^2 :

$$\chi_{SDP}^2 = \sum_i w_i (\vec{r}_i \cdot \vec{n})^2 \quad (3.1)$$

donde \vec{r}_i es la dirección en la que apunta el i -ésimo pixel, w_i un factor de peso proporcional a la señal en el mismo y \vec{n} es el vector que define el plano SDP.

Si algún pixel que forma parte del evento se encuentra muy alejado del plano definido por la mayoría, se descarta y se repite el cálculo hasta que el procedimiento converge. La exactitud en la determinación del plano SDP es de algunas pocas décimas de grado [33].

Una vez determinado el plano SDP se procede a estimar el eje de la cascada, empleando los tiempos de arribo de la señal a los distintos fotomultiplicadores.

Para una geometría determinada, el tiempo de arribo esperado \hat{t}_i en el i -ésimo pixel está dada por [5]:

$$\hat{t}_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\chi_0 - \chi_i}{2}\right) \quad (3.2)$$

donde χ_i es la dirección del pixel en el plano SDP; χ_0 es el ángulo entre el eje de la cascada y el vector que apunta desde el detector al punto de arribo en el suelo; R_p es la distancia del detector al punto más cercano a la cascada y t_0 el tiempo al que el frente de la cascada alcanza dicho punto (figura 3.1).

El conjunto de valores de (T_0, R_p, χ_0) que mejor describe los datos se encuentra minimizando respecto de estas variables la función χ_{FD}^2 definida por:

$$\chi_{FD}^2 = \sum_i \frac{w_i}{\sigma_{t_i}^2} (t_i - \hat{t}_i)^2 \quad (3.3)$$

donde t_i es el tiempo de arribo medido en el pixel i , w_i es un factor de peso proporcional a su señal y σ_{t_i} es la incerteza en la determinación del tiempo de arribo.

Como en el caso del ajuste para la determinación del plano SDP, el procedimiento es iterativo y el primer conjunto de valores de (T_0, R_p, χ_0) se encuentra realizando un ajuste de los puntos (χ_i, t_i) con una expansión en polinomios de Taylor de la ecuación 3.2 [6]. Si un pixel presenta una diferencia entre el valor del tiempo de arribo ajustado y el medido mayor a 200 ns, el pixel es descartado y se repite el ajuste hasta que el procedimiento converge.

La fiabilidad de esta reconstrucción, que denominamos *reconstrucción monocular*, depende fuertemente de que la velocidad angular $d\chi/dt$ a lo largo de la traza cambie lo suficiente. Si el cambio es pequeño, el conjunto de puntos (χ, t) determinado por los fotomultiplicadores será casi una línea recta, que sólo requiere de dos parámetros para su caracterización. Al estar ajustando con tres parámetros un conjunto de puntos que puede ser descrito por dos, el ajuste tendrá una solución altamente degenerada con varios valores posibles de los parámetros (T_0, R_p, χ_0) que minimizan la función χ_{FD}^2 . El mismo problema se presenta cuando la traza es muy corta o cuando la geometría es tal que el ángulo χ recorrido es muy pequeño, ya que en estos casos los puntos experimentales también podrán ser descritos con una línea recta.

Cuando las cascadas dejan señal en los detectores de fluorescencia y en los de superficie (*eventos híbridos*), es posible utilizar el tiempo de arribo a la superficie para constreñir el ajuste de la geometría en lo que denominamos *reconstrucción híbrida*. Esta reconstrucción mejora considerablemente el ajuste aunque sólo se cuente con información de una sola estación de superficie. Dado que los detectores de superficie operan de manera continua, la mayoría de los eventos FD son híbridos.

Para una geometría dada, el tiempo esperado de arribo de la cascada al detector de superficie j es

$$\hat{t}_j = t_0 + \frac{\vec{R}_{\text{gnd},j} \cdot \vec{S}}{c} \quad (3.4)$$

donde $\vec{R}_{\text{gnd},j}$ es el vector desde el telescopio al detector de superficie j y \vec{S} es un vector unitario en la dirección del eje de la cascada.

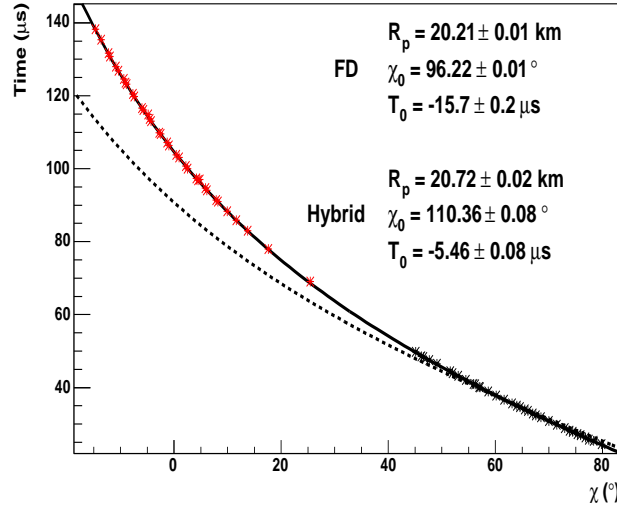


Figura 3.2: Reconstrucción de la geometría de una cascada utilizando la información temporal. Los datos correspondientes al detector de fluorescencia (puntos negros) y los correspondientes a los detectores de superficie (puntos rojos), son ajustados por la reconstrucción monocular (línea punteada) y la híbrida (línea llena). La escasa curvatura de los datos de fluorescencia resulta en un ajuste monocular incompatible con los tiempos de arribo a las estaciones de superficie. Los errores consignados son sólo estadísticos. (Tomado de [2])

Utilizando esta expresión es posible definir el término χ_{SD}^2 correspondiente a la información proveniente de los detectores de superficie que forman parte del evento:

$$\chi_{SD}^2 = \sum_j \frac{1}{R_{\text{gnd},j}^2} \left(\frac{t_j - \hat{t}_j}{\sigma_{t_j}} \right)^2 \quad (3.5)$$

donde la suma puede hacerse sobre todos los detectores de superficie j que forman parte del evento, o utilizando sólo la estación con mayor señal, según la versión de la rutina de reconstrucción que se utilice.

Ahora el ajuste de los parámetros geométricos puede hacerse minimizando una función χ_{hybrid}^2 de dos términos:

$$\chi_{\text{hybrid}}^2 = \chi_{\text{FD}}^2 + \chi_{\text{SD}}^2 \quad (3.6)$$

dejando separadas explícitamente las contribuciones de cada uno de los sistemas de detección.

La figura 3.2 muestra como ejemplo un caso en el que la reconstrucción monocular es mejorada con la información provista por los detectores de superficie. Los puntos experimentales de las estaciones SD extienden el dominio en el que la función de ajuste debe ser probada aumentando la curvatura y haciendo la descripción incompatible con una línea recta. Esto fija unívocamente los parámetros de ajuste. La precisión en la determinación de la dirección de arribo de la cascada determinada experimentalmente es de 0.6° [8], y muestra un buen acuerdo con las estimaciones realizadas a partir de argumentos analíticos [9] y de estudios con simulaciones [10].

Cuando una cascada es detectada por dos o más estaciones de fluorescencia existen varios planos SDP, uno por estación. El eje de la cascada puede entonces determinarse con la intersección de estos planos, en lo que llamamos *reconstrucción estereoscópica* o por brevedad *reconstrucción estéreo*. Estos eventos, si bien son relativamente poco frecuentes, resultan muy importantes para realizar comprobaciones cruzadas entre los detectores.

3.1.2. Reconstrucción del Perfil Longitudinal

Flujo Luminoso

La reconstrucción del perfil longitudinal de la cascada comienza por la determinación del perfil del flujo luminoso, esto es, el número de fotones que llegan al diafragma del telescopio cada 100 ns. Debido al tamaño finito de la cascada y a las imperfecciones del sistema óptico, a un tiempo dado t la señal puede estar distribuída entre varios píxeles. La señal total es calculada sumando sobre todos los píxeles en los que se espera puede haber señal, debido a su cercanía con el eje de la cascada.

Los píxeles que serán seleccionados son aquellos para los que el ángulo entre su dirección de apuntamiento \vec{R}_p y la dirección reconstruída del plano SDP sobre la cámara \vec{R}_t

$$\zeta_{pix} = \arccos(\vec{R}_p \cdot \vec{R}_t) \quad (3.7)$$

se encuentra por debajo de un valor ζ_{cut} , determinado durante la reconstrucción buscando optimizar la relación señal-ruido.

Un valor muy grande de ζ_{cut} incluirá píxeles alejados del eje que tendrán muy baja señal y disminuirán significativamente la relación señal-ruido, pero un valor demasiado pequeño de ζ_{cut} dejará fuera de la suma a píxeles con una fracción considerable de la señal total y en consecuencia se subestimaré el flujo luminoso.

La relación señal-ruido δ es calculada sumando sobre todos los píxeles dentro de un ángulo ζ_{cut}

$$\delta = \frac{\sum_t \sum_{\zeta_{pix} < \zeta_{cut}} [n_{adc}(t_i) - n_{ped}]}{\sqrt{\sum_t \sum_{\zeta_{pix} < \zeta_{cut}} \sigma_{ped}^2}} \quad (3.8)$$

donde $n_{adc}(t_i)$ es el valor de la señal al tiempo t_i . El valor medio y la dispersión del valor de pedestal, n_{ped} y σ_{ped} respectivamente, son calculados con los primeros 100 intervalos temporales anteriores al disparo de la señal. El valor que mejor balancea la relación señal-ruido y la cantidad de luz recolectada se da utilizando el ángulo $\zeta_{opt} = \zeta_{max} + 0,2^\circ$, donde ζ_{max} es el ángulo ζ que maximiza la relación señal-ruido. Este es el valor tomado como referencia para reconstruir el perfil de flujo luminoso del evento.

En la figura 3.3 podemos ver la relación señal-ruido en función del ángulo ζ hasta el cual incluimos los píxeles en la reconstrucción, para un evento particular. Si aumentamos el ángulo ζ más allá de un cierto valor observamos que comenzamos a incluir muchos píxeles con poca señal, disminuyendo como consecuencia la relación señal-ruido.

Una vez definido el valor de ζ_{opt} , podemos calcular el valor del flujo luminoso total en función del tiempo como

$$n_\gamma(t_i) = \sum_{PMT} C_{PMT}^{370} \cdot (n_{adc}(t_i) - n_{ped}) = \sum_{PMT} C_{PMT}^{370} \cdot n_{ADC}(t_i) \quad (3.9)$$

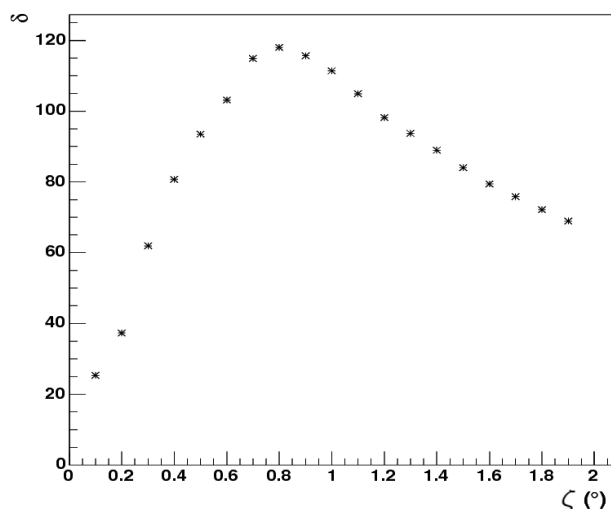


Figura 3.3: Relación señal-ruido (δ) como función del ángulo máximo aceptado en la reconstrucción ζ para un evento típico. El ángulo que maximiza la relación señal-ruido es $\zeta_{max} = 0,8^\circ$ de manera que el ángulo utilizado para reconstruir el perfil en este caso será $\zeta_{opt} = 1^\circ$.

donde la suma incluye a todos los fotomultiplicadores con $\zeta(t_i) < \zeta_{opt}$. Por simplicidad, el valor de la señal en el fotomultiplicador ya tiene restado el valor del pedestal, y es expresado como $n_{ADC}(t_i)$. Las constantes de calibración de los fotomultiplicadores, C_{PMT}^{370} , son obtenidas con el *drum* como se explica en la sección 2.2.4, de manera que el perfil de flujo luminoso está expresado en fotones equivalentes de 370 nm en el diafragma cada 100 ns.

Considerando a la cascada como un punto luminoso que se propaga a lo largo de un eje a la velocidad de la luz y utilizando la información de la reconstrucción geométrica y la caracterización de la atmósfera, cada intervalo de 100 ns puede convertirse en una profundidad atmosférica X , según lo indicado en la ecuación 1.3. De esta manera, es posible expresar la luz recolectada en el diafragma en función de la profundidad atmosférica.

Las dos contribuciones mayoritarias al flujo luminoso en la apertura son la fluorescencia de las moléculas de Nitrógeno y la radiación Cherenkov [12][13][14], ambas afectadas por efectos de dispersión y absorción en la atmósfera (Figura 3.4). A este flujo debido a la luz emitida por la cascada se suma el flujo de fotones de fondo debidos a la luna, las estrellas y el brillo atmosférico nocturno, que puede ser considerado aproximadamente constante durante el tiempo que dura una cascada (algunos μs) y es responsable del pedestal o nivel de base sobre el que se miden los pulsos de luz generados por la misma.

Depósito de Energía

Para determinar el depósito de energía de la cascada es necesario distinguir la componente generada por la luz de fluorescencia del resto de las componentes del flujo luminoso que alcanza la apertura del telescopio. La cantidad de luz de fluorescencia emitida es

directamente proporcional al número de moléculas ionizadas, el cual es a su vez proporcional a la cantidad de energía depositada por la cascada en la atmósfera. Dado el número de fotones emitidos por eV depositado, Y_i^f [15], [16], [17], el número de fotones de fluorescencia emitidos por la cascada es:

$$N_\gamma^f(X_i) = Y_i^f \frac{dE}{dX_i} \quad (3.10)$$

donde dE/dX_i es la energía depositada a la profundidad atmosférica X_i .

Normalizando la pérdida de energía por partícula a cierta pérdida promedio, la energía depositada puede pensarse proporcional al número de partículas cargadas en la cascadas, es decir:

$$\frac{dE}{dX_i} = N_e(X_i) \int_0^\infty f_e(E, X_i) \frac{dE}{dX_e(E, X_i)} dE, \quad (3.11)$$

donde $f_e(E, X_i)$ es la distribución normalizada de energía de los electrones y $\frac{dE}{dX_e(E, X_i)}$ es la pérdida de energía de un electrón con energía E .

El espectro de energía de los electrones $f_e(E, X_i)$ sólo depende del estado de desarrollo (la *edad*) de la cascada [18, 19], de manera que la ecuación 3.11 puede escribirse de manera simplificada como:

$$\frac{dE}{dX_i} = N_e(X_i) \alpha_i(s_i), \quad (3.12)$$

donde $\alpha_i(s_i)$ es el depósito de energía promedio por electrón a la edad $s_i = 3/(1 + 2X_{max}/X_i)$, y X_{max} es la profundidad a la cual la cascada ha alcanzado su máximo de desarrollo.

El depósito de energía promedio depende del número y el espectro de energía de las partículas de la cascada y debe ser estimado utilizando simulaciones. En la sección 4.3.2 presentamos un método mejorado para calcularlo utilizando el programa de simulaciones AIRES y una nueva parametrización en función de la edad.

Debido a la atenuación del flujo ocasionado por las moléculas de la atmósfera (dispersión Rayleigh) y a la presencia de aerosoles en suspensión (dispersión Mie), sólo una fracción T_i de los fotones emitidos pueden ser detectados en la apertura, como muestra la figura 3.4. Dadas la eficiencia de detección ϵ , la apertura A y la distancia al punto de emisión r_i , el flujo luminoso de fluorescencia medido por el detector y_i^f es:

$$n_\gamma^f(X_i) = \frac{A\epsilon T_i}{4\pi r_i^2} Y_i^f \frac{dE}{dX_i}. \quad (3.13)$$

Emisión Cherenkov

El número de fotones emitido por efecto Cherenkov es proporcional al número de partículas cargadas según,

$$N_\gamma^C(X_i) = Y_i^C N_e(X_i). \quad (3.14)$$

donde $Y_i^C N_e$ es el factor de emisión Cherenkov e incluye la dependencia de la energía límite para la emisión Cherenkov con el índice de refracción, que cambia con la densidad y por lo tanto con la altura [18, 19].

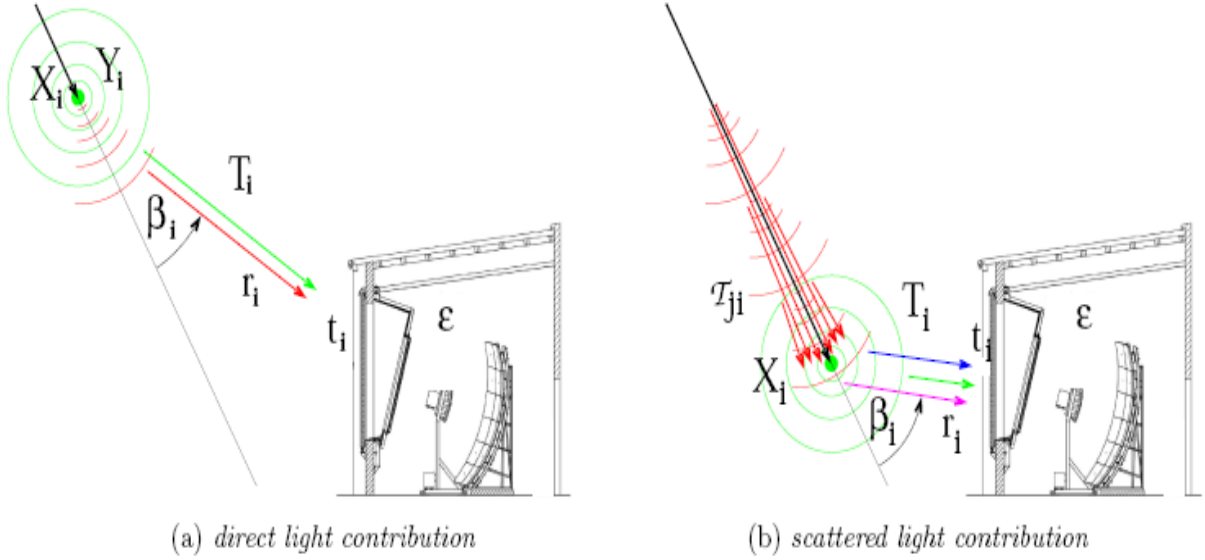


Figura 3.4: Esquema de las componentes del flujo luminoso recibido en el detector de fluorescencia. Verde: luz de fluorescencia, Rojo: fotones Cherenkov de incidencia directa, Azul: fotones Cherenkov con dispersión Rayleigh, Magenta: fotones Cherenkov con dispersión Mie. (Tomado de [7])

Dada la fracción de fotones emitidos $f_C(\beta_i)$ en un ángulo β_i con respecto al eje de la cascada, el flujo de fotones Cherenkov que incide directamente en la apertura del detector de fluorescencia es:

$$n_{\gamma}^{Cd}(X_i) = \frac{A\epsilon T_i}{4\pi r_i^2} f_C(\beta_i) Y_i^C N_e(X_i). \quad (3.15)$$

Si bien los fotones Cherenkov son emitidos en un cono estrecho alrededor de la dirección de movimiento de la partícula, en la cascada las partículas cargadas tienen una distribución de direcciones de movimiento debido a las colisiones con las moléculas del aire, de manera que la luz emitida cubre un amplio rango angular, centrado en la dirección del eje de la cascada.

La concentración de la emisión Cherenkov en la misma dirección en la que evoluciona la cascada genera un intenso haz de fotones que se acumula a medida que la cascada atraviesa la atmósfera, como se esquematiza en el panel derecho de la figura 3.4.

La fracción del haz dispersada hacia el detector puede representar una contribución importante a la luz total recibida. En un modelo unidimensional sencillo, el número de fotones presentes en el haz a una profundidad X_i es la suma de la luz de Cherenkov emitida en todas las profundidades previas X_j atenuados durante su camino de X_i a X_j por un factor T_{ji} (que incluye la atenuación por dispersión Mie y Rayleigh):

$$N_{\gamma}^{beam}(X_i) = \sum_{j=0}^i T_{ji} Y_j^C N_e(X_j). \quad (3.16)$$

Si llamamos $f_s(\beta_i)$ a la fracción del haz que será dispersada hacia el detector en X_i , el flujo de fotones en el diafragma debido a la luz Cherenkov dispersado será

$$n_\gamma^{Cs}(X_i) = \frac{A\epsilon T_i}{4\pi r_i^2} f_s(\beta_i) N_\gamma^{beam}(X_i) \quad (3.17)$$

La luz total recibida por el detector proveniente de una posición X_i se obtiene sumando la componente dispersada y la directa de los fotones Cherenkov con la componente de fluorescencia:

$$n_\gamma(X_i) = n_\gamma^{Cs}(X_i) + n_\gamma^{Cd}(X_i) + n_\gamma^f(X_i) \quad (3.18)$$

Dado que la única incógnita en cada una de las componentes de la luz total recibida es el número de partículas cargadas, es posible calcular un perfil de *luz recibida* en el diafragma proponiendo un perfil del número de *partículas cargadas* en la cascada. El flujo calculado puede compararse con los datos experimentales variando los parámetros del perfil propuesto hasta encontrar aquel que mejor describe los datos. Un ejemplo de cómo el ajuste describe los datos en dos eventos FD puede verse en la figura 3.5.

3.1.3. Determinación de la Energía del Primario

El número de partículas cargadas está relacionado linealmente con la energía depositada por la ecuación 3.12. Esto implica que el ajuste del perfil de desarrollo longitudinal puede realizarse también utilizando como variable la energía depositada.

Tanto para la estimación de la luz Cherenkov sobre el eje de la cascada como para el cálculo de la energía total depositada es necesario contar con el perfil longitudinal completo. El campo de visión del detector de fluorescencia es limitado y generalmente sólo brindará datos de una porción del perfil longitudinal por lo que la función de ajuste deberá extrapolarse para estimar la porción faltante. Para que esta extrapolación tenga sentido la función utilizada debe describir correctamente el desarrollo longitudinal de una cascada, como la función de Gaisser-Hillas [11]:

$$f_{GH}(X) = \frac{dE}{dX_{max}} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X - X_0}{\lambda}} e^{\frac{X_{max} - X}{\lambda}}, \quad (3.19)$$

donde en este caso X_{max} es la profundidad atmosférica a la que se da el mayor depósito de energía; dE/dX_{max} , λ y X_0 son parámetros que regulan la forma de la función. Para un conjunto de parámetros $(X_{max}, dE/dX_{max}, \lambda, X_0) = (\theta_{GH})$ dado, es posible obtener un perfil de depósito de energía que puede, entonces, compararse con el medido.

El depósito total de energía (o energía calorimétrica) E_{Cal} se calcula realizando la integral de la función ajustada:

$$E_{Cal} = \int_0^\infty f_{GH}(X) dX. \quad (3.20)$$

La función de Gaisser-Hillas describe correctamente el desarrollo longitudinal de la componente electromagnética, pero no de la componente muónica. Debido a su baja sección eficaz, muchos muones de alta energía continúan su desarrollo sin depositar su energía, al igual que los neutrinos, de manera que no toda la energía de la cascada es

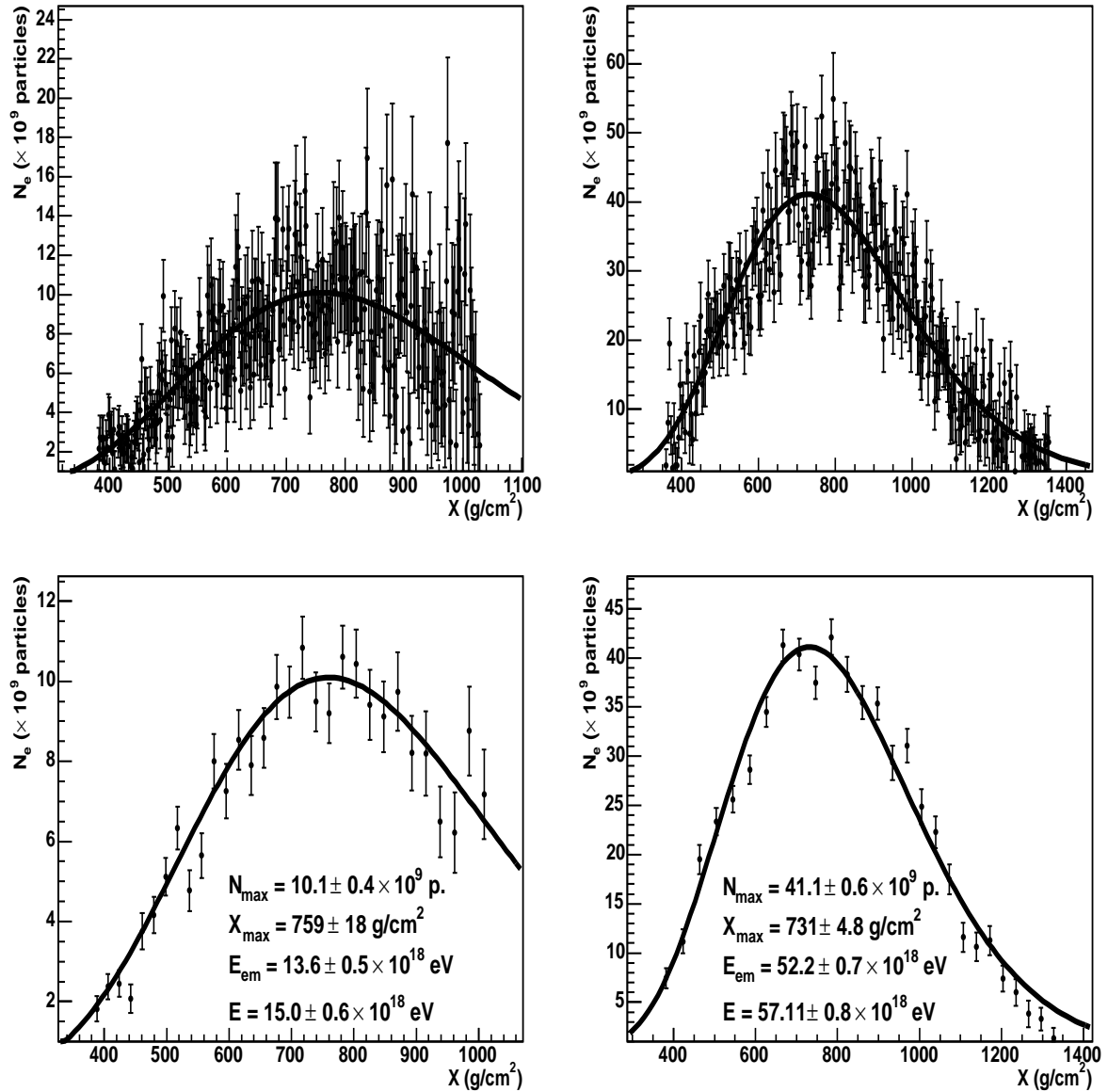


Figura 3.5: Ejemplo de dos eventos registrados por el detector de fluorescencia con los ajustes del perfil longitudinal con una función de Gaisser-Hillas (línea negra) superpuesta al número de partículas estimado a partir del perfil del flujo luminoso, una vez eliminada la contribución de luz Cherenkov (puntos). Los datos de los dos eventos de la fila superior fueron promediados en un histograma para mayor claridad en la parte inferior. Los valores obtenidos de N_{max} , X_{max} , E_{em} y E presentan sólo los errores estadísticos del ajuste. (Tomado de [1])

depositada en la atmósfera. Es usual referirse a esta energía como energía invisible o energía faltante, aunque estos dos términos no son formalmente iguales. Hablaremos sobre esta diferencia en el capítulo 4.5.

Para obtener la energía del primario a partir de la energía calorimétrica de la cascada, es necesario aplicar una corrección por la energía faltante que suele expresarse como un factor multiplicativo $f_{Missing}$. Este factor debe ser determinado con simulaciones Montecarlo y en la sección 4.5 mostraremos un método mejorado para calcularlo, utilizando el programa de simulaciones AIRES. Veremos que este factor de corrección puede ser parametrizado con:

$$\frac{1}{f_{inv}} = \frac{E_{Cal}}{E_{Primary}} = \alpha - \beta \times \left(\frac{E_{Cal}}{1\text{EeV}}\right)^{-\gamma} \quad (3.21)$$

de manera que la energía total puede escribirse como:

$$E_{Primary} = f_{inv} E_{Cal} \quad (3.22)$$

La producción de neutrinos y muones esta determinada por la cantidad de mesones generados en la cascada y de su probabilidad de decaimiento en la atmósfera. Esto depende a su vez de la energía del primario y de su naturaleza. El factor de corrección lleva consigo estas dependencias y además, la provocada en las simulaciones por las diferencias entre los modelos hadrónicos utilizados, que emplean secciones eficaces diferentes para la generación de mesones. Daremos más detalles sobre esta corrección en la sección 4.5

3.1.4. Errores Sistemáticos en la Determinación de la Energía

La reconstrucción de la energía del primario tiene varias fuentes de error sistemático que afectan la medida [21], entre las que pueden destacarse:

Rutina de reconstrucción En [20] se mostró que la resolución intrínseca de la rutina de reconstrucción en un conjunto de datos simulados es del orden del 8%.

Calibración La calibración absoluta del detector (sección 2.2.4), realizada con el *drum*, tiene un error sistemático estimado del 9,5% e incluye la dependencia de la respuesta del sistema óptico con la longitud de onda .

Tasa de emisión La tasa de fotones emitidos por unidad de energía depositada, Y_i^f en la ecuación 3.10, tiene una incerteza del 14% [16]. La dependencia de la tasa de emisión de fluorescencia con la temperatura, la presión y la humedad atmosférica, que son aproximadas con una parametrización estacional promedio, introduce un error sistemático adicional del 7%.

Aerosoles Los procesos de dispersión molecular son relativamente fáciles de calcular, ya que la composición química de la atmósfera no varía demasiado y puede ser modelada utilizando promedios mensuales. La concentración de aerosoles resulta mucho más difícil de determinar y puede variar drásticamente en una escala de tiempo de pocas horas, por lo que se vuelve necesario un monitoreo continuo de

la atmósfera. La incerteza sistemática debido a la atenuación producida por los aerosoles en la determinación de la energía es del 4%.

Colección de la luz Parte de la luz que ingresa por el diafragma no es considerada por el método de reconstrucción, debido a la selección de píxeles efectuada. Dado que la cascada tiene un ancho finito 3.3.3, la imagen se forma simultáneamente sobre varios píxeles y la luz que reciben los píxeles que no fueron seleccionados debe ser tenida en cuenta para el cálculo de energía. Veremos en la sección 3.2 que las incertezas en la recolección de luz introducen un error sistemático del 10% en la determinación de la energía.

Corrección de la energía faltante La dependencia con el modelo hadrónico y la composición del primario de la corrección por la energía faltante parametrizada por la ecuación 3.21, que veremos con más detalle en el capítulo 4.5 agrega una incerteza sistemática del 4%

Todos estos errores sumados en cuadratura dan una estimación del error sistemático total en la estimación de la energía del rayo cósmico primario del orden del 22%. Este es un logro destacable, considerando que estamos infiriendo la energía del rayo cósmico a partir de la detección de la fluorescencia que produce el pasaje de las partículas cargadas de la cascada que el mismo genera en las moléculas de la atmósfera. Existen varios esfuerzos para disminuir aún más esta incerteza, entre los que puede mencionarse el experimento AirFly para la determinación más precisa de la emisión de fluorescencia y de su dependencia con los parámetros atmosféricos [31].

Otro esfuerzo, en este caso con el objetivo de mejorar nuestra comprensión del sistema de detección, la colección de la luz en la reconstrucción y el tratamiento de la extensión de la imagen en la cámara, es la mejora de las rutinas de reconstrucción. El método de reconstrucción estándar del perfil longitudinal que hemos descrito presenta algunas deficiencias, la mayoría de ellas relacionadas con el ángulo de corte que debe introducirse para la determinación de la luz en el diafragma, el cual es determinado maximizando la relación señal-ruido y no hace uso del conocimiento que tenemos del sistema óptico. Al no contemplar las características del sistema óptico, el método tampoco puede modelar las aberraciones presentes en el telescopio ni tratar las pérdidas de señal provocadas por las ineficiencias de los conos de Winston, que introduce inhomogeneidades en la respuesta de la cámara.

La figura 3.6 muestra como ejemplo la distribución angular con respecto al eje de la cascada de los fotones provenientes de aproximadamente 1000 eventos híbridos “dorados”. Puede verse que una fracción importante de la luz proviene de ángulos mayores al tamaño del pixel, que tiene un radio angular de 0.75° y que un 18% proviene de ángulos mayores que el corte que establece ζ_{opt} en la reconstrucción.

La señal contenida en los píxeles descartados por encontrarse más allá de ζ_{opt} no es considerada para la determinación del flujo luminoso, introduciendo un sesgo negativo en el cálculo de la energía del primario.

Otra deficiencia del método de reconstrucción estándar es la imposibilidad de calcular el flujo luminoso total cerca del borde de la cámara, donde sólo una parte (desconocida *a priori*) de la luz que llega al detector es recogida por la cámara. Con este método tampoco es posible utilizar la información proveniente de dos telescopios contiguos en

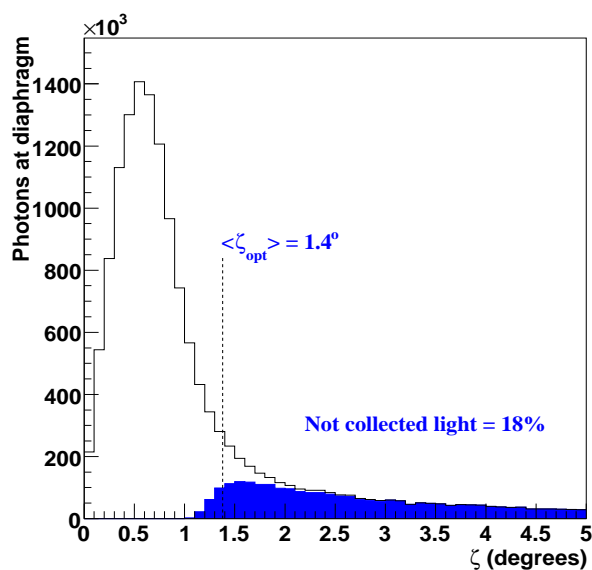


Figura 3.6: Distribución angular de los fotones en el diafragma producidos en alrededor de 1000 eventos híbridos “dorados”. La distribución azul muestra la luz que queda fuera de la reconstrucción estándar debido al corte en ζ , el ángulo entre el eje de la cascada y la dirección en la que apunta el fotomultiplicador. Para estos eventos, el valor promedio de ζ_{opt} es $1,4^\circ$, y un 18 % de la luz no es considerada.

la región en la que se superponen sus campos de visión, ya que al hacerlo se incrementa la relación señal-ruido (ec. 3.8). Estos dos efectos se combinan cuando una cascada atraviesa el campo de visión de dos o más telescopios provocando un hueco en el perfil longitudinal medido.

La reconstrucción estándar intenta tener en cuenta la distribución lateral de la cascada utilizando parametrizaciones para estimar *a posteriori* la cantidad de luz que queda fuera de ζ_{opt} [20, 24]. El efecto de estas correcciones es aumentar la energía entre un 10 y un 15 %, pero aún no incluye los efectos causados por las inhomogeneidades de la cámara ni por los bordes de la misma, pues sigue sin modelar las características del sistema óptico. En lo que resta de este capítulo, presentaremos un método de reconstrucción del perfil longitudinal que busca resolver estas deficiencias a la vez que brindar una mejor comprensión de la distribución de la luz en la cascada.

3.2. El Método del Spot

La rutina de reconstrucción alternativa conocida como el *método del Spot*¹, busca resolver las deficiencias de la rutina de reconstrucción estandar utilizando una simulación del sistema óptico para predecir la distribución de la luz sobre la cámara (el *spot*) y a partir de esta distribución predecir la señal en cada uno de los píxeles de la cámara. Esta predicción puede compararse con la señal medida y los parámetros de la función que describe el perfil longitudinal pueden variarse hasta encontrar aquellos que mejor ajustan los datos experimentales.

3.2.1. Reconstrucción del Perfil Longitudinal

En el método del Spot el flujo esperado de fotones en el diafragma (el equivalente a la ecuación 3.9) es estimado a partir de una parametrización del perfil longitudinal de la cascada con una función de Gaisser-Hillas como la presentada en la ecuación 3.19 con parámetros $(X_{max}, dE/dX_{max}, \lambda, X_0) = \theta_{GH}$, al igual que en el método estándar. A partir del número de fotones en el diafragma, el método del Spot introduce una simulación detallada de las características del sistema óptico para calcular la *señal esperada en cada fotomultiplicador*.

La Función de Spot

Las características del sistema óptico son resumidas por la función g_{spot} que describe la distribución de la luz sobre el plano focal en función del ángulo de incidencia de la luz que entra por el diafragma del telescopio. Como el sistema óptico no es perfecto y la fuente luminosa no es un punto, a un tiempo t dado el spot puede cubrir secciones de varios pmt.

La distribución lateral de la luz en la cascada, su geometría respecto al detector y las características atmosféricas varían con el tiempo mientras esta se desarrolla, de manera que el spot en la cámara debe ser calculado para cada intervalo de tiempo t . La distribución lateral de la luz de fluorescencia y de la luz Cherenkov están estrechamente ligadas a la distribución lateral de partículas cargadas en la lluvia. La dispersión de la luz producida por la cascada debido a los procesos de Mie y Rayleigh modifica la distribución de la luz que llega a la cámara, formando una imagen propia que debe ser incluida en el análisis. La distribución de la luz en la cámara de cada una de estas componentes es diferente, por lo que tendrán funciones de spot diferentes.

Para describir la distribución de la luz sobre la cámara utilizamos los ángulos $\Omega = (\alpha, \phi)$, que son las coordenadas polares que definen la posición en la superficie focal de la cámara tomando el centro de la imagen (ubicada sobre el eje de la cascada) como origen. La coordenada α es la distancia angular al centro de la imagen (la coordenada

¹El desarrollo de este método fue liderado por el grupo de la Universidad de Roma II *Tor Vergata* y realizado por lo que se conoce dentro de la colaboración como el “*Spot Group*”, que incluye la participación de investigadores de varias universidades. El método lleva poco más de 5 años de desarrollo y ha ido evolucionando con el tiempo. Mi contribución dentro del grupo consistió principalmente en elaborar la primera implementación disponible en [Offline](#), el software oficial de la colaboración Auger; y estudiar el tratamiento del ancho de la imagen, en particular para comprender la contribución de las distintas distribuciones laterales y la necesidad de la función de difusión geométrica y su valor.

radial) y ϕ describe un círculo alrededor del centro de la imagen (para α fijo). Cuando α es calculado para dar la posición del centro de un pixel, lo identificaremos con el símbolo ζ , para ser consistentes con la notación de la sección precedente.

Utilizaremos la notación $g_{spot}^p(\Omega, t, \theta_{GH})$ para distinguir las distintas funciones de spot y dejar explícitas sus variables relevantes. El superíndice p se utilizará para distinguir las distintas componentes: *flu* para luz de fluorescencia; *Cer – dir* para la radiación Cherenkov de incidencia directa; *Cer – Scat* para la radiación Cherenkov que incide luego de ser dispersada; y *MS* par la luz que llega al detector luego de sufrir varias dispersiones.

Dejaremos los detalles del cálculo de cada una de las funciones de spot para la sección 3.3, y nos centraremos primero en cómo se utilizan para realizar la reconstrucción del perfil longitudinal de la cascada, a partir del calculo de la señal en cada pmt.

Calculo de la Señal en el pmt

Conocidas las distintas funciones $g_{spot}^p(\Omega, t, \theta_{GH})$ (normalizadas a 1), el cálculo de la señal en cada pmt es inmediato. La integral sobre el campo de visión de cada pmt Ω_{pmt} nos dará la fracción de luz que llegará al pixel

$$f_{pmt}^p(t; \theta_{GH}) = \int_{\Omega_{pmt}} d\Omega g_{spot}^p(\Omega; t, \theta_{GH}) \quad (3.23)$$

donde $d\Omega = d\alpha d\phi$. Como también veremos más adelante, esta integral se hace por separado en la región cubierta y no cubierta por el Mercedes (para tener en cuenta los efectos de la eficiencia limitada del mismo) para luego corregir las constantes de calibración.

La fracción f_{pmt}^p nos permite calcular la señal esperada en cada pmt

$$\hat{n}_{adc}^{pmt}(t; \theta_{GH}) = \sum_p \frac{f_{pmt}^p(t; \theta_{GH})}{C_{pmt}^{370}} \hat{n}_{\gamma:p}^{370}(t; \theta_{GH}) + n_{ped}^{pmt} \quad (3.24)$$

Podemos definir entonces una función χ^2 para encontrar el conjunto de parámetros θ_{GH} que mejor describe la señal medida en cada pmt.

Ajuste de los Parámetros de la Función de Gaisser-Hillas

Los parámetros θ_{GH} se determinan minimizando la función χ^2 correspondiente. Para ahorrar tiempo y reducir la contribución del ruido en la señal, sólo se consideran los píxeles relevantes del evento. El criterio adoptado para la selección es el de utilizar sólo los fotomultiplicadores que han pasado el nivel de disparo T2 y tienen bien determinados los tiempos inicial y final de la señal.

Luego se establece, utilizando la información de la reconstrucción geométrica, la posición que tiene la traza sobre la cámara. Para cada intervalo de tiempo, se seleccionan sólo los píxeles con $\zeta < \zeta_c$, un valor constante *definido por el usuario*. En general, ζ_c se elige buscando un compromiso entre el requisito de recolectar tanta luz como sea posible y evitar un aumento exagerado del ruido de fondo. Nótese que este criterio de selección no busca maximizar la relación señal-ruido como en el método estándar sino simplemente

excluir píxeles que se encuentran muy lejos de la traza y claramente no pertenecen al evento. Nótese también que es un valor fijo, idéntico para todos los eventos y que incluye a los píxeles del borde de la cámara, de manera que permite describir la caída de la señal cuando la imagen entra o sale del campo de visión.

Con el método del Spot, podemos definir dos funciones χ^2 : una ajustando directamente el valor de la señal en los fotomultiplicadores (*ADC-fit*) y otra ajustando el flujo de luz en el diafragma (*Ph-fit*).

En el ajuste *ADC-fit* la función χ^2 es:

$$\chi_{ADC}^2(\theta_{GH}) = \sum_t \sum_{pmt} \left(\frac{n_{adc}^{pmt}(t) - \hat{n}_{adc}^{pmt}(t, \theta_{GH})}{\hat{\sigma}_{adc}^{pmt}(t, \theta_{GH})} \right)^2 \quad (3.25)$$

donde la suma se realiza sobre los pmt que pasaron el criterio de selección, $\hat{n}_{adc}^{pmt}(t, \theta_{GH})$ es la señal esperada, $n_{adc}^{pmt}(t)$ la señal medida y $\hat{\sigma}_{adc}^{pmt}(t, \theta_{GH})$ el error en la señal esperada.

La luz proveniente de la cascada se encuentra concentrada cerca de su eje, por lo que utilizar un valor grande de ζ_c en la selección de píxeles disminuye considerablemente la relación señal-ruido. Contrariamente a lo que cabría esperar, el ajuste *ADC-fit* no se ve afectado por esta disminución ya que la pequeña relación señal-ruido de estos píxeles hace que su contribución a la función $\chi_{ADC}^2(\theta_{GH})$ sea prácticamente independiente de el valor que toman los parámetros de la función de Gaisser-Hillas. Esto permite utilizar el *ADC-fit* para recoger prácticamente toda la señal sin degradar la calidad del ajuste.

Para el ajuste *Ph-fit* debemos primero calcular el flujo de luz *medido* en el diafragma a partir de las señales en los pmt:

$$n_{\gamma;M}^{370}(t) = \sum_{pmt} C_{pmt}^{370} (n_{adc}^{pmt}(t) - n_{ped}^{pmt}) \quad (3.26)$$

Como en el caso anterior, la suma está restringida sólo a los píxeles seleccionados ($\zeta < \zeta_c$).

Llamamos $n_{\gamma;M}^{370}(t)$ al flujo *medido* para diferenciarlo del flujo real ya que la ecuación 3.26 incluye los defectos del detector y la reducción del campo de visión introducido por ζ_c .

Para obtener el valor esperado de $n_{\gamma;M}^{370}$ se calcula primero la fracción total de luz recolectada para cada tiempo t y proceso p

$$f_{tot}^p(t; \theta_{GH}) = \sum_{pmt} f_{pmt}^p(t; \theta_{GH}) \quad (3.27)$$

con la suma restringida por ζ_c . El flujo esperado es entonces:

$$\hat{n}_{\gamma;M}^{370}(t; \theta_{GH}) = \sum_p \hat{n}_{\gamma;p}^{370}(t; \theta_{GH}) f_{tot}^p(t; \theta_{GH}) \quad (3.28)$$

y la función χ^2 para el ajuste *Ph-Fit* es:

$$\chi_{Ph}^2(\theta_{GH}) = \sum_t \left(\frac{n_{\gamma;M}^{370}(t) - \hat{n}_{\gamma;M}^{370}(t; \theta_{GH})}{\hat{\sigma}_{\gamma;M}(t; \theta_{GH})} \right)^2 \quad (3.29)$$

donde el error $\hat{\sigma}_{\gamma;M}$ del flujo *medido* se obtiene propagando los errores en la señal.

Para el ajuste *Ph-Fit* no es conveniente incluir entre los píxeles seleccionados a aquellos que tienen señales muy pequeñas (esto es, tomar $\zeta_c \sim \zeta_{opt}$). Al realizar el ajuste sobre el flujo total de fotones, sumando la señal de varios píxeles, se pierde la información detallada de los pulsos individuales y los píxeles que tienen poca señal influyen negativamente sobre el ajuste, aumentando las incertezas estadísticas del fit.

Cuando una parte importante de la imagen se encuentra fuera del campo de visión definido por ζ_c , la ecuación 3.28 automáticamente incluye la corrección necesaria. Si existen píxeles con $\zeta > \zeta_c$ con probabilidad de detectar algo de señal, la fracción total de la ecuación 3.27 será menor que 1 y $1 - f_{tot}^p$ será la fracción de luz no recolectada.

La filosofía que rigió (y rige) el desarrollo del método del Spot es la de realizar un ajuste de los observables de interés físico dejando los datos tal y como fueron medidos, sin realizar transformaciones o suposiciones sobre los mismos. La estrategia de ajuste *ADC-Fit* de ajusta exactamente a esta filosofía.

La estrategia de ajuste *Ph-Fit* se asemeja más a la reconstrucción estándar, y puede modificarse fácilmente para realizar el fit sobre el depósito de energía en lugar de hacerlo sobre los fotones en el diafragma. Los resultados que así se obtienen son una excelente prueba de consistencia entre el método del Spot y el método standard, como veremos en la sección 3.5.

3.2.2. Corrección Debida al Mercedes

Como vimos en la sección 2.2.2 el espacio existente entre dos pmts contiguos está cubierto por piezas plásticas con la forma de la estrella de Mercedes, que distribuyen la luz que de otra manera se perdería en esta región insensible de la cámara hacia la parte sensible de los fotomultiplicadores. Debido a la simplicidad de su forma (son superficies planas en lugar de parabólicas) y a la reflectividad del *Mylar* con el que están contruidos, la eficiencia de colección no es perfecta y un porcentaje de la luz incidente se pierde.

Para tratar los efectos que este fenómeno introduce en la señal, podemos calcular para cada pmt y para cada tiempo t la fracción δ_{pmt} entre el número de fotones que inciden sobre la superficie del Mercedes (la región de líneas paralelas a los bordes de los píxeles de la figura 3.11) y el número de fotones que incide sobre el pmt incluyendo su Mercedes.

Con esta definición δ_{pmt} tomará valores entre 0 y 1, con $\delta_{pmt} = 0$ cuando todo el spot está contenido dentro del *pmt* y $\delta_{pmt} = 1$ cuando toda la luz es reflejada en el Mercedes antes de alcanzar el fotocátodo. La fracción de luz que llega al fotocátodo puede ser entonces escrita como:

$$\epsilon_M^{pmt}(t) = T_M \delta_{pmt}(t) + (1 - \delta_{pmt}(t)) , \quad (3.30)$$

donde T_M es la eficiencia del Mercedes. La fracción ϵ_M^{pmt} será igual a 1 sólo si todo el spot está contenido en el pixel ($\delta_{pmt} = 0$) o si el Mercedes tuviera una eficiencia óptima ($T_M = 1$). La eficiencia real del Mercedes ha sido medida en el laboratorio [22] y su valor promedio es de $T_M = 0,80$.

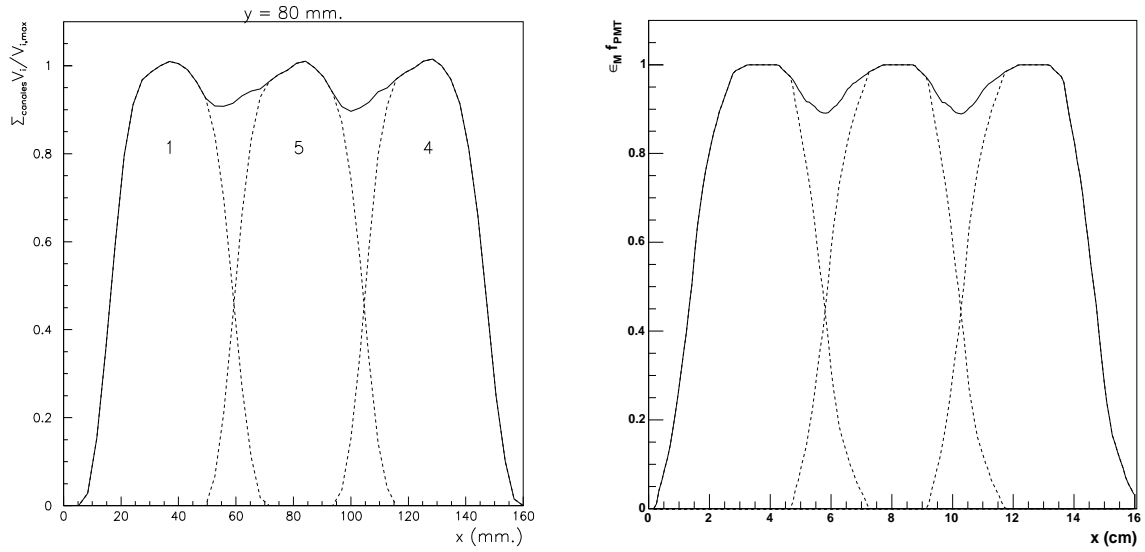


Figura 3.7: Medida experimental (izquierda) y simulación con el método del Spot (derecha) de la uniformidad de la cámara para un arreglo de laboratorio de una serie de 3 fotomultiplicadores contiguos con el Mercedes instalado [22], en la que un haz luminoso barre la superficie de los píxeles de izquierda a derecha. La línea completa es la suma de la señal en c/u de los fotomultiplicadores, dada por la línea punteada. (Tomado de [1])

Para ilustrar la excelente descripción de la cámara que podemos lograr con el método del Spot, la figura 3.7 muestra una comparación entre la señal registrada cuando un haz de luz barre una hilera de 3 píxeles con sus respectivos Mercedes y la simulación del mismo procedimiento con el método del Spot. Puede verse cómo la simulación describe correctamente el ingreso y el egreso del haz en el pixel, y cómo la señal total presenta inhomogeneidades debidas a la ineficiencia del Mercedes para repartir la luz entre dos fotomultiplicadores contiguos.

La corrección debida al Mercedes afecta a las constantes de calibración de cada píxel, pues como se mencionó en 2.2.4 éstas son determinadas en condiciones de iluminación uniforme utilizando el *drum*. En estas condiciones, el cociente δ_{pmt} es el mismo para todos los fotomultiplicadores de la cámara y está dado por el cociente entre el área del Mercedes y el área del fotocátodo. Esto implica que $\delta_{\text{drum}} = 0,632$ para todos los píxeles y $\epsilon_{\text{drum}} = 0,874$ si $T_M = 0,8$. Las constantes de calibración deben entonces ser modificadas por un factor

$$f'_{\text{pmt}}(t) = \frac{\epsilon_M^{\text{pmt}}(t)}{\epsilon_{\text{drum}}} = \frac{T_M \delta_{\text{pmt}}(t) + (1 - \delta_{\text{pmt}}(t))}{T_M \delta_{\text{drum}} + (1 - \delta_{\text{drum}})} \quad (3.31)$$

Esta corrección varía entre $f'_{\text{pmt}} \simeq 1,08$ para $\delta_{\text{pmt}} = 0$ a $f'_{\text{pmt}} \simeq 0,87$ para $\delta_{\text{pmt}} = 1$ con $T_M = 0,80$. La señal en el fotomultiplicador puede ser, por lo tanto, entre un 8% más alta y un 13% más baja de lo que estima la reconstrucción estándar. Durante la reconstrucción de un evento este efecto es promediado a lo largo de toda la traza, de manera que su impacto final sobre la determinación del perfil luminoso es pequeño.

El efecto de las inhomogeneidades de la cámara puede verse en la figura 3.8, que presenta la predicción del método del Spot sobre los mismos eventos presentados como ejemplo para la reconstrucción estándar de la figura 3.5. El ingreso y egreso del spot en los fotomultiplicadores, junto al tratamiento realista de la eficiencia del Mercedes produce una modulación en la señal esperada que es enmascarado por las fluctuaciones propias del método de medición.

3.2.3. Ventajas

Una de las ventajas más importantes del método del Spot con respecto al método estándar es su capacidad para tratar los bordes de la cámara. Cuando la cascada entra o sale del campo de visión del telescopio, sólo una parte de la imagen incide sobre la superficie de la cámara y el método del Spot brinda una estimación precisa de la señal esperada en cada pmt. Otra ventaja importante del método del Spot es la capacidad de tratar adecuadamente las inhomogeneidades de la cámara debidas a la presencia de los Mercedes, como se mencionó en la sección precedente (3.2.2).

Debido a que cuando la imagen atraviesa la zona de solapamiento del campo de visión de dos telescopios contiguos la relación señal-ruido aumenta, el método estándar simplemente descarta los datos correspondientes al telescopio con señal más baja y las señales de los píxeles cercanos al borde de la cámara, generando en algunas ocasiones huecos en el perfil longitudinal. El método del Spot es capaz de utilizar la información de ambos telescopios simultáneamente, generando un perfil longitudinal homogéneo que utiliza toda la información disponible.

La figura 3.8 brinda dos ejemplos donde pueden verse cualitativamente estas ventajas. En el evento del lado izquierdo puede verse con claridad cómo la señal aumenta rápidamente cuando la cascada ingresa en el campo de visión del telescopio y luego disminuye al salir del mismo, en cada uno de los extremos del perfil. La predicción del método del Spot sigue claramente este comportamiento. El evento presentado en el lado derecho corresponde a una cascada que atraviesa el campo de visión de dos telescopios. El salto en el perfil longitudinal es provocado por la suma de las señales de cada telescopio en la zona de solapamiento de los campos de visión, y vemos cómo el método del Spot lo ajusta correctamente. En ambas figuras puede verse también el efecto “oscilatorio” que provoca el Mercedes en el perfil esperado

Una forma de apreciar el potencial del método del Spot es comparando su predicción con la señal medida en cada pixel. La figura 3.9 muestra un ejemplo de esta comparación para algunos píxeles a lo largo del plano SDP sobre la cámara en un evento representativo. Para cada pixel seleccionado se muestra la fracción del spot que da en el pixel para el momento de mayor señal. Puede verse que para los píxeles 123 y 124 esta fracción es relativamente baja, del orden del 40-50 %, ya que el plano del SDP pasa justo por el borde de ambos píxeles y el spot queda dividido entre ambos. Para los demás píxeles, las fracciones son mayores pero nunca superan el 85 % pues el spot es siempre más grande que un pixel.

Es de destacar el excelente acuerdo entre la predicción del modelo del Spot para cada uno de los intervalos temporales y los datos. Este acuerdo requiere no sólo un buen modelo del spot óptico, sino también una buena reconstrucción geométrica. Si se modificara ligeramente la posición del plano SDP, éste ya no daría justo sobre el borde

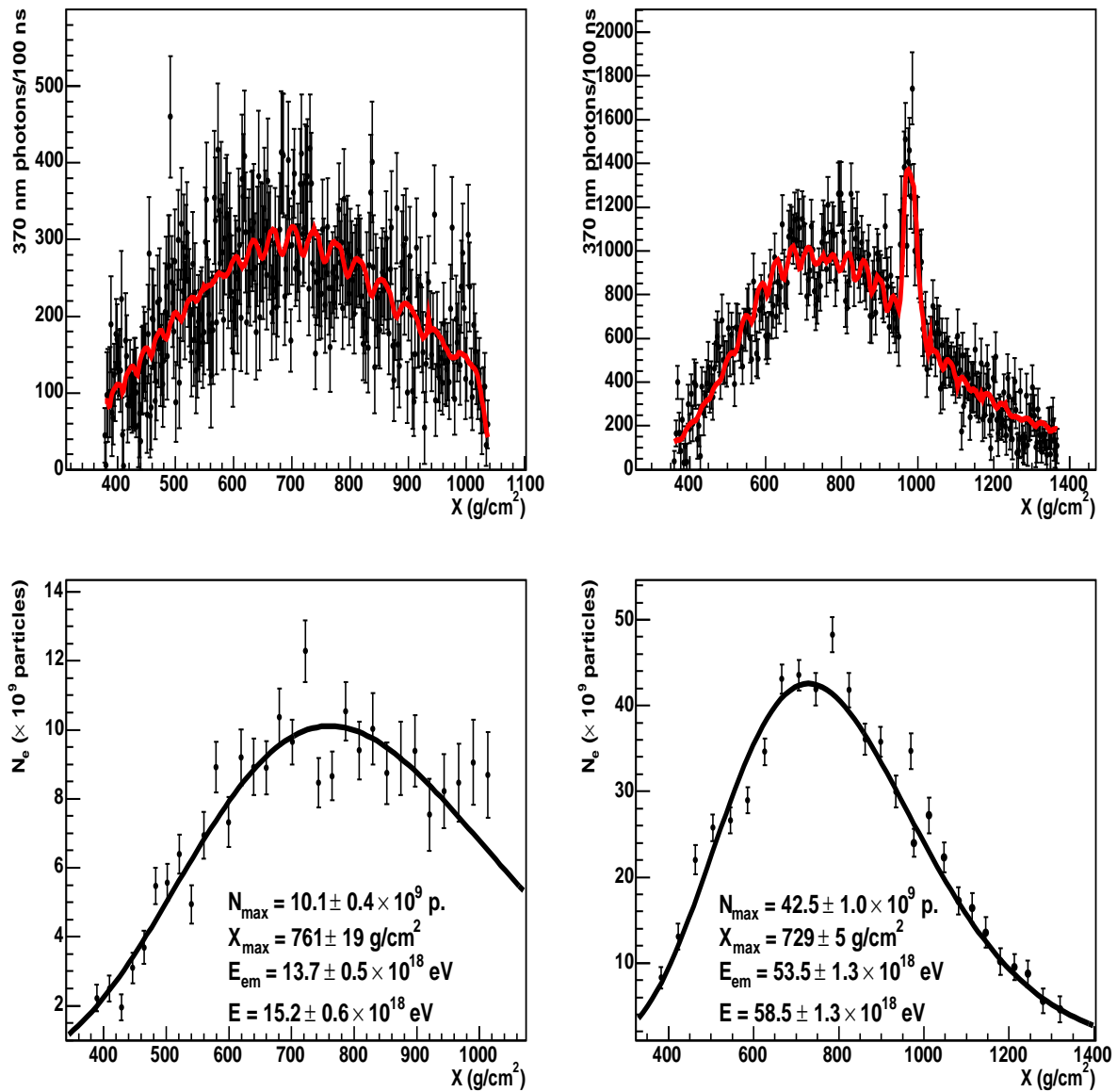


Figura 3.8: Ejemplo de dos eventos registrados por el detector de fluorescencia con los justes del perfil longitudinal incluyendo las inhomogeneidades de la cámara con el método del Spot (línea roja) superpuesta con el número de partículas estimado a partir del perfil del flujo luminoso, una vez eliminada la contribución de luz Cherenkov (puntos). El efecto oscilatorio es enmascarado por las fluctuaciones de los puntos experimentales. En la parte inferior, los datos fueron promediados para mostrar el perfil con mayor claridad. Los valores obtenidos de N_{\max} , X_{\max} , E_{em} y E presentan sólo los errores estadísticos del ajuste y son muy similares a los obtenidos con el método estándar, que pueden verse en la figura 3.5. (Tomados de [1])

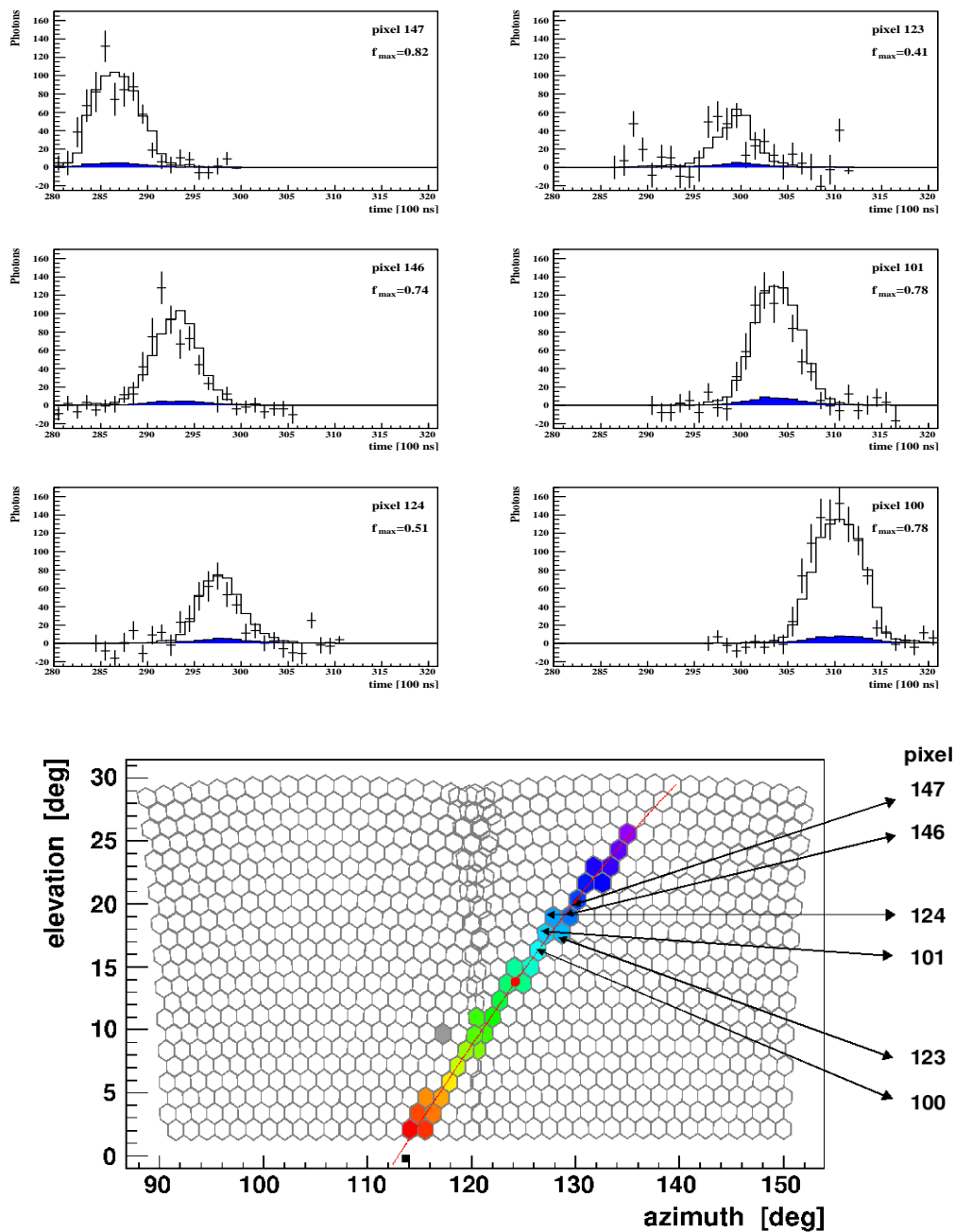


Figura 3.9: Comparación entre la señal esperada utilizando el método del Spot y la señal medida en algunos píxeles a lo largo del plano SDP sobre la cámara. Las señales están expresadas en número de fotones de 370 nm en el diafragma cada 100 ns, y se muestra en azul la porción estimada de luz Cherenkov. Para cada pixel seleccionado se muestra en el borde superior derecho la fracción máxima del spot que cae dentro del pixel. La cascada atraviesa el campo de visión de la cámara desde arriba hacia abajo, como puede verse por la posición temporal de la señal en cada pixel.

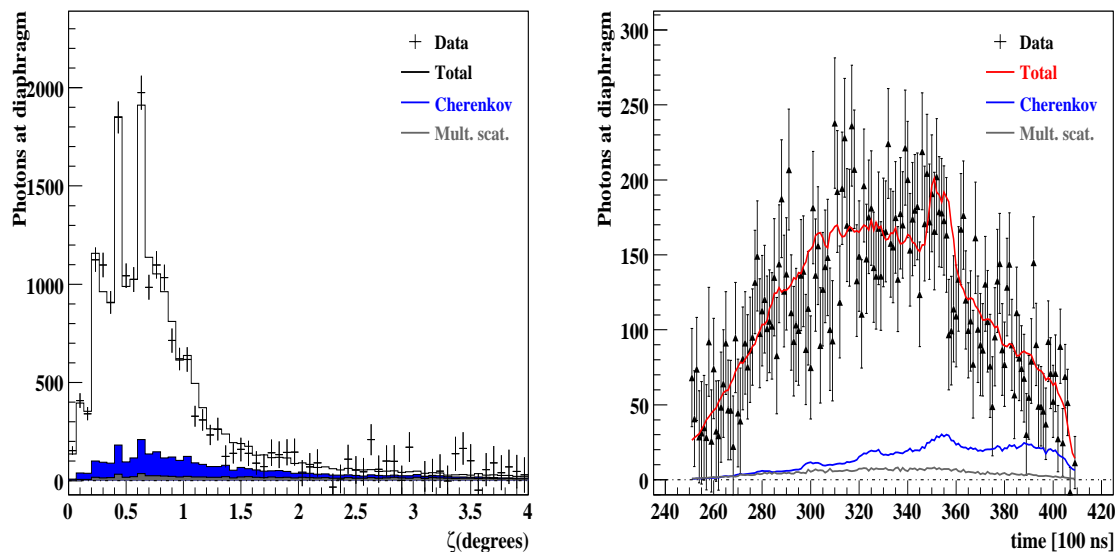


Figura 3.10: (izquierda) Número de fotones detectados en función de ζ , el ángulo entre la imagen y el centro del píxel. (derecha) Número de fotones detectados en función del tiempo.

de los píxeles 123 y 124 y la predicción de la señal dejaría de ser 50% para cada uno, las fracciones serían significativamente más grandes en un píxel que en el otro, y la señal esperada sería mucho mayor que los datos en un píxel y mucho menor en el otro. Por otra parte, un pequeño cambio en la ubicación del eje de la cascada dentro del plano SDP modificará el tiempo de arribo de la señal al telescopio, modificando la forma temporal de los pulsos. Esta sensibilidad podría utilizarse para ajustar la reconstrucción geométrica del evento, y el desarrollo de un algoritmo que haga uso de esta capacidad del método del Spot es uno de los desarrollos que se prevén en el futuro.

Para evaluar la calidad de la reconstrucción en varias cascadas, examinar la señal en cada uno de los fotomultiplicadores evento por evento se vuelve poco práctico. Una forma de resumir los resultados de la reconstrucción de una cascada es realizar por separado el gráfico de la distribución lateral y de la distribución longitudinal de la señal en el evento, y compararlos con la señal esperada como se muestra en la figura 3.10.

Esta técnica nos permite tener una visión de la distribución lateral de la luz integrada en el tiempo y de la luz integrada en ζ en todo el perfil longitudinal, uniendo la información de todos los píxeles. La distribución lateral, al estar en unidades angulares, puede utilizarse para sumar varias cascadas como se hizo en la figura 3.6 y tener así una idea del comportamiento promedio de la distribución lateral de la señal y evaluar que tan bien ésta es descrita por nuestro modelo.

3.3. Cálculo del Spot en la Cámara

La característica distintiva del método del Spot es la utilización de un modelo que *predice* la distribución de la luz sobre la cámara. Esta predicción se utiliza luego para calcular la señal esperada en cada píxel.

El cálculo de la distribución de la luz sobre la cámara no es sencillo. Para una fuente puntual, la aberración esférica del espejo del telescopio de fluorescencia genera una imagen que no es un punto, sino una región sobre el plano focal (el *spot*) que típicamente cubre un área angular de 0.25° de radio. A esto debe agregarse el tamaño finito de la cascada, que implica que los fotones que arriban al diafragma provienen de distintas regiones del espacio por lo que el tamaño del spot depende además de los detalles de la distribución lateral de la cascada [29][30].

La función que describe la distribución de la luz en la cámara g_{spot}^p resulta de la convolución² de varias funciones que describen la distribución angular de la luz al ingresar por el diafragma con los defectos del detector (aberración esférica, inhomogeneidades de la cámara, resolución finita, etc.). La función g_{spot}^p se calcula entonces como:

$$g_{spot}^p = s \otimes u \otimes w^p \quad (3.32)$$

donde s es la función que describe el spot óptico (la imagen de un objeto puntual); w^p es la distribución angular de cada componente de la luz incidente en el diafragma según el índice p ; y u es una función empírica introducida para reproducir los datos experimentales, ensanchando la distribución para incluir los efectos de la resolución finita del detector, que no son descriptos por las funciones s y w^p . En esta sección describiremos, en forma progresiva, cada una de estas funciones .

3.3.1. El Spot Óptico

Para una fuente puntual lejana, la fracción de luz que va a dar a cada fotomultiplicador puede calcularse simulando un flujo uniforme de fotones distribuidos aleatoriamente en la apertura del telescopio. Los fotones deben ser propagados según los principios de la óptica geométrica hasta la cámara, incluyendo las desviaciones producidas por el anillo corrector y los efectos de sombra que produce el soporte de la cámara. La simulación utilizada para nuestro método se corresponde con el modelo presentado en [28].

Debido al cambio en la posición relativa de la sombra de la cámara y al efecto del anillo corrector, la forma del spot depende del ángulo de incidencia. Para acelerar el cómputo durante la reconstrucción, las fracciones de spot en cada fotomultiplicador fueron calculadas barriendo las distintas direcciones de incidencia. El paso angular utilizado en el barrido fue ajustado de manera que la fracción de spot no varíe demasiado entre un paso y el siguiente, para no introducir errores. Durante la reconstrucción se utilizan los valores correspondientes a la dirección más cercana calculada.

²Para indicar la operación de convolución utilizaremos el símbolo \otimes , esto es:

$$h \otimes f = \int dx' h(x - x') f(x')$$

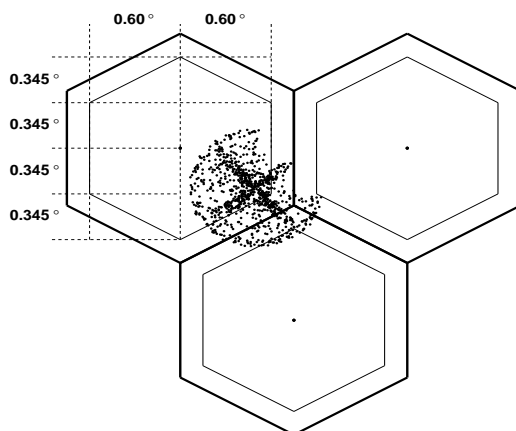


Figura 3.11: Esquema del método utilizado para calcular la fracción de luz que arriba a cada pmt. La geometría de la cascada establece la posición de centro del spot en la cámara (el punto focal ideal), y el modelo del spot da la dispersión de la luz con respecto a éste punto. La fracción correspondiente a cada pmt se obtiene contando el número de puntos que quedan dentro de cada pmt y normalizando al número total de puntos. El conteo se hace discriminando la zona cubierta y no cubierta por el Mercedes. El spot presentado en este ejemplo corresponde a una posición cercana al borde de la cámara.

La figura 3.11 ilustra cómo la distribución simulada de los fotones en el spot puede ser utilizada para calcular la fracción de la señal que va a cada fotomultiplicador en un tiempo t . Cada dirección de arribo define un punto sobre la cámara, que se toma como punto central del spot. El número de fotones que incide sobre la superficie de cada pmt, normalizado al número total de rayos utilizados en la simulación, da la fracción $f_{pmt}(t)$ de la señal que se espera en cada fotomultiplicador.

En general, la suma de todas las fracciones a un tiempo t debe ser igual a 1, pero existen dos excepciones. La primera se produce cuando la cascada entra o sale del campo de visión del telescopio, dado que algunos fotones del spot quedaran fuera de la cámara y la suma de las fracciones será menor a 1. La segunda se produce cuando la cascada se encuentra en la zona donde se solapan los campos de visión de dos telescopios, donde la suma de todas las fracciones se acercará a 2, pues estamos sumando contribuciones de dos telescopios.

El lado izquierdo de la figura 3.12 muestra la distribución angular de la luz producida por 300 cascadas y el valor calculado por el método del Spot utilizando $g_{spot}^p = s$, asumiendo una fuente puntual y una resolución infinita en la reconstrucción geométrica (haciendo w^p y u iguales a la función δ). El ancho producido por s se extiende hasta $\zeta = 1^\circ$, mucho más allá de los 0.25° que tiene el spot óptico teórico. Esto es un efecto introducido por el tamaño finito de los píxeles en la cámara, que tienen un radio de 0.75° . Cuando el centro de la imagen está cerca del borde de un pixel, algunos fotones son detectados por el pixel adyacente y deben ser asociados entonces con el centro de dicho pixel, que tendrá un $\zeta \sim 0,75^\circ$.

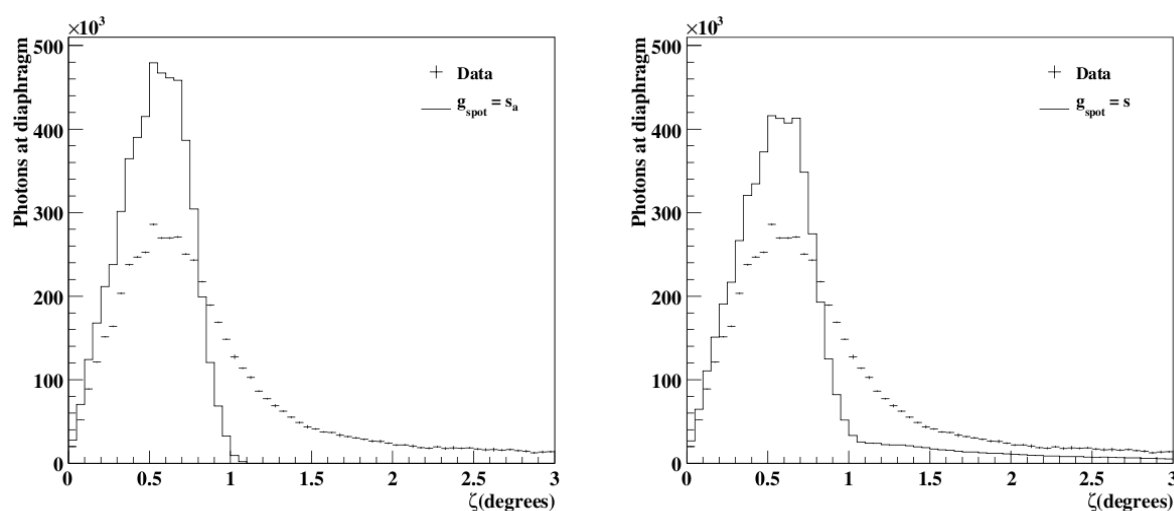


Figura 3.12: Número de fotones detectados en función del ángulo con respecto al eje de la cascada (ζ) para 300 eventos dorados. Los datos son comparados con la señal esperada asumiendo un spot generado sólo por una fuente puntual (izquierda) e incluyendo una parametrización del halo (derecha).

3.3.2. El Halo

El spot óptico fue calculado asumiendo una óptica perfecta, con una fuente puntual ubicada en el infinito e ignorando las desviaciones adicionales que puede introducir la dispersión atmosférica, posibles problemas de alineación en el espejo o la dispersión generada por imperfecciones en alguno de los componentes.

Para verificar la calidad de la descripción que el spot ideal calculado da sobre la distribución real de la luz en la cámara, se realizó una campaña de medición de la distribución de la luz en la cámara para una fuente puntual [27]. Para esto se utilizó un dirigible lleno de helio, comandado a control remoto, del que colgaba una fuente luminosa pulsante. El dirigible fue colocado dentro del campo de visión del telescopio a distintas distancias, y se tomaron medidas de la imagen a lo largo de varias posiciones sobre la cámara.

En este estudio pudo observarse que es posible detectar una fracción importante de luz más allá del radio angular predicho por el spot óptico, $\alpha > 1^\circ$. Esta porción de luz por fuera del spot óptico, denominada “El Halo” fue parametrizada con la función [24]:

$$H_{halo} = p \left[1 - \exp \left(- \frac{\alpha}{\Xi(\alpha - \alpha_1)} \right) \right] + (1-p) \left[1 - \exp \left(- \left(\frac{\alpha}{\Xi(\alpha - \alpha_2)} \right)^\gamma \right) \right] \quad (3.33)$$

donde Ξ es la función escalón³ y sus puntos de quiebre α_i , p y γ son parámetros de ajuste. La función puede verse graficada en rojo en la figura 3.13, y deja un 9% de la luz por encima de $\alpha > 1^\circ$.

³ $\theta(x) = 1$ para $x > 0$ y $= 0$ para $x \leq 0$.

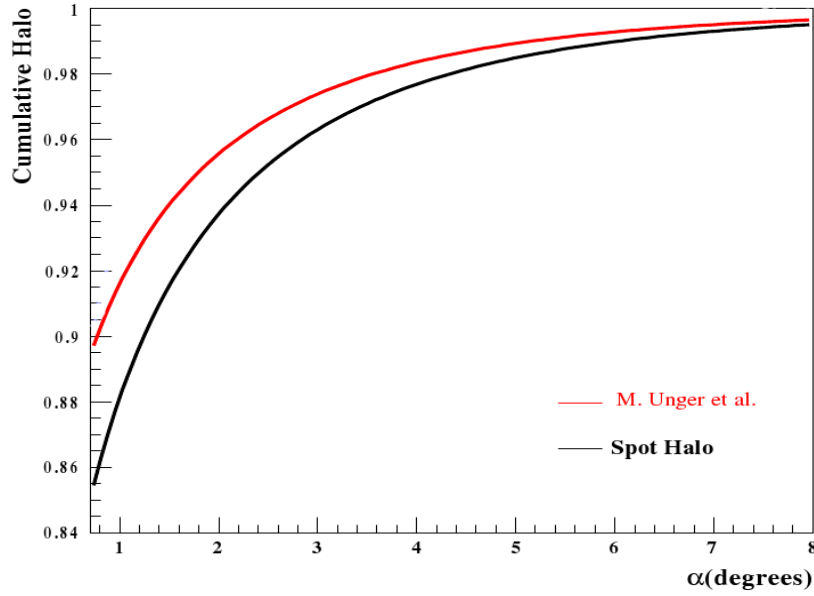


Figura 3.13: Función de distribución acumulativa de la luz de halo presentada en [24] por M. Unger et al. (línea roja) y función acumulativa que mejor describe los resultados experimentales con el método del Spot (línea negra).

Para describir correctamente los datos experimentales, es necesario incluir el halo en el cálculo de g_{spot}^p . Utilizaremos para ello una nueva función s para describir el spot óptico, dada por

$$s = (1 - c) s_a + c s_h \quad (3.34)$$

en la que s_a tiene en cuenta la aberración esférica y otros efectos del sistema óptico (el spot óptico de la sección precedente); s_h es la distribución angular diferencial del halo; y c es una constante para variar la normalización relativa de cada componente.

De la distribución acumulativa de H_{halo} dada por la ecuación 3.33 se puede extraer la distribución diferencial según:

$$h_{halo} = \frac{1}{2\pi\alpha} \frac{dH_{halo}}{d\alpha} \quad (3.35)$$

donde el factor 2π se debe a la normalización en la coordenada ϕ . Utilizaremos esta función para describir la distribución de luz por encima de un dado α_0 y continuaremos utilizando el spot óptico simulado por debajo. La parametrización final de la distribución del halo queda entonces

$$s_h(\alpha) = \frac{\Xi(\alpha_0 - \alpha) h_{halo}(\alpha_0) + \Xi(\alpha - \alpha_0) h_{halo}(\alpha)}{\pi\alpha_0^2 h_{halo}(\alpha_0) + 1 - H_{halo}(\alpha_0)} \quad (3.36)$$

donde la constante en el denominador se ajustó para mantener s_h normalizado a 1.

El valor de la constante c en la ecuación (3.34) define la normalización relativa de las funciones s_a y s_h . Para facilitar el cálculo, esta constante puede expresarse en términos

de la fracción X de luz por encima de α_0 . Teniendo en cuenta que para $\alpha > \alpha_0$, $s_\alpha = 0$ tenemos

$$X = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\alpha_0}^{\infty} d\alpha \alpha s = c \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\alpha_0}^{\infty} d\alpha \alpha s_h \quad (3.37)$$

y expresando la integral en términos de la función acumulativa H_{halo} obtenemos una relación entre c y X

$$c = \frac{X}{1 - H_{halo}(\alpha_0)} (\pi\alpha_0^2 h_{halo}(\alpha_0) + 1 - H_{halo}(\alpha_0)) \quad (3.38)$$

Esta relación permite ajustar la constante c para comparar resultados con otras parametrizaciones, según la cantidad de luz que dejan sobre un ángulo dado. Así, si quisiéramos reproducir la misma distribución angular que en [24] para $\alpha > \alpha_0$, debemos fijar $X = 1 - H_{halo}(\alpha_0) \simeq 0,106$ por lo que $c \simeq 14\%$.

Por el momento, ilustraremos cómo el halo modifica la distribución lateral de la luz esperada en la cámara en el lado derecho de la figura 3.12. En esa figura podemos ver cómo la función genera una extensa cola en la distribución angular. Para evaluar la calidad de la descripción de los datos con el modelo del halo y ajustar sus parámetros, deberemos primero convolucionarlo con el resto de los efectos que modifican la distribución de la luz en la cámara: la función del spot s presentada en la función precedente, las funciones de distribución lateral w^p y la función empírica de resolución u que presentaremos en las secciones siguientes.

Al momento de escribir esta Tesis la Colaboración Pierre Auger se encuentra trabajando para comprender el origen de este halo alrededor del spot óptico. Muchos factores pueden dar origen a un ensanchamiento de la imagen, pero ninguno de los más evidentes pudo identificarse como el responsable directo. El halo parece estar presente en todos los telescopios y en todos ellos tiene aproximadamente la misma magnitud, de manera que es poco probable que sea originado por un problema de alineamiento de la óptica, pues implicaría que todos los telescopios estarían desalineados de la misma manera. Tampoco parece probable que se deba a una contribución debida a la luz de dispersión múltiple, pues requeriría que ésta fuera mucho mayor que la predicha teóricamente. Se considero también la posibilidad de que la luz fuera dispersada al llegar al diafragma por la presencia de polvo en el filtro, pero esto fue descartada tras tomar nuevas medidas después de una limpieza de los mismos. La existencia de reflexiones múltiples dentro de la cámara, el telescopio o el filtro que cubre la apertura podrían justificar un porcentaje del halo, y algunos procesos de dispersión no considerados hasta este momento podrían justificar un porcentaje adicional. Probablemente, el halo observado sea una combinación de pequeñas contribuciones de cada uno de estos factores.

3.3.3. El Ancho de la Cascada

Hasta aquí hemos considerado los efectos de la óptica para una fuente puntual. Para incluir el efecto del tamaño finito de la fuente en el spot óptico, es necesario convolucionarlo con las funciones w^p que describen la distribución angular de los fotones que llegan a la apertura debido al ancho de la cascada. El superíndice p indica el origen de

los fotones, ya que cada proceso tiene su distribución lateral (fluorescencia, Cherenkov, Cherenkov disperso por Mie, Cherenkov disperso por Rayleigh y dispersión múltiple).

La función $w^p(\Omega, t, \theta_{GH})$ es calculada utilizando parametrizaciones de la distribución lateral de los distintos fenómenos, y depende en general del ángulo sólido $\Omega = (\alpha, \phi)$, del tiempo t y de los parámetros de la función de Gaisser-Hillas θ_{GH} que describen el perfil longitudinal de la cascada.

Fluorescencia

La función que describe la distribución de la emisión de fluorescencia fue parametrizada utilizando simulaciones en [29] y [30]. La parametrización encontrada es independiente de la masa del primario y de su energía si se la expresa en función de la edad s de la cascada y de la distancia al eje de la lluvia expresada en radios de Moliere r^* . La función de distribución acumulativa resultante es

$$F^{flu}(r^*, s) = 1 - (1 + a(s) r^*)^{-b(s)} \quad (3.39)$$

Para un ángulo α , r^* se calcula conociendo la distancia del eje de la cascada al detector d , a lo largo del plano SDP según

$$r^* = \frac{d \tan \alpha}{r_M} \quad (3.40)$$

donde r_M es el radio de Molière correspondiente a la altura a la que sucede la emisión.

Cherenkov Directo

Como hemos mencionado, el ancho de la distribución de la emisión Cherenkov no es necesariamente igual al de la emisión de fluorescencia. Sin embargo, como hasta el momento no se dispone de una parametrización adecuada para la emisión Cherenkov la aproximaremos utilizando la misma distribución que la de la emisión de fluorescencia, que es básicamente la distribución de partículas cargadas.

$$w^{Cer-dir} \approx w^{flu} \rightarrow F^{Cer-dir} \approx F^{flu} \quad (3.41)$$

Como en los cortes de calidad que se aplican para la selección de los eventos que son utilizados para los análisis se requiere que la contribución del Cherenkov sea pequeña, esta aproximación no afecta mucho los resultados. Para estudios que pretendan utilizar eventos con una contaminación por Cherenkov importante será necesaria una parametrización más adecuada.

Cherenkov Dispersado y Dispersión Múltiple

Para la distribución de la luz de Cherenkov dispersada, es necesario contar con la distribución angular de los fotones Cherenkov emitidos a lo largo del eje de la cascada. Esta distribución ha sido parametrizada utilizando simulaciones [26] y es función de la edad y de la altura de la cascada. Con esta parametrización es inmediato calcular la función que describe la distribución del Cherenkov dispersado $w^{Cer-scatt}$ como fue realizado en [23] e implementado en [24].

Finalmente, debemos también considerar la contribución de la luz que ha sufrido varias dispersiones. Para esto, utilizamos los resultados de [25]. El cociente entre la luz de dispersión múltiple y la luz total en un círculo de radio α se parametriza con

$$k(\alpha) = 0,744 (OD \alpha_{scatt} d^{1/2} \alpha^{1,1})^{0,68} \quad (3.42)$$

donde d es la distancia de la cascada al detector, OD es la profundidad óptica a lo largo de d y α_{scatt} es el coeficiente de dispersión. OD y α_{scatt} dependen de la longitud de onda, por lo que la fluorescencia y la emisión Cherenkov deben ser tratadas por separado. Para más detalles sobre la profundidad óptica, ver el apéndice A.

Tomando $\tilde{\alpha}$ arbitrariamente grande como para incluir el campo de visión de todos los píxeles seleccionados para la reconstrucción, la distribución acumulativa de dispersión múltiple queda dada por

$$F_{MS}(\alpha) = \frac{k(\alpha)}{1 - k(\alpha)} \frac{1 - k(\tilde{\alpha})}{k(\tilde{\alpha})} \quad (3.43)$$

que es la función que utilizaremos para tratar la dispersión múltiple.

Al introducir estas funciones en la descripción del spot el acuerdo con los datos mejora considerablemente, como puede verse en el lado izquierdo de la figura 3.14. Si bien en la misma se ha calculado el spot teniendo en cuenta el halo y la distribución lateral de luz en la cámara ($g_{spot}^p = s \otimes w^p$), la distribución esperada todavía es más angosta que la medida. Esto se debe a que aún falta incluir en el cálculo del spot la resolución finita de la reconstrucción geométrica, que introduce una indeterminación en la posición del spot sobre la cámara provocando un ensanchamiento de la distribución.

3.3.4. Difuminado Geométrico

Como vimos en la sección anterior la introducción de los efectos del spot óptico, el halo y las funciones que describen la distribución de la luz en el diafragma debido al ancho de la cascada, no son suficientes para describir adecuadamente los datos.

Para estudiar la distribución angular de la señal es necesario asignarle a cada píxel un valor de ζ que se obtiene a partir de la reconstrucción geométrica de la cascada, pues es la diferencia entre la dirección en la que apunta el píxel y el plano SDP. La precisión limitada de la reconstrucción geométrica implica que el plano SDP reconstruido puede ser ligeramente diferente al plano SDP verdadero, provocando una diferencia entre los valores reales y reconstruidos de ζ para cada píxel.

Así, algunos píxeles tendrán asignados valores de ζ ligeramente menores al real, y su señal será contabilizada como proveniente de una región más cercana al centro de la imagen, mientras que otros píxeles tendrán asignado valores de ζ ligeramente mayores al real, y su señal será contabilizada como proveniente de una región más periférica de la misma.

Si bien este corrimiento tiene un valor medio cercano a cero, su existencia provoca un difuminado de la distribución angular de la señal que tiene como consecuencia principal un incremento del ancho, causado por aquellos píxeles a los que se les asignó un ζ mayor al real.

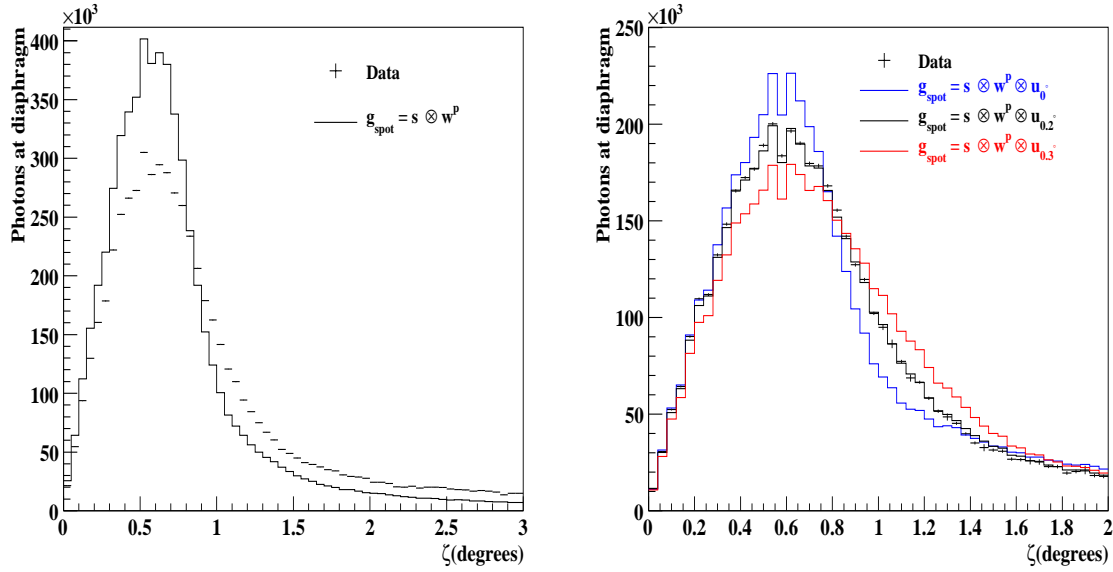


Figura 3.14: Número de fotones detectados en función de ζ para 300 cascadas. La figura de la izquierda muestra que utilizar $g_{spot}^p = s \otimes w^p$ no es suficiente para reproducir la distribución de los datos. La figura de la derecha muestra cómo el acuerdo mejora introduciendo la función de difuminado gaussiana u con un valor de σ adecuado, y la sensibilidad de la predicción a un pequeño cambio en ese valor.

El error en la determinación del plano SDP en cada evento particular es obviamente desconocido y algunos eventos tendrán un efecto de difuminado mayor que otros, dependiendo de la calidad de su reconstrucción geométrica. Cuando se analizan varios eventos juntos como en la figura 3.14, estaremos viendo el efecto de difuminado promedio, asociado con la precisión promedio en la determinación plano SDP.

Para emular este efecto, convolucionaremos con la función de spot $g_{spot}^p = s \otimes w^p$ una función gaussiana centrada en 0,

$$u_\sigma = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.44)$$

El valor de σ elegido fue determinando buscando aquél que diera la mejor descripción de los datos para nuestra muestra de 300 eventos y resultó ser $\sigma = 0,2^\circ$. El lado derecho de la figura 3.14 muestra que al incluir esta función de difuminado en la distribución lateral, podemos lograr una muy buena descripción de los datos experimentales.

En la misma figura pueden verse las distribuciones esperadas para dos valores distintos de σ . El método de reconstrucción es muy sensible al valor de σ utilizado y un valor ligeramente superior al necesario resulta claramente en una distribución demasiado ancha, que no describe adecuadamente los datos. Por otra parte, un valor de σ muy pequeño vuelve la distribución predicha demasiado angosta, que es fácilmente distinguible de la distribución experimental por la mayor altura de su pico central.

Como hemos determinado el σ óptimo con un ajuste a los datos experimentales, podría pensarse que de alguna manera u también está corrigiendo cualquier defecto

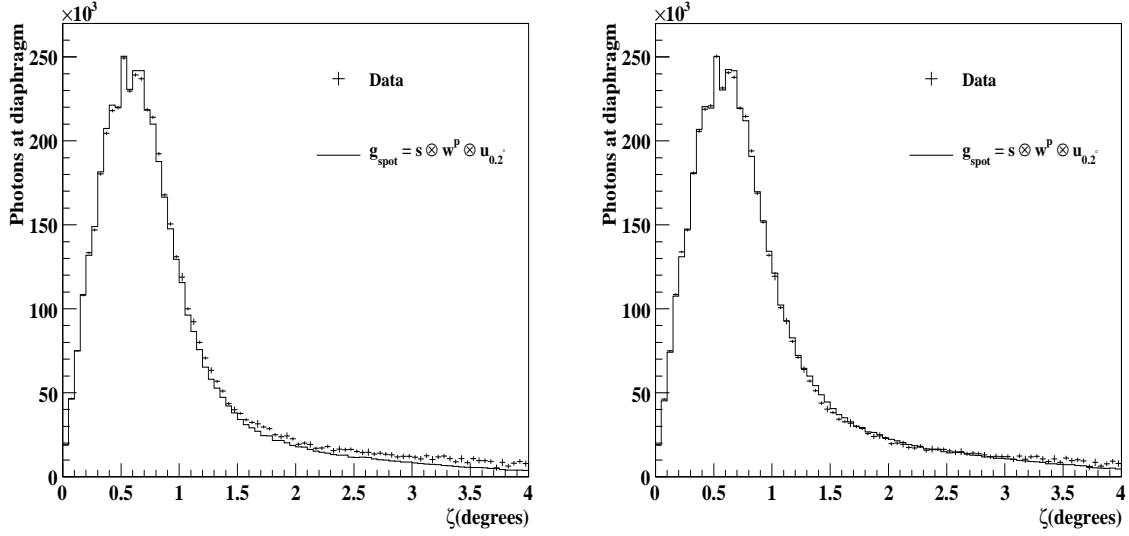


Figura 3.15: Lado izquierdo: Número de fotones esperados como función de ζ calculado con $g_{spot}^p = s \otimes w^p \otimes u_{0,2}^\circ$ sumando la luz proveniente de 300 cascadas. La función s incluye el efecto del halo con $X = 1 - H(\alpha_0) \simeq 0.106$ ($c = 14\%$) para reproducir la distribución sugerida en [24]. Lado derecho: La misma distribución con s calculado empleando $X = 0.15$ ($c = 19\%$) para obtener un mejor acuerdo con los datos.

que pueda tener el modelo del spot óptico y del halo s o los modelos de la extensión lateral de la cascada w^p . Si bien esto no puede descartarse, el valor de σ que mejor describe los datos es muy cercano a la incerteza nominal de la reconstrucción del plano SDP encontrada con simulaciones y de mediciones realizadas con el láser de calibración (CLF) [33], respaldando nuestra interpretación de la función u como un efecto debido a la precisión finita con la que nuestro detector puede determinar la geometría de las cascadas.

3.4. Calidad en la Descripción de los Datos

Una vez determinadas las funciones que describen la distribución lateral de la luz que llega al diafragma, la función que describe los efectos del halo, el spot óptico y la resolución angular podemos calcular $g_{spot}^p = s \otimes w^p \otimes u$ y con él comparar la predicción del método del Spot con la distribución angular determinada experimentalmente.

En el lado izquierdo de la figura 3.15 mostramos esta comparación sobre 300 eventos híbridos dorados, utilizando la parametrización del halo sugerida en [24], con $X = 0.106$ ($c = 14\%$). En este caso la parte central de la distribución está bien descrita hasta casi $1,5^\circ$, pero luego la distribución comienza a ser subestimada. Esto sugiere que la cantidad de luz correspondiente al halo debería ser ligeramente mayor, lo que puede ajustarse variando la fracción X definida en la ecuación 3.37. El lado derecho de la figura 3.12 muestra como utilizando una fracción $X = 0.15$ ($c = 19\%$), se logra una mejor descripción de los datos. El efecto de esta modificación en la fracción de halo es

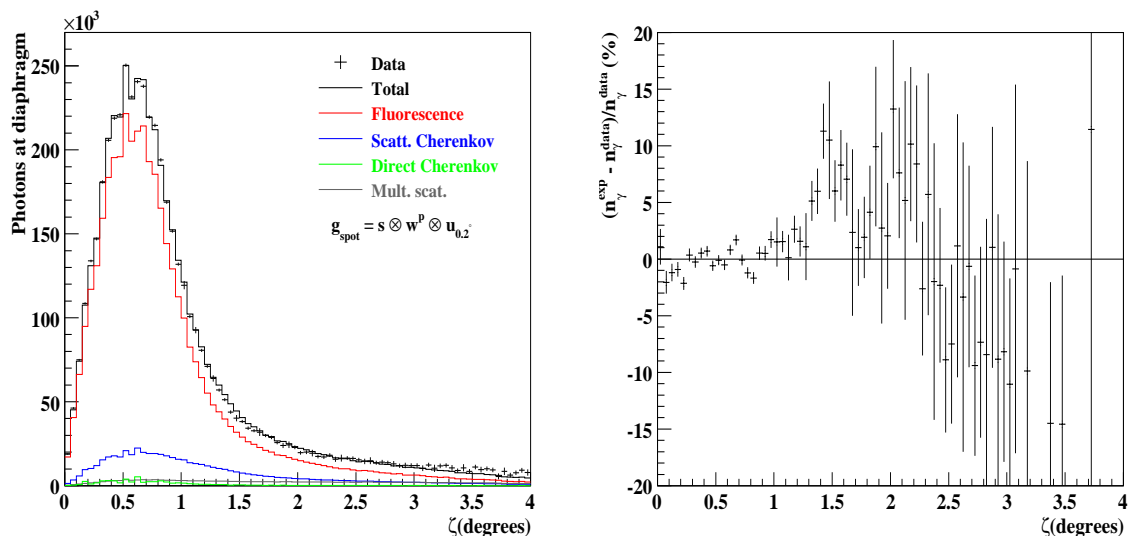


Figura 3.16: Número de fotones en función de ζ para una muestra de 300 cascadas. Izquierda: distribución esperada utilizando la descripción completa del spot, indicando las contribuciones de los distintos procesos. Derecha: Diferencia porcentual entre el valor esperado y el medido.

incrementar la cantidad de luz por encima de $1,4^\circ$ ($\simeq \zeta_{opt}$) alrededor de un 3%.

Incorporada esta modificación, la figura 3.16 muestra una comparación entre la señal medida y la señal predicha por el método del Spot, utilizando todas las funciones descritas en las secciones anteriores, $g_{spot} = s \otimes w^p \otimes u_{0,2^\circ}$ y discriminando la contribución proveniente de cada proceso. Podemos ver que el acuerdo entre la predicción del método del Spot y los datos experimentales es mejor al 10% hasta 3° .

La discrepancia a grandes ángulos puede ser originada por un corrimiento sistemático en el algoritmo utilizado para la determinación de la línea de base o en el algoritmo de identificación de picos. La señal lejos del eje de la cascada es muy tenue y una pequeña indeterminación en la línea de base o en la altura de la señal puede significar una diferencia porcentual importante.

El buen acuerdo entre la predicción del método del Spot y los datos experimentales puede verse también en eventos individuales, en especial en cascadas de alta energía que arriban cerca del telescopio, en los que se puede disponer de varios píxeles para tener una buena estadística. La figura 3.17 muestra la distribución lateral de un evento de 7×10^{19} que disparó los detectores de superficie a sólo 6 km de la estación de Los Morados. La larga cola en la distribución es claramente visible, y la señal esperada tiene un muy buen acuerdo con la medida.

Como mencionamos en la sección 3.2.3, la distribución lateral en el evento es muy sensible a la exactitud de la reconstrucción geométrica. Un cambio de sólo 0.1° en el eje de la cascada modifica completamente la distribución lateral de la señal esperada y su acuerdo con los datos experimentales cambia significativamente. Esta sensibilidad permitiría, en eventos con suficiente estadística como el de la figura 3.17, utilizar la distribución lateral para encontrar la geometría que mejor describe los datos. El método

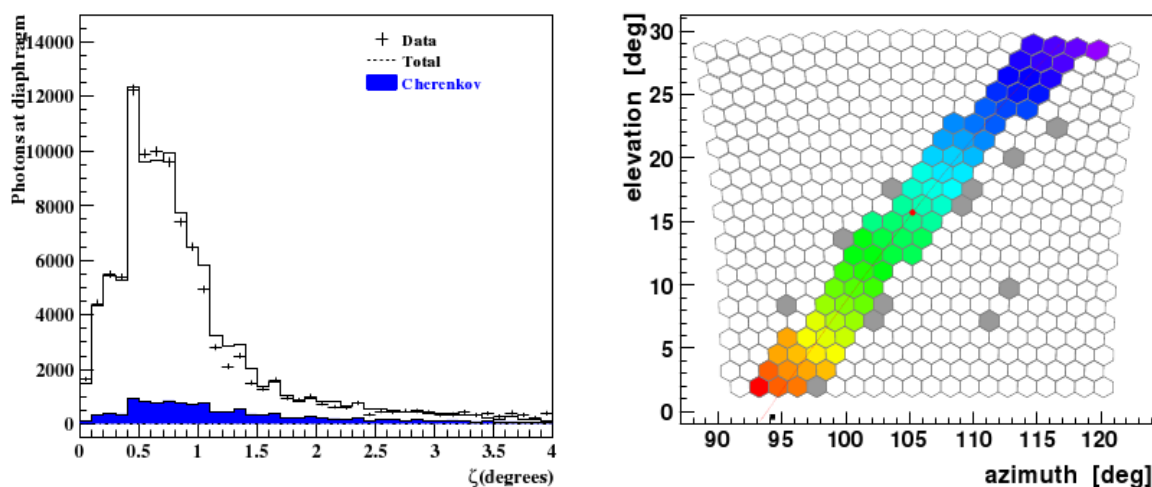


Figura 3.17: Distribución lateral de la señal para un evento de 7×10^{19} a 6 km de uno de los telescopios de la estación de Los Morados. En el lado izquierdo, la señal esperada calculada con $g_{spot} = s \otimes w^p \otimes u_{0,2^\circ}$ es comparada con los datos experimentales. En el lado derecho se muestra un esquema con los píxeles disparados en la cámara y la posición del eje de la cascada. Los colores indican la progresión temporal del evento. Los píxeles en gris fueron descartados durante la reconstrucción geométrica (ver sección 3.1.1)

consistiría en variar ligeramente los parámetros geométricos encontrados por la reconstrucción geométrica estandar buscando aquellos que mejor describen la altura de la señal en cada uno de los fotomultiplicadores y en cada intervalo temporal, afinando de esta manera la determinación de la geometría de la cascada.

3.5. Comparación con la Reconstrucción Estándar

Si bien el método de reconstrucción estandar y el método del Spot tienen un acuerdo razonable en la determinación de la profundidad del máximo de la cascada, que coincide dentro de $\pm 10 \text{ g.cm}^{-2}$, existe una diferencia importante en la determinación de la energía. El método del Spot arroja en promedio un valor 13% mayor que el método estandar y en algunos casos llega a presentar una diferencia de hasta el 25%. El efecto neto de este incremento de la energía reconstruida es un aumento de la calibración de la escala de energía del detector de superficie del 22%, introduciendo cambios importantes en el espectro de energías de rayos cósmicos.

Las diferencias metodológicas más importantes existentes entre los dos métodos de reconstrucción son:

Colección de la luz en la cámara: El método de selección de píxeles es la diferencia fundamental entre ambos métodos. En el método estandar se utiliza el ζ_{opt} que maximiza la relación señal-ruido, mientras que el método del Spot utiliza un modelo de la cámara para calcular sobre qué píxeles habrá señal.

Corrección por la luz no recolectada: El método estándar utiliza varias parametrizaciones de la distribución lateral de la luz en la fuente para corregir por la luz que incide con $\zeta > \zeta_{opt}$. El método del Spot incorpora automáticamente la luz no recolectada al calcular la fracción total del spot contenida en los píxeles seleccionados. Las funciones de distribución lateral utilizadas en ambos métodos son muy similares (a excepción del Halo, que es mayor en el método del Spot), pero arrojan resultados diferentes por la convolución con el spot óptico.

Estrategia de ajuste: Para realizar la comparación se usa la estrategia de ajuste *Ph-fit*, que es conceptualmente idéntica a la del método estándar. El tratamiento de los errores en el cálculo es sin embargo diferente, pues ambos métodos utilizan expresiones diferentes para calcular el valor de la señal esperado.

Otras diferencias menores: Al ser dos métodos independientes, existen varios detalles de implementación que agregan diferencias. Por ejemplo, en el método estándar el valor de X que corresponde a un intervalo temporal dado es calculado en el centro del intervalo temporal de 100 ns, mientras que en el método del Spot es calculado en el borde. Otra diferencia importante es que, por cómo es la implementación en el método estándar, en algunas ocasiones los intervalos temporales son mayores a 100 ns. Esto introduce algunas diferencias extras en el valor obtenido de los observables.

En [32], se realizó un estudio pormenorizado de las diferencias entre el método estándar y el método del Spot. Para comprender el origen de las discrepancias entre ambos métodos, en este estudio se modificó el método del Spot de manera de hacerlo lo más similar posible al método estándar, para luego ir agregando una a una las distintas diferencias y así estudiar sus efectos. Una discusión detallada del procedimiento utilizado escapa a los contenidos de esta Tesis, pero por su relevancia para la misma daremos en esta sección un resumen de sus resultados.

La versión de *verificación de consistencia* del método del Spot creada busca obtener el mejor acuerdo posible con el método estándar. Someramente, las modificaciones realizadas fueron:

1. Utilizar exactamente los mismos píxeles que los seleccionados por ζ_{opt} .
2. Deshabilitar en ambos métodos las correcciones por la luz no recolectada.
3. Utilizar para el ajuste los errores calculados según el método estándar, en ambos métodos.
4. Forzar todos los intervalos temporales a 100 ns.
5. Ajustar el cálculo de X al centro del intervalo temporal.

Tras introducir todas estas modificaciones, la energía reconstruida por ambos métodos coincide al nivel del 1-2 % y hay una notable mejora en el acuerdo de los parámetros de la función de Gaisser-Hillas, como puede verse en la figura 3.18.

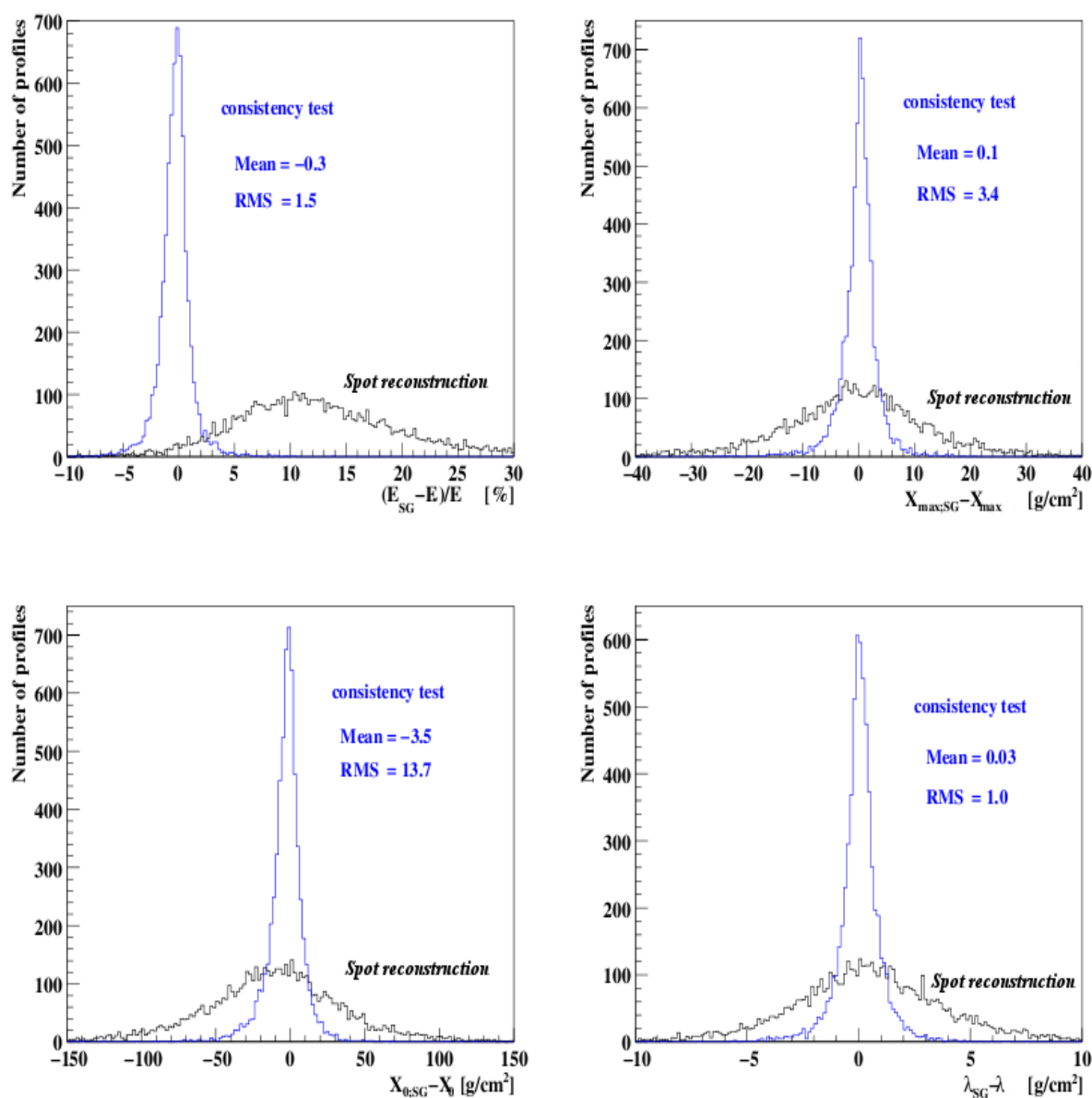


Figura 3.18: Distribución de las diferencias en los parámetros de la cascada entre el método del Spot (SG, en negro) y de la versión modificada del método del spot para la prueba de consistencia (en azul) con la reconstrucción estándar modificada para la prueba de consistencia. Puede verse que la energía reconstruida (panel superior izquierdo) pasa de ser en promedio un 13% mayor a ser prácticamente igual, con una dispersión del 1,5%. La diferencia en el valor valor de X_{max} (panel superior derecho), X_0 (panel inferior izquierdo) y λ (panel inferior derecho), también mejoran notablemente la dispersión. (Adaptado de [32]).

	Método Spot		Método Estándar		Diferencia	
	1 EeV	10 EeV	1 EeV	10 EeV	1 EeV	10 EeV
No fijar 100 ns			+4,3 %	+5,2 %	+4,3 %	+5,2 %
Uso de ζ_c	-4,1 %	-2,2 %			-4,1 %	-2,2 %
Uso de los errores	+11,1 %	+12,2 %			+11,1 %	+12,2 %
Ancho de fluoresc.	+6,8 %	+3,4 %	+4,8 %	+2,3 %	+2,0 %	+1,1 %
Ancho de Cherenkov	+6,7 %	+5,0 %	+6,6 %	+3,3 %	+0,1 %	+1,7 %
Disp. Múltiple	-2,0 %	-3,2 %	-2,4 %	-4,0 %	+0,4 %	+0,8 %
Halo	+11,6 %	+12,4 %	+5,6 %	+5,9 %	+6,0 %	+6,5 %
Difuminado	+2,1 %	+2,4 %			+2,1 %	+2,4 %
Total	+32 %	+30 %	+19 %	+13 %	+13 %	+17 %

Tabla 3.1: Diferencias en la reconstrucción de la energía del primario introducidas al restaurar cada una de las modificaciones realizadas a las versiones de evaluación de consistencia de los métodos de reconstrucción. Ver detalles en el texto. (Tomado de [32])

Una vez comprendido el origen de las discrepancias entre ambos métodos, se estudió cuál era el efecto de deshacer cada uno de los cambios introducidos para la prueba de consistencia. En el método del Spot se agregó primero la selección de píxeles (incluyendo los efectos del Mercedes y restaurando el cálculo original del valor de X para cada bin temporal), luego se restauró el cálculo de errores para el ajuste (que sorpresivamente es responsable de un cambio del 10 %) y luego las distintas funciones de distribución lateral, que resultan ser las responsables de los cambios más significativos, provocando un cambio total en la energía que puede llegar hasta un 30 %.

En el método estándar, se restauró primero la modificación sobre el intervalo temporal y luego una a una las correcciones debido al ancho de la cascada. Los cambios en total suman entre un 10 y un 20 %, explicando la diferencia del 10 al 20 % existente entre ambos métodos.

La figura 3.19 muestra la dependencia con la energía de cada una de las modificaciones. Los resultados se resumen para dos energías testigo, 1 y 10 EeV en la tabla 3.1.

Vemos que la diferencia en la parametrización del Halo explica un +5 % en la diferencia entre el método del Spot y el método estándar. La introducción de la función de difusión geométrica, $\sigma_{0,2}$, introducida para mejorar la descripción de la distribución lateral cerca del centro y en el borde de la imagen incluyendo la resolución geométrica finita de la reconstrucción, es responsable de aproximadamente un 2-2,5 % en la diferencia entre ambos métodos. La diferencia restestante es causada principalmente por diferencias de implementación, y la diferencia en el tratamiento de los errores y de la colección de la luz en la cámara.

Vale destacar la importancia que tiene continuar el estudio del origen del halo, que representa una corrección del +12 % a la energía del primario. Establecer su origen es prioritario para saber si esta corrección debe o no incluirse en el cálculo de la energía. Hasta que esto no se esclarezca, parece ser recomendable incluir esta corrección, ya que la mayoría de las posibles causas así lo requerirían. La excepción sería que se trate de

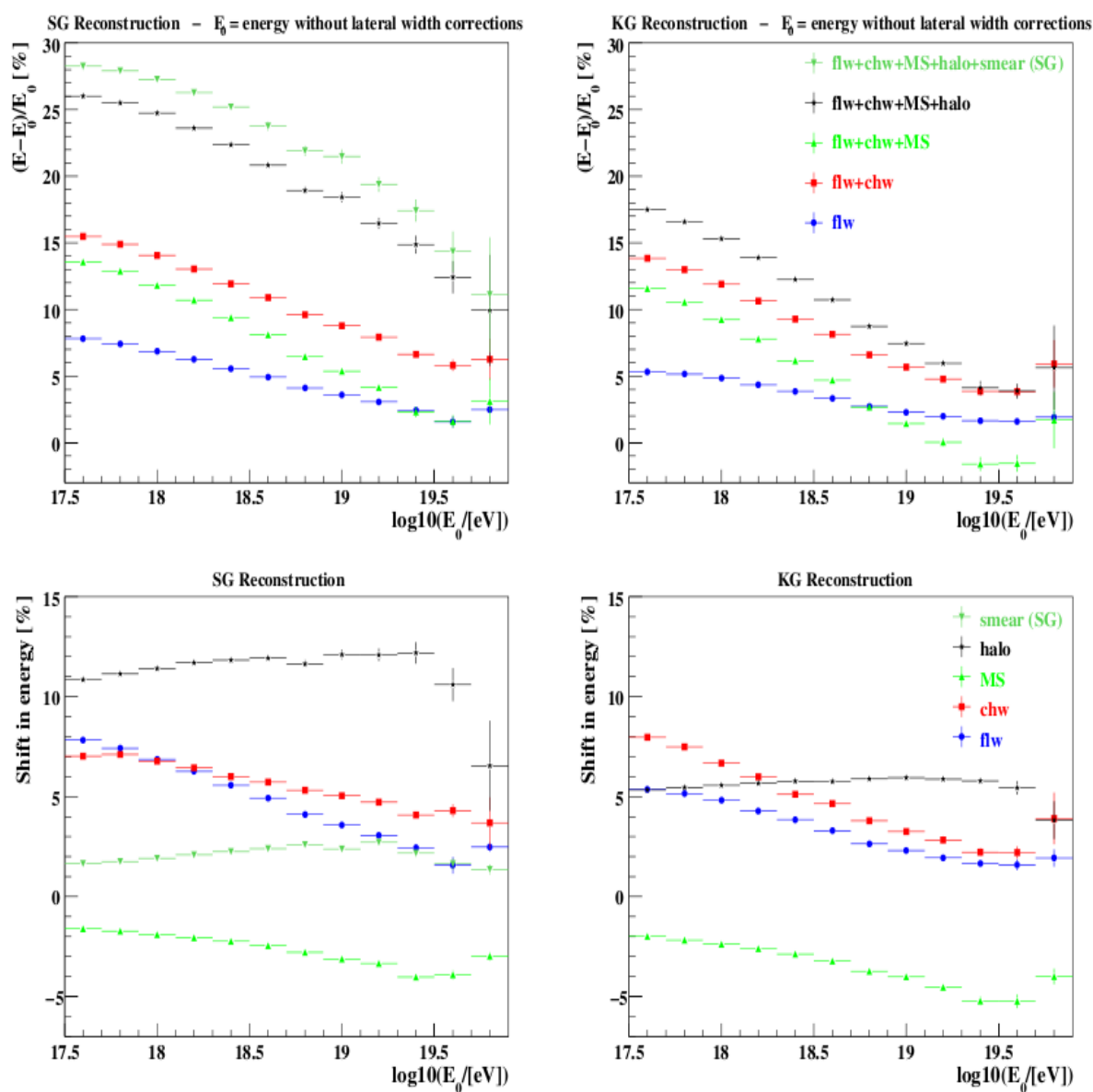


Figura 3.19: Fila superior: Cambio en la energía reconstruida a medida que se agregan las correcciones debidas al ancho de la cascada en cada uno de los métodos de reconstrucción (izquierda SG: método del Spot, derecha KG: método estándar) comparado contra la energía encontrada si se considera una fuente puntual. flw: agregando el ancho de la fluorescencia; flw + chw: agregando el ancho de la emisión Cherenkov y Cherenkov disperso; flw + chw + MS: agregando el ancho debido a la dispersión múltiple; flw + chw + MS + Halo: agregando el Halo; flw + chw + MS + Halo + Smear: agregando la función de difuminado geométrico (método del Spot solamente). La contribución individual de cada componente se muestra en la fila inferior. (Adaptado de [32]).

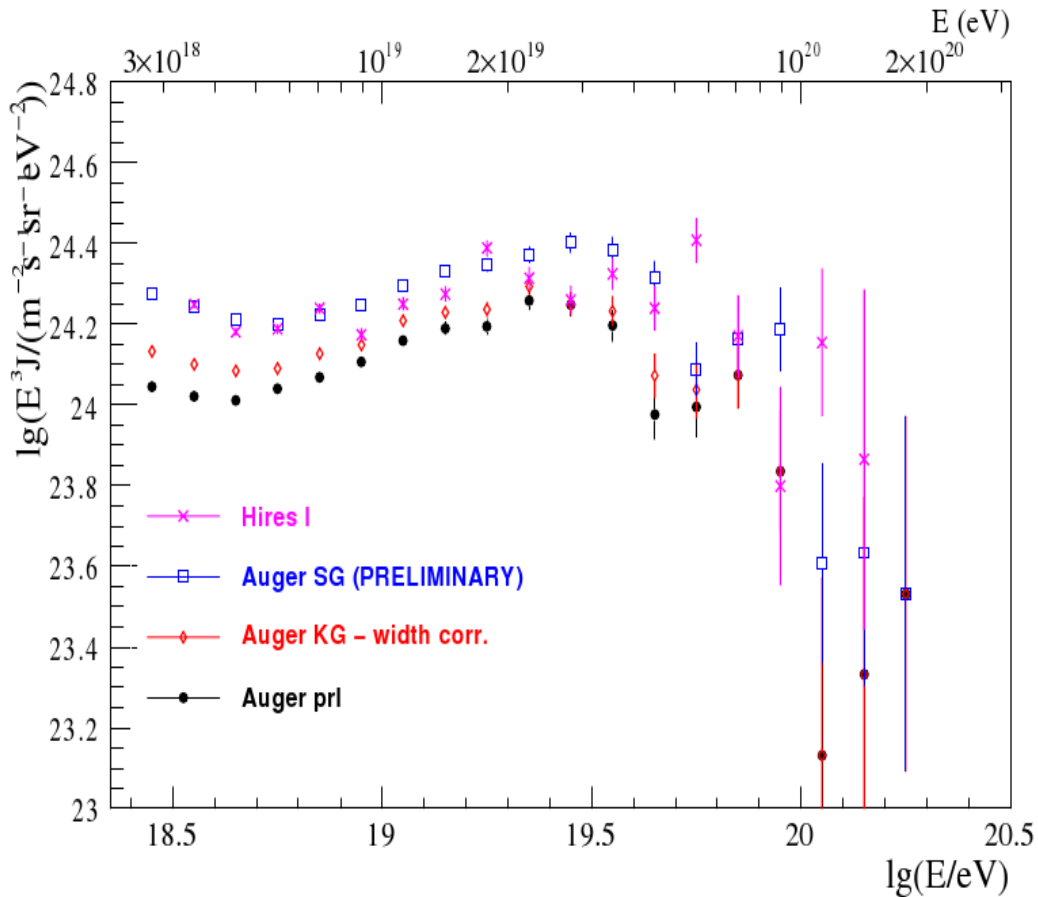


Figura 3.20: *Espectro de energía publicado por la Colaboración Pierre Auger en 2008 presentado en la sección 2.4 (Auger prl - negro) y por la Colaboración Hi-Res (magenta) comparados con el espectro obtenido utilizando la versión más moderna de la reconstrucción estandar, que incluye los efectos de la distribución lateral del Cerenkov (Auger KG -width corr.- rojo) y el obtenido por el Método del Spot (Auger SG - azul).* (Tomado de [32]).

una contribución debida a dispersión múltiple varias veces mayor a la predicción teórica o a algún defecto en la electrónica del detector, que también parece poco plausible.

Las diferencias entre ambos métodos de reconstrucción implican cambios en la determinación de la escala de energía del detector de superficie, introduciendo en consecuencia cambios importantes en el espectro de energías de rayos cósmicos. La figura 3.20 compara los espectros obtenidos por las últimas versiones de ambas reconstrucciones con la publicada por la Colaboración Pierre Auger en 2008, que no incluía el efecto de la distribución lateral de la luz Cerenkov y la publicada por la Colaboración Hi-Res. Si bien los resultados obtenidos por el método del Spot son aún preliminares, es destacable el hecho de que el resultado que obtenemos aumenta el acuerdo entre los espectros obtenidos en ambos experimentos.

3.6. Conclusiones y Perspectivas

En este capítulo he presentado un método de reconstrucción desarrollado en colaboración con el grupo de la Universidad de Roma II - Tor Vergata. Este método fue implementado en Offline, el software oficial de la Colaboración Pierre Auger, y desde entonces ha sido utilizado para mejorar la descripción, comprensión e interpretación de los resultados experimentales obtenidos con el detector de fluorescencia.

El método está basado en una descripción detallada de la imagen de la cascada en el campo focal de la cámara (la función g_{spot}) e incluye los efectos de:

- Imperfecciones ópticas debidas a la aberración geométrica.
- Halo de la imagen.
- Las distribuciones angulares laterales de la luz de fluorescencia, Cherenkov, Cherenkov disperso y de dispersión múltiple.
- Difuminado geométrico debido a la resolución finita en la determinación del plano SDP.

y presenta varias ventajas sobre el método estándar, entre ellas el tratamiento adecuado de los bordes de la cámara, de las inhomogeneidades debidas a la presencia de los Mercedes y el solapamiento de los campos de visión de los telescopios contiguos, permitiendo un tratamiento realista de la distribución de la luz en la cámara y la utilización de toda la información disponible en el detector de fluorescencia.

El método permite corroborar con los datos experimentales los resultados que se obtienen utilizando distintas funciones de distribución lateral. La distribución lateral de la luz en la cámara predicha es capaz de describir la distribución lateral obtenida experimentalmente con un error menor al 5% hasta 3° .

Tener un conocimiento acabado de la distribución lateral de la imagen y de los efectos del detector es de gran importancia, ya que puede cambiar la energía estimada por el método de fluorescencia entre un 10 y un 15% y, en consecuencia, modificar la determinación del espectro de energía de los rayos cósmicos.

Del análisis realizado sobre los datos se concluyó que:

- El halo es más intenso que lo que indican los resultados presentados en [24].
- La resolución finita en la determinación del plano SDP introduce un difuminado geométrico que debe ser incluido en el análisis.
- La mejor descripción del difuminado geométrico se consigue utilizando una función gaussiana con $\sigma = 0,2^\circ$, que coincide con la resolución de la rutina de reconstrucción geométrica determinada a partir de mediciones con el láser de calibración (CLF).

El método del Spot se ve seriamente afectado si se utiliza un modelo errado de la imagen de la cascada o si la reconstrucción geométrica no es correcta. Esto limita su uso a cascadas con una buena reconstrucción geométrica que, de todas formas, son aquellas utilizadas para la mayoría de los análisis físicos. Cuando se tenga suficiente confianza en

el modelo utilizado para la imagen y el tratamiento del halo, el método podría utilizarse para mejorar la exactitud de la reconstrucción geométrica de la cascada, lo que podría ser de suma utilidad para los estudios de correlación con posibles fuentes de rayos cósmicos presentados en la sección 2.4.5.

Referencias

Gran parte de los detalles técnicos de los estudios realizados en la Colaboración Pierre Auger son publicados como notas internas (Auger Technical Notes - GAP), y algunas las más recientes son de acceso restringido.

Las notas públicas pueden obtenerse en el sitio web www.auger.org/admin-cgi-bin/woda/gap_notes.pl

- [1] P. Facal San Luis 2005 *High Energy Cosmic Rays at the Auger Observatory Fluorescence Detector*, Tesis Doctoral, Universidad de Santiago de Compostela.
- [2] C. Di Giulio 2009 *The Cosmic Ray Flux from the Pierre Auger Observatory Data*, Tesis Doctoral, Universidad de Roma II Tor Vergata.
- [3] D. Allard, [...], M.Tueros et al. 2006 *Auger Tech. Note*, **GAP-2006-026**.
- [4] C. Di Giulio, [...], M Tueros et al. 2008 *Auger Tech. Note*, **GAP-2008-141**.
- [5] R. M. Baltrusaitis et al. 1985 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A240**, p. 410.
- [6]] P. Sommers y B. Fick 2003 *Auger Tech. Note*, **GAP-2003-045**.
- [7] M. Unger 2006 *Auger Tech. Note*, **GAP-2006-010**.
- [8] C. Bonifazi [Pierre Auger Collaboration] 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*
- [9] P. Sommers 1995 *Astropart. Phys.*, **3**, p. 349.
- [10] B. R. Dawson et al. 1996 *Astropart. Phys.*, **5**, p. 239.
- [11] T. K. Gaisser and A. M. Hillas 1977 *Proc. 15th ICRC (Plovdiv)*, **8**, p. 353.
- [12] R. M. Baltrusaitis et al. 1985 *Phys. Rev. Lett.*, **54**, p. 1875.
- [13] P. Sokolsky et al. 1992 *Phys. Rept.*, **217**, p. 225.
- [14] B. R. Dawson 1996 *Auger Tech. Note*, **GAP-1996-017**
- [15] F. Kakimoto et al. 1996 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A372**, p. 527.
- [16] M. Nagano et al. 2004 *Astropart. Phys.*, **22**, p. 235.
- [17] M. Ave et al. 2007 *Astropart. Phys.*, **28**, p. 41.
- [18] A. M. Hillas 1982 *J. Phys. G*, **8**, p. 1461.
- [19] F. Nerling et al. 2005 <http://fr.arxiv.org/abs/astro-ph/0507251>
- [20] M. Unger et al. 2008 *Nucl. Instrum. Meth.*, **A588**, p. 433.
- [21] B. Dawson [Pierre Auger Collaboration] 2007 *Proc. 30th ICRC (Mérida)*, arXiv:0706.1105
- [22] P. Facal y P. Privitera”2000 *Auger Tech. Note*, **GAP-2000-010**
- [23] B. Dawson et al. 2008 *Auger Tech. Note*, **GAP-2008-060**
- [24] M. Unger et al. 2008 *Auger Tech. Note*, **GAP-2008-052**
- [25] M. D. Roberts 2005 *J. Phys. G*, textbf31, p. 1291.
- [26] F. Nerling et al. 2006 *Astropart. Phys.*, **24**, p. 421.
- [27] J. Parrisius *Auger Tech. Note (Tesis de Grado)*, **GAP-2009-045**
- [28] G. Matthiae y P. Privitera 1998 *Auger Tech. Note*, **GAP-1998-039**
- [29] D. Gora et al. 2006 *Astropart. Phys.*, **24**, p. 484.
- [30] D. Gora et al. 2004 *Astropart. Phys.*, **22**, p. 29.

- [31] M. Ave et al. 2008 *Nucl. Instrum. Meth.*, textbfA597, p. 46.
- [32] C. Di Giulio et al. 2009 *Auger Tech. Note*, **GAP-2009-040**
- [33] M.A. Mostafá 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **7**, p 369.

Capítulo 4

Energía Depositada y Energía Invisible

Eres invisible

Mi *gtalk*

Mientras escribía este capítulo

Diciembre, 2009

La mayor parte del contenido de este capítulo fue enviado para su publicación en dos artículos en el Journal of Physics G. y al momento de escribir esta Tesis se encontraban en referato. Los *preprints* pueden verse en arXiv:0911.2535 y arXiv:0911.2537. Los detalles de la implementación del método propuesto y sus efectos sobre la reconstrucción para eventos del Observatorio Pierre Auger, serán publicados en una nota interna de la Colaboración (*GAP*) que se encuentra en preparación. La mayor parte del trabajo también ha sido presentado en forma oral durante su elaboración en las reuniones de la Colaboración Pierre Auger en Malargüe en 2007, 2008 y 2009

La emisión de luz de fluorescencia por la desexcitación de las moléculas de nitrógeno tras el pasaje de una cascada de partículas es el fenómeno base de la detección de rayos cósmicos con la técnica de fluorescencia.

El número de fotones emitido es proporcional al depósito de energía de las partículas de la cascada y si se conoce el número total de fotones emitidos, la energía total depositada puede estimarse según el procedimiento descrito en la sección 3.1.3.

Esta porción de la energía del primario se conoce comúnmente como la *energía calorimétrica* (E_{Cal}) de la cascada, ya que se considera que la atmósfera es un calorímetro donde el rayo cósmico deposita gran parte de su energía por ionización.

Para obtener una buena estimación de la respuesta de los detectores es necesario realizar una simulación detallada de la energía depositada por la cascada, para así poder hacer una buena estimación de la luz emitida y, finalmente, de la señal registrada.

Por otra parte, no toda la energía del primario es depositada en la atmósfera. Un porcentaje importante de ésta, denominada *energía invisible* (E_{Inv}), llega hasta el nivel del suelo sin provocar una ionización considerable de las moléculas de aire. Las partículas responsables de este transporte de energía hasta el suelo son muones de alta energía, neutrones y neutrinos, la mayoría de los cuales se producen en el núcleo hadrónico de la cascada. La energía calorimétrica y la energía invisible sumadas dan la *energía total* (E_{Tot}) de la cascada, que es ligeramente superior a la energía del primario pues incluye las contribuciones energéticas del medio en el que la cascada se propaga (E_{Medium}).

En algunas ocasiones la energía invisible es referida como *energía faltante* (*Missing Energy*), pero veremos más adelante que si bien están relacionadas, esta última denominación es conceptualmente diferente. La energía faltante ($E_{Missing}$) es lo que debe sumarse a la energía calorimétrica para obtener la energía del primario ($E_{Primary}$). Simbólicamente:

$$\begin{aligned} E_{Tot} &= E_{Cal} + E_{Inv} = E_{Primary} + E_{Medium} \\ E_{Primary} &= E_{Cal} + E_{Missing} = E_{Cal} + E_{Inv} - E_{Medium} \end{aligned} \quad (4.1)$$

La determinación de E_{Cal} puede hacerse experimentalmente con la técnica de fluorescencia, pero $E_{Missing}$ y E_{Inv} son prácticamente imposibles de medir, y sólo pueden ser estimadas utilizando simulaciones.

En este capítulo describiremos brevemente las simulaciones Monte Carlo de cascadas de partículas y estudiaremos en particular cómo calcular correctamente la energía calorimétrica, la energía invisible y la energía faltante con el programa AIRES.

Con el método desarrollado calcularemos una nueva parametrización del depósito promedio de energía, una de las magnitudes clave en la reconstrucción de la energía presentada en la sección 3.1.2. Presentaremos también una nueva parametrización para la energía faltante, con el objetivo de mejorar los resultados obtenidos al estudiar la reconstrucción de la energía presentada en la sección 3.1.3, en especial para cascadas simuladas con el modelo hadrónico QGSJETII y para cascadas iniciadas por fotones, casos en los que dicha parametrización era inexistente. Veremos que el cálculo correcto de la energía calorimétrica y la energía faltante corrige adecuadamente la simulación de las señales recibidas por los instrumentos del observatorio Pierre Auger.

4.1. Simulaciones de Cascadas de Partículas: AIRES

El programa de simulación de cascadas atmosféricas de partículas AIRES [1] es uno de los más utilizados por la comunidad de rayos cósmicos. AIRES ha sido utilizado en un gran número de estudios sobre fenomenología de cascadas, incluyendo comparaciones entre modelos hadrónicos [24], la influencia del efecto LPM [25], la radiación de frenado de muones [26] y el efecto del campo magnético terrestre [27], entre otros. También ha sido utilizado para la interpretación y análisis de datos del experimento CAPRICE98 [29], para la calibración en energía de AGASA [28] y para la determinación de la aceptación del Observatorio Pierre Auger y otros estudios relacionados [7], [30].

AIRES realiza la propagación espacio-temporal de las partículas en una simulación detallada, que incluye la curvatura del suelo, el campo geomagnético y todos los procesos físicos estadísticamente relevantes para las cascadas atmosféricas. El código ha sido contrastado independientemente contra otros programas de simulación de cascadas [14] con excelentes resultados.

Para el cálculo del depósito de energía son particularmente importantes las interacciones electromagnéticas. AIRES incluye: producción de pares, aniquilación de positrones, radiación de frenado en electrones, positrones y muones, producción muónica de pares, rayos δ (electrones “knock-on”), efectos Compton y fotoeléctrico, efecto Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) y supresión dieléctrica.

Para el cálculo de la energía invisible, los procesos más importantes son los relacionados con la producción de muones, neutrones y neutrinos. AIRES trata las reacciones foto-nucleares, colisiones nucleón-nucleón y nucleón-núcleo, utilizando los modelos externos [4], QGSJET-II [5] y Sibyll [6] a altas energías y el modelo EHSA [14] a bajas energías. AIRES también incluye la generación de secundarios en el decaimiento de las partículas inestables (en especial muones y piones). Los neutrinos generados son tenidos en cuenta para el balance de energía, pero no son propagados ni almacenados.

Hasta el momento, ninguna teoría validada permite calcular las secciones eficaces de dispersión desde primeros principios. Los modelos existentes son una combinación de modelos teóricos y de parametrizaciones empíricas ajustadas a bajas energías con los datos experimentales disponibles, que corresponden a dos o tres órdenes de magnitud por debajo de la energía de centro de masa correspondiente a las primeras colisiones que sufre un rayo cósmico de $10^{20} eV$. Las primeras interacciones en la cascada determinan en gran medida la cantidad de energía que irá a cada una de sus componentes, la profundidad de máximo desarrollo y la dispersión de dicho valor, así como la cantidad de energía invisible y de energía faltante.

La diversidad en las predicciones de los distintos modelos de interacción hadrónica de alta energía es la fuente de incerteza más grande en las simulaciones de cascadas y por consiguiente en la determinación de la energía faltante. La dependencia del cálculo de la energía faltante con el modelo hadrónico se traduce finalmente en una incerteza sistemática en la determinación de la energía del primario por el método de fluorescencia.

4.1.1. Cortes en la Simulación

El número de partículas producidas en una cascada atmosférica generada por un rayo cósmico crece rápidamente con la energía del primario. Varios procesos presentan divergencias a baja energía y el número de partículas que debe ser generado aumenta exponencialmente con el límite inferior de energía hasta la cual se realiza la simulación. Para los rayos cósmicos de ultra alta energía este número es tan grande que se vuelve impráctico (e innecesario) simular la propagación de todas las partículas.

En AIRES se implementaron varias estrategias parara resolver este problema. La más importante consiste en utilizar una versión mejorada del algoritmo de filtrado de Hillas [21]-[23] para procesar las interacciones y limitar el número de secundarios. Este algoritmo permite limitar el número de partículas que debe ser propagado por debajo de cierta *energía de filtrado* (E_{th}), seleccionando sólo una de todas las partículas que deberían generarse en las colisiones que ocurren por debajo de esta energía y asignándoles un peso estadístico para evitar sesgos. Dado que el número de interacciones es muy grande, el método reproduce correctamente el comportamiento promedio de la cascada, pero tiene la desventaja de introducir fluctuaciones artificiales cuando el peso estadístico de las partículas se vuelve muy grande. AIRES extiende el algoritmo de filtrado de Hillas introduciendo un factor de peso (W_f), que limita el peso estadístico máximo de las partículas, generando copias cuando éste supera un valor dado. Los detalles sobre el algoritmo de filtrado y sus efectos sobre la simulación pueden verse en el manual de AIRES [1].

Para disminuir aún más el número de partículas generadas, todos los procesos radiativos y de ionización de bajas energías son tratados con la aproximación de pérdida

continua de energía. En esta aproximación, la emisión de partículas es reemplazada por un descuento a la energía de la partícula mientras ésta se propaga, pero sin crear las partículas secundarias asociadas. Esta pérdida de energía, proporcional a la cantidad de materia atravesada, está asociada directamente con el depósito de energía de la cascada en la atmósfera, responsable del fenómeno de fluorescencia.

Finalmente, otra estrategia implementada para limitar el número de partículas en la simulación es realizar un *corte de baja energía*, removiendo de la simulación las partículas por debajo de una energía umbral (E_{Cut}), que puede depender del tipo de partícula. Este corte evita tener que seguir la propagación de las partículas hasta que pierden toda su energía, evitando también la generación de todas las partículas secundarias asociadas.

Descartar partículas de la simulación tiene como consecuencia la generación de estimaciones sesgadas de la energía calorimétrica y la energía invisible, al no estar considerando en su cálculo la energía transportada por las partículas descartadas por un corte que no tiene una motivación física, sino práctica.

4.1.2. Estado de las Simulaciones de Eventos Híbridos

Al momento de comenzar esta Tesis, en las simulaciones de eventos híbridos del Observatorio Pierre Auger realizadas con AIRES se utilizaba como única entrada para la simulación de la emisión de fluorescencia la tabla 7991: “Energía depositada por todas las partículas cargadas”. Esta tabla no incluye la contribución de las partículas descartadas por el corte de baja energía, por lo que la emisión de luz era subestimada.

Al intentar reconstruir el evento simulado de esta manera, la energía reconstruida es sistemáticamente menor a la energía original del primario, pues la señal simulada en los detectores es menor a la que correspondería a un evento de esa energía. Llamaremos a este método de simulación la “versión estándar”.

En la figura 4.1 se compara la energía del primario con la energía reconstruida de eventos simulados con la versión estándar. Puede verse claramente el sesgo introducido por no considerar las partículas descartadas de la simulación. El error cometido dependerá obviamente del valor utilizado para la energía de corte. Cuanto más elevado sea el límite, mayor será la cantidad de energía descartada, y por ende mayor el error cometido. Para los cortes aplicados en la librería que utilizamos para este estudio ¹, este sesgo es del 7%.

Si el corte no es excesivamente alto, el destino de las partículas descartadas y la energía que transportaban puede ser estimado. Por ejemplo, un electrón o un fotón con energía de unos pocos MeV perderá por ionización toda su energía en un espesor material de unos pocos $g.cm^{-2}$ (las pérdidas promedio son de aproximadamente $2 MeV/g.cm^{-2}$). Un pión decaerá emitiendo dos muones y un neutrino. Los muones de baja energía decaerán emitiendo un electrón o positrón y dos neutrinos, etc.

En éste capítulo propondremos un método que incorpora la energía descartada al cálculo. Para favorecer la claridad en la discusión nos centraremos en el análisis de los resultados para el caso en el que la partícula primaria es un hadrón. Los métodos presentados también son válidos para el caso en el que la partícula primaria es un fotón, pero sólo discutiremos las diferencias más relevantes.

¹Los detalles técnicos de esta librería pueden verse en el apéndice B

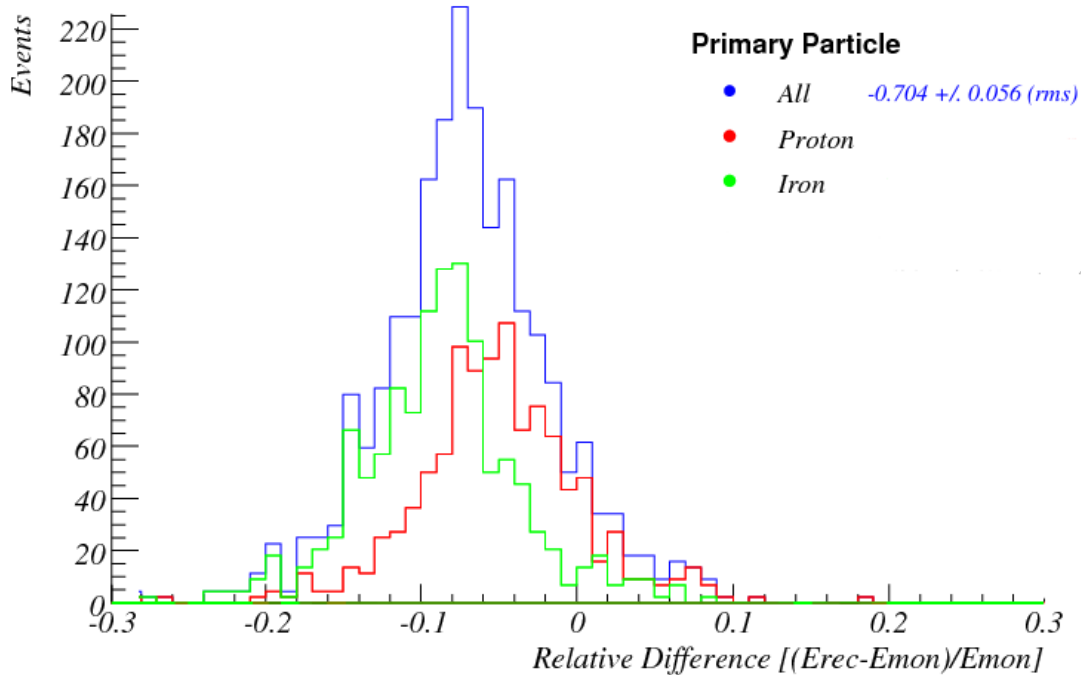


Figura 4.1: Diferencia relativa en la energía reconstruida de eventos simulados con la versión estándar, que no incluye la energía depositada por las partículas descartadas debido al corte de baja energía. El sesgo promedio introducido por este método es del 7% en la librería de simulaciones utilizadas.

4.2. Balance de Energía

Para poder tratar el cálculo de la energía depositada y la energía faltante, debemos primero asegurarnos de comprender el balance de la energía en la simulación.

Cuando un rayo cósmico ingresa en la atmósfera, la energía del primario es distribuida entre todas las partículas de la cascada que genera. Una parte de esta energía es, en última instancia, depositada en la atmósfera por ionización de las moléculas del aire. Otra parte es llevada por los neutrinos originados en el núcleo hadrónico de la cascada y el resto termina como energía de masa en reposo y energía cinética de las partículas que logran alcanzar el suelo. En las simulaciones, una parte de la energía del primario es a su vez descartada por el corte de baja energía.

En AIRES la información sobre el desarrollo longitudinal de diversos observables es almacenado en tablas. Para elaborar un balance de la energía de la cascada podemos utilizar las siguientes:

E_{Dep} : Energía total depositada en la atmósfera por todas las partículas (tabla 7993).

E_{Dis} : Energía cinética total de las partículas descartadas por el corte de baja energía (tabla 7793).

E_{ν} : Energía total de los neutrinos generados (archivo .sry).

E_{Ground} : Energía cinética total de las partículas que llegan al suelo (tabla 1793).

Con estos observables deberíamos cubrir todos los posibles destinos de la energía del primario. La energía que fue depositada en la atmósfera es considerada por E_{Dep} . El resto, sólo tiene tres posibilidades. O fue descartada (E_{Dis}), o corresponde a neutrinos (E_ν) o fue transportada por las partículas que llegaron a nivel del suelo (E_{Ground}). Podemos entonces realizar un balance sencillo de la energía de la cascada sumando:

$$SimpleE_{Total} = E_{Dep} + E_{Dis} + E_\nu + E_{Ground} \quad (4.2)$$

La figura 4.2 muestra la distribución de la contribución de los diferentes términos de esta ecuación para nuestra librería de simulaciones. E_{Dep} y E_{Ground} tienen una fuerte dependencia con el cenit de la cascada, ya que las cascadas más inclinadas recorren una distancia mayor en la atmósfera y depositan más energía, generando las colas observadas en las distribuciones. La suma de estas dos componentes dan cuenta del $91 \pm 4\%$ de la energía del primario.

La energía de los Neutrinos (E_ν) se lleva en promedio $3,4\%$ de la energía del primario y tiene también una fuerte dependencia con el cenit de la cascada. En casos extremos, puede llegar a ser el 10% de la energía del primario.

La figura 4.2 muestra también que las partículas descartadas por el corte de baja energía, generalmente ignoradas, pueden tener una contribución importante a la energía total. Incluso utilizando valores de E_{Cut} bajos como los utilizados en nuestra librería, representan en promedio un $5,5\%$ de la energía del primario.

Los cuatro términos de la ecuación 4.2 no son suficientes para dar cuenta de toda la energía de la cascada, ya que en promedio suman sólo el $99,35 \pm 0,4\%$ de la energía del primario. En algunos casos falta hasta el 1% . Esta energía fue perdida principalmente como masa en reposo de las partículas descartadas por el corte de baja energía, que no fue incluida en el término E_{Dis} de 4.2.

Aplicar una corrección para la masa en reposo de las partículas de baja energía no es inmediato. En AIREs las partículas descartadas están clasificadas en “gammas” (tabla 7001), “electrones” (tabla 7005), “positrones” (tabla 7006), “muones positivos” (tabla 7007), “muones negativos” (tabla 7008), “otras partículas cargadas” (tabla 7291) y “otras partículas neutras” (tabla 7292).

Supondremos que éstas dos últimas categorías contienen sólo piones, la partícula sin grupo propio más liviana. La contribución de estos grupos misceláneos es de todas maneras muy pequeña, y la consideramos un límite inferior, ya que aunque realmente los piones son mayoría en estas categorías podría haber nucleones o kaones. La distribución de la corrección por la energía en reposo de las partículas descartadas por el corte de baja energía ($E_{Dis\ restmass}$) puede visualizarse en el lado izquierdo de la figura 4.3.

Cabe señalar que no todas las partículas de la cascada son creadas a expensas de la energía del primario. La mayoría de los electrones de baja energía son arrancados de los átomos de la atmósfera, por ejemplo por efecto Compton. Por este motivo, la masa en reposo de los electrones no será incluida en el balance.

Para hacer nuestro tratamiento completo, incluiremos también en el balance de energía la masa en reposo de las partículas que llegan al suelo, que no está incluida en el término E_{Ground} de la ecuación 4.2.

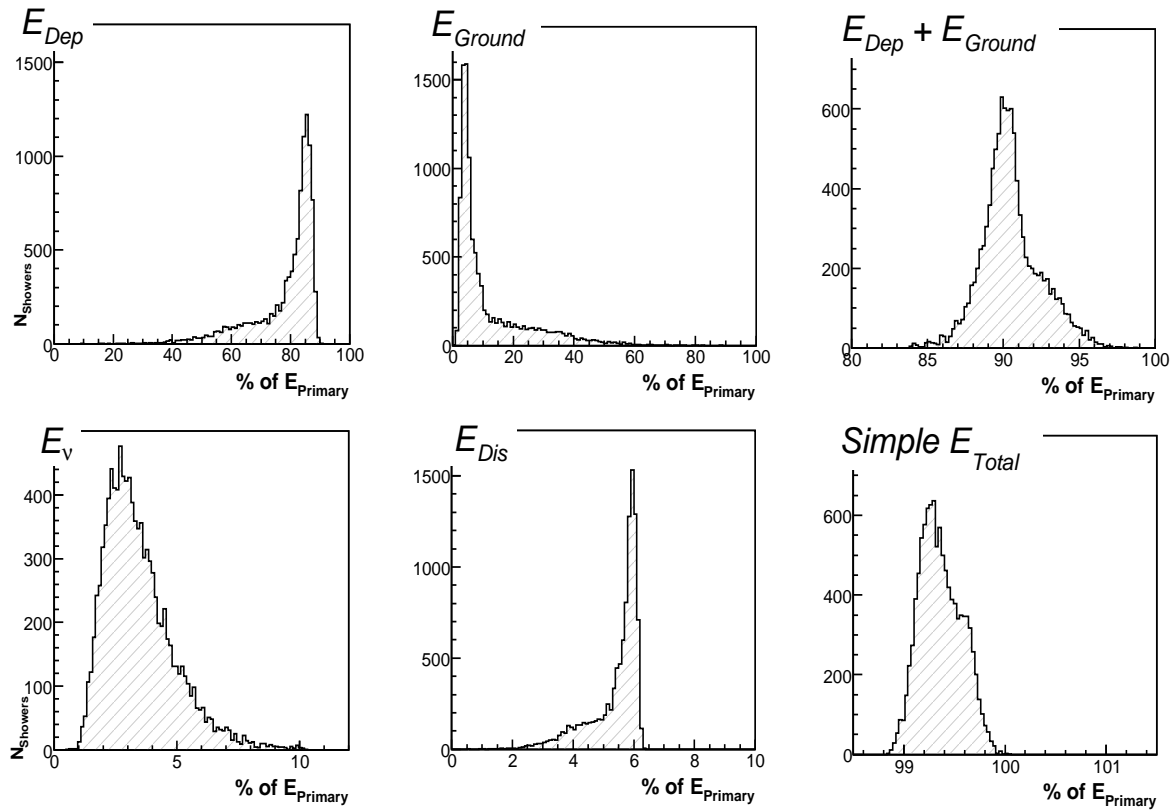


Figura 4.2: Histogramas de la contribución a la energía total en la cascada para nuestra librería de simulaciones. E_{Dep} : Energía total depositada en la atmósfera por todas las partículas. E_{Ground} : Energía cinética total de las partículas que llegan al suelo. E_ν : Energía total de los neutrinos generados. E_{Dis} : Energía cinética total de las partículas descartadas por el corte de baja energía. $Simple E_{Total}$ es la suma de $E_{Dep} + E_{Dis} + E_\nu + E_{Ground}$ y constituye la manera más sencilla de evaluar el balance de energía en la cascada.

En AIREs, la clasificación de las partículas que llegan al suelo es más completa e incluye categorías separadas para protones, neutrones, antiprotones, piones cargados y kaones (tablas 1001 a 1293). Las clasificaciones problemáticas pueden ser nuevamente “otras partículas cargadas”, “otras partículas neutras” y “núcleos” (que no contienen ninguna partícula en las simulaciones de la librería utilizada). Sugerimos una masa en reposo promedio de 1 GeV para estas tres categorías, para dar un límite inferior. Como en el caso de las partículas descartadas, la masa en reposo de los electrones que alcanzan el suelo no es incluida.

La distribución de la contribución de la masa en reposo de las partículas que alcanzan el suelo puede verse en la figura 4.3 (centro) etiquetada como $E_{Ground rest mass}$. En las condiciones de simulación de nuestra librería, esta componente representa en promedio menos del 0,01 % de la energía del primario. No obstante, la incluiremos en este análisis para darle más generalidad al método, ya que este porcentaje puede ser mayor en otras condiciones.

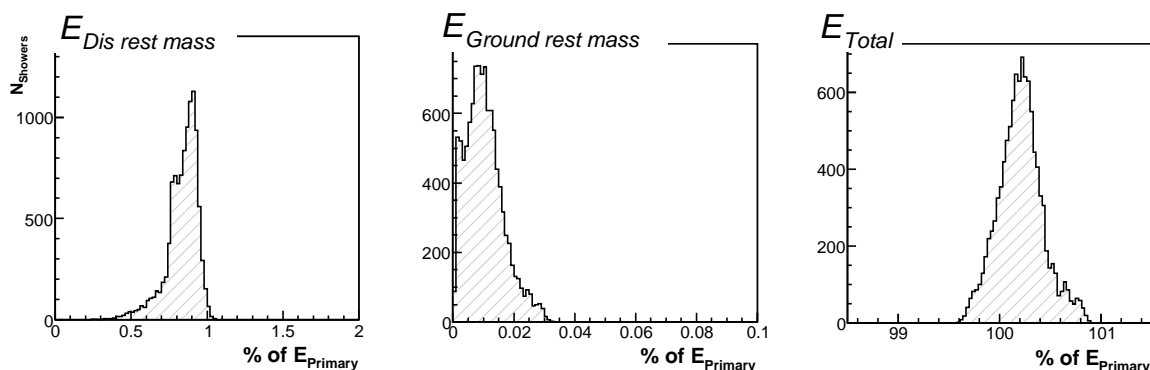


Figura 4.3: Histogramas de la contribución a la energía total de la cascada de la masa en reposo de las partículas descartadas de la simulación por el corte de baja energía ($E_{Dis\ rest\ mass}$) (izquierda) y de la masa en reposo de las partículas que llegan al suelo ($E_{Ground\ rest\ mass}$) (centro). A la derecha, se incluye la energía total (E_{Total}) calculada como $SimpleE_{Total}$ (definida por la ec. 4.2) + $E_{Dis\ rest\ mass}$ + $E_{Ground\ rest\ mass}$.

Con la introducción de la contribución de la masa en reposo, la energía total es:

$$E_{Total} = E_{Dep} + E_{Dis} + E_{\nu} + E_{Ground} + E_{Dis\ rest\ mass} + E_{Ground\ rest\ mass} \quad (4.3)$$

Al considerar la masa en reposo de las partículas descartadas y de las partículas que llegan al suelo, obtenemos una energía promedio de 100,2 % de la energía del primario con una desviación cuadrática media 0,2 % (Fig 4.3). Este resultado confirma que considerar los grupos de “otras partículas” como piones brinda un buen límite inferior. Siendo que la contribución de este grupo a la energía total es tan pequeña, un esquema de clasificación más detallado no modificará los resultados de manera apreciable.

La energía total en la cascada debe ser siempre mayor o igual a la energía del primario, pues el medio contribuye con una pequeña cantidad de energía a la cascada. Cada vez que en una interacción nuclear se “evapora” un nucleón la energía de su masa en reposo se incorpora a la cascada. Como confirmación de que tomar “otras partículas” como piones brinda un límite inferior, puede verse que existen aún cascadas con una energía total ligeramente por debajo (un 0,04 %) de la energía del primario. Esto indica que existen partículas en estas categorías con una masa mayor.

El balance de energía que hemos realizado deja claro que las partículas descartadas pueden llevarse un porcentaje importante de la energía del primario. De haber continuado en la simulación, una parte de esa energía habría sido depositada en la atmósfera, en particular la correspondiente a los electrones y gammas. Un cálculo detallado de la energía depositada a partir de simulaciones deberá tener en cuenta estas contribuciones.

4.3. Cálculo de la Energía Depositada

En AIRES, el depósito de energía es tratado con la aproximación de depósito continuo [20], donde los fenómenos de ionización y de emisión de radiación de frenado de baja

energía que la partícula sufre mientras se propaga son representados por una pérdida continua de energía, proporcional a la cantidad de materia atravesada X :

$$\frac{dE}{dX} = \alpha X \quad (4.4)$$

donde α es una constante que depende del tipo de partícula, su energía cinética y las propiedades del medio en el que las partículas se propagan. En AIRES esta dependencia está tomada de los resultados de simulaciones realizadas con GEANT3. La energía que se descuenta a las partículas al ser propagadas es acumulada en las tablas de depósito de energía (tablas 7801 a 7993).

El destino de las partículas descartadas no es determinado por el programa de simulación. Una parte de la energía que llevan estas partículas terminará siendo depositada en la atmósfera y provocando la emisión de luz de fluorescencia. El resto de la energía irá a partículas neutras o a neutrinos, contribuyendo a la componente invisible de la energía de la cascada.

AIRES dispone de varias tablas que llevan cuenta de la cantidad de energía cinética descartada por el corte de baja energía (E_{Disx}), y el número de partículas descartadas (N_{Disx}), (Tablas 7501 a 7793 y 7001 a 7293). Utilizaremos esta información para estimar que fracción corresponde a energía depositada y que fracción corresponde a energía invisible, para así obtener una estimación no sesgada de estas magnitudes.

4.3.1. Depósito de Energía de las Partículas Descartadas

Para las energías de corte utilizadas comúnmente (en el orden de algunos MeV), el porcentaje de energía depositado dependerá principalmente del tipo de partícula. Los muones de baja energía probablemente decaerán emitiendo neutrinos (energía invisible) y electrones (que depositarán toda su energía). Los positrones se aniquilarán, produciendo fotones gamma que terminarán depositando su energía, incluyendo la masa en reposo del par electrón-positrón de la aniquilación. Los piones de baja energía y otros hadrones pueden tener destinos todavía más complejos, con una fracción de energía depositada en principio desconocida.

Para estimar estas fracciones utilizaremos los resultados de [13] donde la fracción de energía depositada fue calculada para cada tipo de partícula utilizando simulaciones de GEANT4: 0,997 para gammas y piones neutros, 0,998 para e^+/e^- , 0,425 para muones y 0,46 para piones cargados. Sugerimos entonces como prescripción para el cálculo de la energía depositada por las partículas cargadas ($E_{Dis}^{Deposit}$),

$$E_{Dis}^{Deposit} = 0,997E_{Dis\gamma} + 0,997E_{Dis\pi^0} + 0,998E_{Dis e^{+/-}} + 0,425E_{Dis\mu^{+/-}} + 0,46E_{Dis\pi^{+/-}} \quad (4.5)$$

La distribución de esta corrección en nuestra librería de cascadas y la contribución de cada término en la ecuación 4.5 puede verse en la fila superior de la figura 4.4. Para los valores de E_{Cut} utilizados en nuestra librería, vemos que las partículas descartadas depositan en promedio 5,4% de la energía del primario.

Dado que a baja energía más del 98% de la energía se encuentra en los electrones y gammas y éstos depositan prácticamente toda su energía, los resultados obtenidos

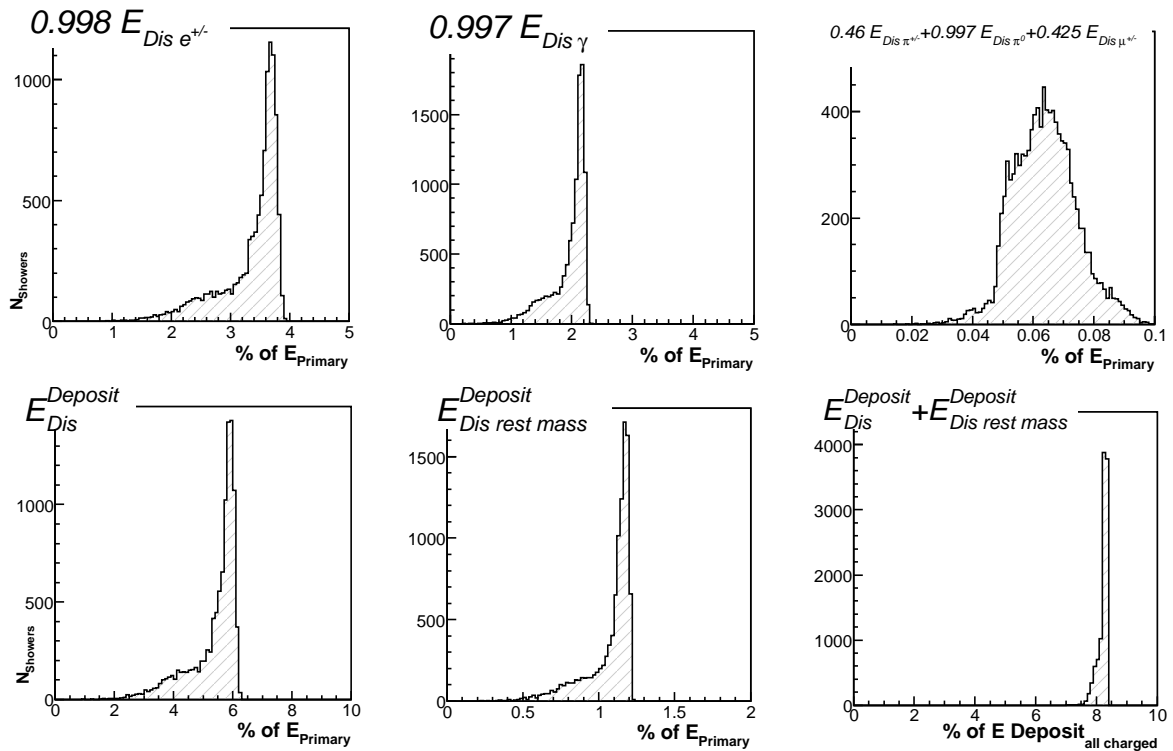


Figura 4.4: Histogramas de la contribución de las partículas descartadas al depósito de energía en nuestras simulaciones. La fila superior muestra los distintos términos de la ecuación 4.5. La fila inferior muestra la contribución de la energía cinética ($E_{\text{Dis}}^{\text{Deposit}}$) y la masa en reposo ($E_{\text{Dis rest mass}}$) de las partículas descartadas y el porcentaje que éstas representan sobre el depósito de energía de las partículas cargadas.

con esta prescripción son insensibles a las contribuciones del resto de las especies. Como hicimos en el cálculo del balance de energía, consideramos nuevamente que las partículas de la categoría “otras partículas” son piones.

El depósito de energía promedio de las partículas cargadas es del orden de $2 \text{ MeV}/g.cm^{-2}$ y aumenta rápidamente cuando la energía de la partícula entra al rango de los MeV, por lo que las partículas descartadas sólo recorrerían un espesor material de unos pocos $g.cm^{-2}$ antes de perder toda su energía. Esto nos permite asumir que el depósito de energía de las partículas descartadas ocurre en el momento y lugar exacto en el que fueron descartadas.

Vimos en la sección anterior que es importante incluir en el análisis la masa en reposo de las partículas descartadas. Las partículas inestables eventualmente decaerán o se aniquilarán, generando partículas electromagnéticas que depositarán su energía por ionización. A este nivel de detalle, la contribución del medio (en este caso el aire) debe ser considerada. En los procesos de aniquilación la masa en reposo de la antipartícula correspondiente, tomada del medio, es agregada al acervo energético de la cascada, y parte de esa energía producirá también ionización.

Siendo que ésta es una corrección pequeña, y siguiendo las sugerencias encontradas

en [15] se asume que la energía “deposable” de las partículas que tienen una mayor probabilidad de decaer (esencialmente muones y piones) es $1/3$ de su masa en reposo. Para los positrones, que se aniquilan generando fotones gammas que depositarán toda su energía, consideramos el doble de su masa en reposo. Nuevamente, las partículas categorizadas como “otras” son tratadas como piones.

La prescripción para tratar la masa en reposo de las partículas descartadas ($E_{Dis\ rest\ mass}^{Deposit}$) que proponemos es entonces

$$E_{Dis\ rest\ mass}^{Deposit} = \frac{1}{3}m_{\mu}N_{Dis\mu} + \frac{1}{3}m_{\pi}N_{Dis\pi} + 2m_eN_{Dis_{e^+}} \quad (4.6)$$

En las simulaciones hechas para este trabajo, la corrección promedio debida a la masa en reposo de las partículas descartadas es del orden del 1% de la energía del primario, y procede casi enteramente de la aniquilación de los positrones (Figura 4.4).

La contribución de las partículas de baja energía depende del valor de E_{Cut} , como veremos en la sección 4.7. Para las simulaciones de nuestra librería tiene un valor medio de $7,85 \pm 0,33\%$ del depósito total de energía y es prácticamente independiente de las características de la cascada. Cuando se compara con la energía depositada sólo por las partículas cargadas por encima de E_{Cut} (que es la cantidad utilizada por la versión estándar para realizar las simulaciones de la señal de fluorescencia), esta corrección representa un incremento del $8,3 \pm 0,3\%$ (figura 4.4 sector inferior derecho).

Dado que la luz emitida es aproximadamente proporcional a la energía depositada, no incluir la corrección debida a las partículas descartadas introduce un sesgo negativo en la simulación de la señal. Las cascadas simuladas serán más tenues y por lo tanto más difíciles de detectar, afectando el cálculo de la apertura del detector. Además, las cascadas simuladas serán reconstruidas como un evento de energía menor, dando origen al sesgo existente en la figura 4.1.

La determinación de la energía promedio depositada por partícula, utilizada por algunos métodos de reconstrucción para estimar la energía del primario es afectada de la misma manera.

4.3.2. Efecto sobre el Depósito Promedio por Partícula

Como hemos descrito en el capítulo 3.1.3 la técnica de fluorescencia permite realizar una medida calorimétrica de la energía del rayo cósmico primario, ya que la mayor parte de la energía termina siendo depositada en la atmósfera por ionización.

El procedimiento utilizado en algunas ocasiones para estimar la energía del primario [8] [12], consiste en convertir el perfil de luz emitida medido $N_{ph}(X)$ en una región ΔX en un perfil de número de partículas cargadas $N_{ch}(X)$, utilizando el número promedio de fotones emitido por electrón por $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ de aire atravesado (Y) y los factores geométricos (g_{geo}), de eficiencia de detección (g_{det}) y de atenuación atmosféricas (g_{atm}) correspondientes:

$$N_{ch}(X) = \frac{N_{ph}(X)}{\Delta X \times Y} \cdot \frac{1}{g_{geo} \times g_{det} \times g_{atm}} \quad (4.7)$$

Este perfil es luego integrado para obtener la longitud de traza total, esto es, la suma total de los caminos atravesados por las partículas cargadas. La longitud de traza total

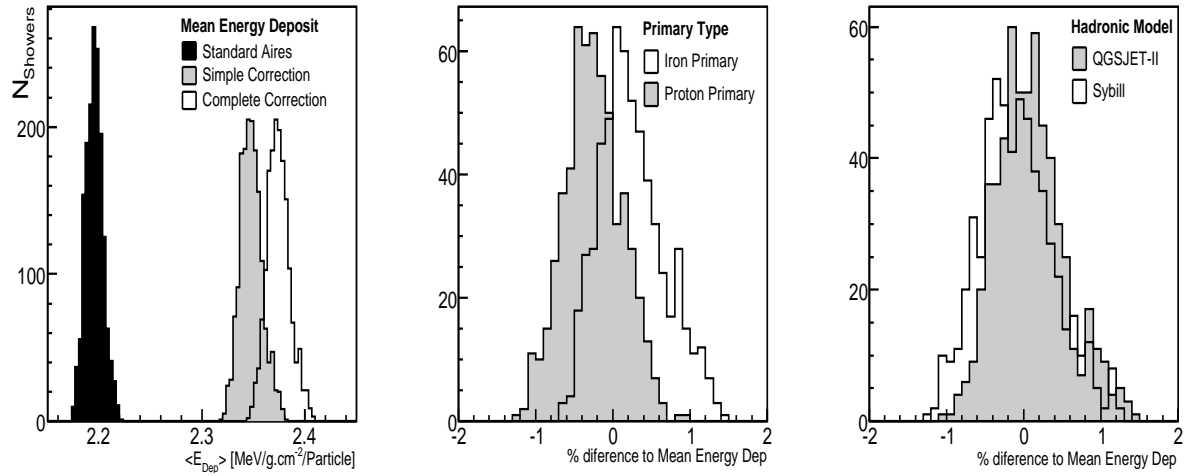


Figura 4.5: Depósito promedio de energía por partícula por $g.cm^{-2}$ de aire. Izquierda: Valores obtenidos con la corrección completa (Complete), sólo incluyendo la energía cinética (Simple) y sin ninguna corrección por las partículas descartadas (Standard). Centro: Diferencia con el promedio por tipo de primario. Derecha: Diferencia con el promedio según el modelo hadrónico usado en la simulación.

es entonces multiplicada por el depósito de energía promedio por partícula por $g.cm^{-2}$, $\langle \alpha_{eff} \rangle$.

Para estimar $\langle \alpha_{eff} \rangle$, el promedio pesado del depósito promedio por partícula debe ser calculado utilizando simulaciones Monte Carlo. Esto es

$$\langle \alpha_{eff} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{Ground} \frac{E_{Dep}(X_i)}{N_{ch}(X_i) \Delta X_i} N_{ch}(X_i)}{\sum_{i=1}^{i_{Ground}} N_{ch}(X_i)} = \frac{E_{Dep}^{Total}}{N_{ch}^{Total} \Delta X} \quad (4.8)$$

donde $E_{dep}(X_i)$ es la energía depositada en la región ΔX_i por las $N_{ch}(X_i)$ partículas cargadas que cruzaron dicha región.

Usando la prescripción para el tratamiento de las partículas descartadas discutida en la sección 4.3, el cálculo del factor E_{Dep}^{Total} en la ecuación 4.8 es inmediato,

$$E_{Dep}^{Total} = E_{Dep} + E_{Dis}^{Deposit} + E_{Dis}^{Deposit rest mass} \quad (4.9)$$

Como mostraremos en la sección 4.7, el valor obtenido con esta expresión de E_{Dep}^{Total} es independiente del valor de E_{Cut} utilizado en la simulación. El número de partículas cargadas N_{ch}^{cut} presentes en la simulación, por otra parte, claramente no lo es

Para volver N_{ch}^{cut} independiente del valor de la energía de corte en la simulación, utilizamos la parametrización presentada en [18] del espectro de electrones de baja energía, que son las partículas cargadas más numerosas, cerca de la región de máximo desarrollo de la cascada, que es en dónde tiene lugar el mayor depósito de energía:

$$N_{ch}^0(Xi) = N_{ch}^{cut}(Xi)/(1 - 0,045E_{cut}/MeV) \quad (4.10)$$

Para nuestras simulaciones, el valor de E_{Cut} para los electrones es 0,4 MeV y el factor de corrección resultante es 0,982.

Históricamente, el método estándar para calcular el depósito de energía promedio por partícula cargada consistía en dividir el depósito de energía total por el número total de partículas cargadas por $g.cm^{-2}$. En nuestras simulaciones, el valor obtenido siguiendo este procedimiento es $2,195 MeV/g.cm^{-2}/part$, en excelente acuerdo con los valores históricos utilizados por la Colaboración Hi-Res en estudios similares [12].

Si consideramos la energía que habría sido depositada por las partículas descartadas, $E_{Dis}^{Deposit}$, tal como fue definida en la ecuación 4.5, el valor promedio es $2,35 MeV/g.cm^{-2}/part$, lo que representa un incremento del 7%. Al incluir la corrección por la masa en reposo $E_{Dis rest mass}^{Deposit}$, tal como fue propuesta en la ecuación 4.6, el valor promedio obtenido es de $2,375 MeV/g.cm^{-2}/part$, correspondiente a un incremento total del 8,2% (figura 4.5 izquierda).

La corrección total para el depósito promedio por partícula es comparable, como era de esperarse, a la corrección encontrada en la sección 4.3 para el depósito total de energía, y difiere sólo en un 2% con el valor promedio de $2,42 MeV/g.cm^{-2}/part$ calculado usando simulaciones hechas con el programa CORSIKA en [19], donde también se considera la contribución de las partículas descartadas.

El depósito de energía promedio es independiente (dentro de un 0,5%) del modelo hadrónico y de la masa del primario utilizada en la simulación, como puede verse en el lado derecho de la figura 4.5. Esto no debe sorprendernos, ya que dicho depósito de energía depende fundamentalmente de los detalles del modelo electromagnético de baja energía. Nótese además que el ancho de las distribuciones para toda la muestra es de sólo un 2%, mostrando que las dependencias con otros parámetros de la cascada son muy pequeñas.

El depósito de energía promedio tiene una dependencia con la edad s de la cascada (definida por la ecuación 1.7), como puede verse en la figura 4.6. Cuando la cascada es “joven” y el número de partículas es todavía relativamente bajo, las fluctuaciones entre cascadas dominan la dispersión en el valor del depósito de energía promedio. Cuando la edad está por encima de 0,7, esta curva puede ser considerada universal dentro de un 1%, ya que es virtualmente independiente de la masa del primario, de su energía, de la geometría de la cascada y del modelo hadrónico utilizado. Una parametrización de esta curva puede hacerse con la función:

$$\langle \alpha_{eff}(s) \rangle = \frac{E_{Dep}^{Total}(s)}{N_{ch}^0(s) \Delta X} = \frac{A}{(B + s)^C} + D + E \cdot s \quad (4.11)$$

con $A=0,9921$, $B=0,67$, $C=9,7878$, $D=2,1821$, $E=0,1656$ y X_{max} es la profundidad atmosférica del máximo desarrollo de la cascada en $g.cm^{-2}$.

Esta curva, junto al número promedio de fotones emitidos por partícula puede utilizarse en la reconstrucción del perfil longitudinal de la cascada presentado en la sección 3.1 para convertir el perfil de *fotones de fluorescencia* y/o el perfil de *energía depositada* a un perfil de *Número de partículas cargadas* y viceversa, utilizando las ecuaciones 3.10 y 4.7.

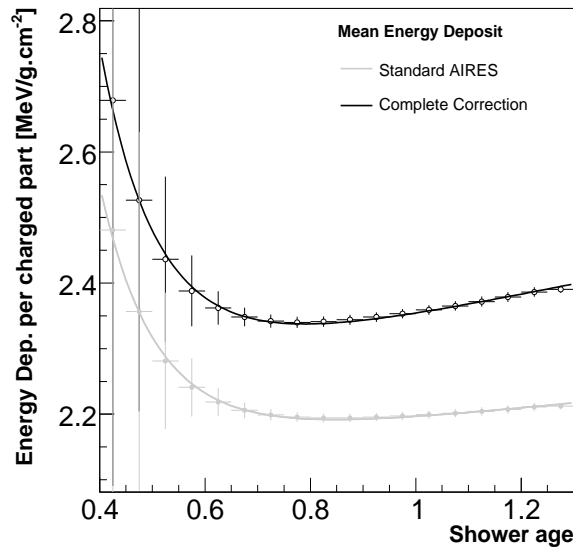


Figura 4.6: Depósito promedio de energía por partícula por $g.cm^{-2}$ de aire en función de la edad de la cascada obtenido con y sin la corrección por las partículas descartadas por el corte de baja energía.

4.4. Cálculo de la Energía Invisible

Como comentamos al inicio del capítulo, la energía que se llevan las partículas neutras de la cascada no puede ser detectada por los métodos de fluorescencia, ya que no producen ionización (*energía invisible*). Esto implica que la energía calorimétrica es siempre menor a la energía total de la cascada, por lo que para estimar la energía del primario debemos aplicar una corrección (la *energía faltante*) que suma lo que le falta a la energía calorimétrica para llegar a la energía del primario, según la definición de la ecuación 4.1.

Aunque la energía invisible y la energía faltante están estrechamente relacionadas, son conceptos diferentes. La corrección de la energía faltante es necesaria debido a la existencia de la energía invisible, pero sólo coincidirá con ésta última si no hay contribuciones del medio a la energía de la cascada.

La corrección por la energía faltante es función de la energía calorimétrica, la masa de la partícula primaria y el modelo hadrónico utilizado [10] [11] [12] [13]. Estas dependencias hacen que la energía faltante tenga una contribución importante en las incertezas sistemáticas del método de fluorescencia.

Los cortes en la simulación discutidos en 4.1.1 afectan el cálculo de la energía invisible y de la energía faltante, como lo hacen con el resto de los observables relacionados con la energía. En esta sección veremos como corregir este defecto. Como ejemplo de una aplicación del método desarrollado presentaremos una nueva parametrización de la energía faltante, que incluirá valores nunca antes publicados para cascadas originadas por fotones y para el modelo hadrónico QGSJET-II.

4.4.1. Tratamiento de las Partículas Descartadas

Para el cálculo de la energía invisible de las partículas descartadas por el corte de baja energía utilizamos las expresiones complementarias las ecuaciones 4.5 y 4.6 utilizadas en el cálculo de la energía depositada. Utilizando las mismas consideraciones que en la sección 4.3.1, proponemos para la energía invisible de las partículas descartadas, ($E_{Dis}^{Invisible}$)

$$E_{Dis}^{Invisible} = 0,003E_{Dis\gamma} + 0,003E_{Dis\pi_0} + 0,002E_{Dis e^{+/-}} + 0,575E_{Dis\mu} + 0,54E_{Dis\pi^{+/-}} \quad (4.12)$$

y para la energía invisible de la masa en reposo de las partículas descartadas, $E_{Dis\ rest\ mass}^{Inv}$:

$$E_{Dis\ rest\ mass}^{Inv} = \frac{2}{3}m_{\mu}N_{Dis\mu} + \frac{2}{3}m_{\pi}N_{Dis\pi} \quad (4.13)$$

En el método usualmente empleado para la determinación de la energía calorimétrica del primario por la técnica de fluorescencia [8] [12], el perfil longitudinal de luz medido es ajustado con una función de Gaisser-Hillas (ecuación 1.4). Esta función debe ser extrapolada para obtener el perfil longitudinal completo, ya que es rara la ocasión en la que la cascada se desarrolla completamente en el campo de visión del detector o antes de alcanzar el suelo.

Usando el número promedio de fotones emitidos por MeV depositado (sección 3.1.2) y los factores geométricos y atmosféricos correspondientes, el perfil lumínico es convertido en un perfil de energía depositada.

Para obtener el depósito total de energía que la cascada *habría tenido* si se hubiera desarrollado completamente, es necesario integrar el perfil extrapolado. El resultado de esta integral es la *energía calorimétrica total* de la cascada, que debe ser corregida con la *energía faltante* para obtener la energía del primario.

Si bien la energía calorimétrica total se calcula sobre el ajuste del perfil completo de la cascada, la simulación de la misma se realiza sólo hasta que las partículas alcanzan el suelo. Esto implica que debemos incluir en nuestro análisis la energía de las partículas que alcanzan el suelo, y estimar que fracción de esta energía habría sido depositada y que fracción habría pasado a la componente invisible de la cascada si la simulación hubiese continuado.

En nuestro trabajo consideramos que un criterio aceptable para estimar dichas fracciones son las de la referencia [13], que utilizaremos como guía. Para las especies no contempladas en [13], elegimos un factor arbitrario de 0,5. Veremos que esta arbitrariedad no tiene influencia sobre los resultados ya que las especies no contempladas representan un porcentaje ínfimo de la energía total.

Con estas consideraciones, la energía que habría sido depositada por las partículas que alcanzaron el suelo, $E_{Ground}^{Deposit}$ y su complemento invisible, $E_{Ground}^{Invisible}$, pueden ser estimadas con:

$$\begin{aligned}
E_{Ground}^{Deposit} = & 0,997E_{Ground\gamma} + 0,998E_{Ground e^{+/-}} + 0,593E_{Ground\pi^+} \\
& + 0,617E_{Ground\pi^-} + 0,604E_{Ground K} + 0,753E_{Ground p} \\
& + 0,732E_{Ground pbar} + 0,701E_{Ground N} + 0,5E_{Ground other} \quad (4.14)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{Ground}^{Invisible} = & 0,003E_{Ground\gamma} + 0,002E_{Ground e^{+/-}} + 1,0E_{Ground\mu} \\
& + 0,407E_{Ground\pi^+} + 0,383E_{Ground\pi^-} + 0,396E_{Ground K} \\
& + 0,247E_{Ground p} + 0,268E_{Ground pbar} + 0,299E_{Ground N} \\
& + 0,5E_{Ground other} \quad (4.15)
\end{aligned}$$

Nótese que en éstas ecuaciones la energía cinética de los muones que llegan al suelo es considerada como energía invisible. A pesar de que la energía en los muones clasifica teóricamente como energía “visible” para los detectores de fluorescencia, ninguna cascada atmosférica puede desarrollarse lo suficiente como para permitir que todos los muones depositen toda su energía, haciendo esta energía “invisible” en la práctica.

La masa en reposo de las partículas que alcanzan el suelo también debe ser tenida en cuenta, y para ello seguimos las sugerencias volcadas en [15]. Para las partículas que tienen mayor probabilidad de decaer se considera “deposable” 1/3 de la masa en reposo. Para las partículas que se aniquilarían (positrones y antiprotones) se considera el doble de su masa en reposo. Dado que la gran mayoría de los electrones que alcanzan el suelo fueron tomados de los átomos del aire en lugar de haber sido creados a expensas de la energía de la cascada, su masa en reposo es descartada.

$$\begin{aligned}
E_{Ground rest mass}^{Deposit} = & 2m_{e^+}N_{Ground e^+} + \frac{1}{3}m_{\mu}N_{Ground\mu} + \frac{1}{3}m_{\pi}N_{Ground\pi} \\
& + \frac{1}{3}m_K N_{Ground K} + m_p N_{Ground p} + 2m_p N_{Ground pbar} \\
& + \frac{3}{4}m_N N_{Ground N} \quad (4.16)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{Ground rest mass}^{Invisible} = & \frac{2}{3}m_{\mu}N_{Ground\mu} + \frac{2}{3}m_{\pi}N_{Ground\pi} \\
& + \frac{2}{3}m_K N_{Ground K} + \frac{1}{4}m_N N_{Ground N} \quad (4.17)
\end{aligned}$$

La información correspondiente al número de partículas que alcanzan el suelo $N_{Ground x}$ y su energía total $E_{Ground x}$ está disponible en el registro etiquetado como GRD en las tablas 1001 a 1293 y 1501 a 1793 de AIRES.

Usando entonces las ecuaciones (4.5) a (4.17), la energía total de la cascada puede dividirse en dos componentes: energía calorimétrica y energía invisible.

Energía Calorimétrica

La energía calorimétrica es la energía que fue depositada en la atmósfera y es capaz de producir ionización y luz de fluorescencia.

$$E_{Cal} = E_{Dep} + E_{Dis}^{Deposit} + E_{Dis\ rest\ mass}^{Deposit} + E_{Ground}^{Deposit} + E_{Ground\ rest\ mass}^{Deposit} \quad (4.18)$$

donde

- E_{Dep} : Energía depositada en la atmósfera en la simulación.
- $E_{Dis}^{Deposit}$: Energía que habría sido depositada por las partículas descartadas.
- $E_{Dis\ rest\ mass}^{Deposit}$: Energía que habría sido depositada de la masa en reposo de las partículas inestables descartadas.
- $E_{Ground}^{Deposit}$: Energía que habría sido depositada por las partículas que alcanzaron el suelo.
- $E_{Ground\ rest\ mass}^{Deposit}$: Energía que habría sido depositada de la masa en reposo de las partículas inestables que llegaron al suelo.

Cuando sumamos todos los términos, vemos que la energía calorimétrica total representa entre un 80 y un 97 % de la energía del primario para primarios hadrónicos, dependiendo casi exclusivamente de la energía del primario, como veremos en la sección 4.5.

La contribución de las partículas descartadas a la energía calorimétrica varía con el estado de desarrollo de la cascada al nivel del suelo. Las cascadas de menor energía o de mayor ángulo cenital logran un mejor desarrollo antes de llegar al suelo, por lo que pierden un número mayor de partículas debido al corte de baja energía, a la vez que depositan una fracción mayor de la energía del primario en la atmósfera, dejando una fracción menor de energía disponible a nivel del suelo. Las cascadas de mayor energía o las verticales, por otra parte, no alcanzan siquiera su punto de máximo desarrollo antes de llegar al suelo, por lo que habrán perdido relativamente pocas partículas por el corte de baja energía. Esto da una gran dispersión en los valores de E_{Dep} , E_{Dis} y E_{Ground} de la ecuación (4.18), como puede observarse en la figura 4.7.

Cuando el primario es un fotón y la cascada es casi puramente electromagnética, la energía calorimétrica total es virtualmente independiente de las características de la cascada. La distribución de valores resultante para toda nuestra librería está centrada en el 99 % de la energía del primario, con una dispersión muy pequeña, como puede verse en la figura 4.9.

Energía Invisible

La energía invisible es aquella que no es capaz de producir ionización ni por lo tanto luz de fluorescencia:

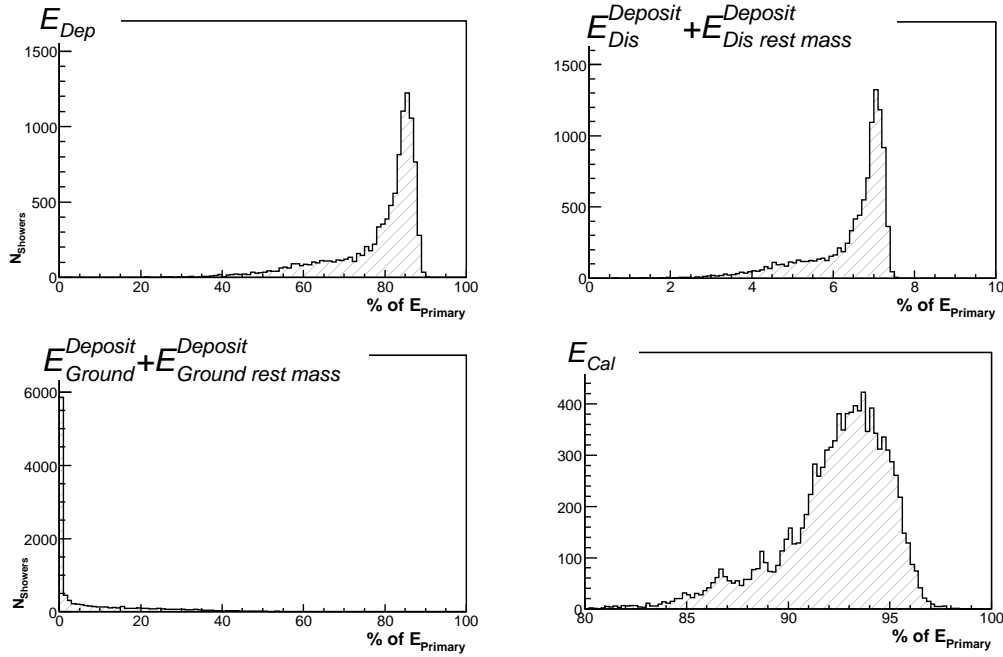


Figura 4.7: Histogramas de la energía calorimétrica total (E_{Cal}) para primarios hadrónicos y de la contribución de las partículas descartadas y las partículas que alcanzaron el suelo como porcentaje de la energía del primario. E_{Dep} : Energía depositada en la atmósfera en la simulación; $E_{Dis}^{Deposit}$: Energía que habría depositada por las partículas descartadas; $E_{Dis\ rest\ mass}^{Deposit}$: Energía que habría sido depositada de la masa en reposo de las partículas inestables descartadas; $E_{Ground}^{Deposit}$: Energía que habría sido depositada por las partículas que alcanzaron el suelo; $E_{Ground\ rest\ mass}^{Deposit}$: Energía que habría sido depositada de la masa en reposo de las partículas inestables que llegaron al suelo.

$$E_{Invisible} = E_{\nu} + E_{Dis}^{Invisible} + E_{Dis\ rest\ mass}^{Invisible} + E_{Ground}^{Invisible} + E_{Ground\ rest\ mass}^{Invisible} \quad (4.19)$$

donde

- E_{ν} : Energía de los neutrinos generados.
- $E_{Dis}^{Invisible}$: Energía invisible de las partículas descartadas.
- $E_{Dis\ rest\ mass}^{Invisible}$: Energía invisible de la masa en reposo de las partículas descartadas.
- $E_{Ground}^{Invisible}$: Energía invisible de las partículas que alcanzaron el suelo.
- $E_{Ground\ rest\ mass}^{Invisible}$: Energía invisible de la masa en reposo de las partículas que alcanzaron el suelo.

Para las cascadas hadrónicas, los neutrinos y las partículas que llegan al suelo constituyen en promedio más del 95-97 % de la energía invisible total. Las partículas de baja

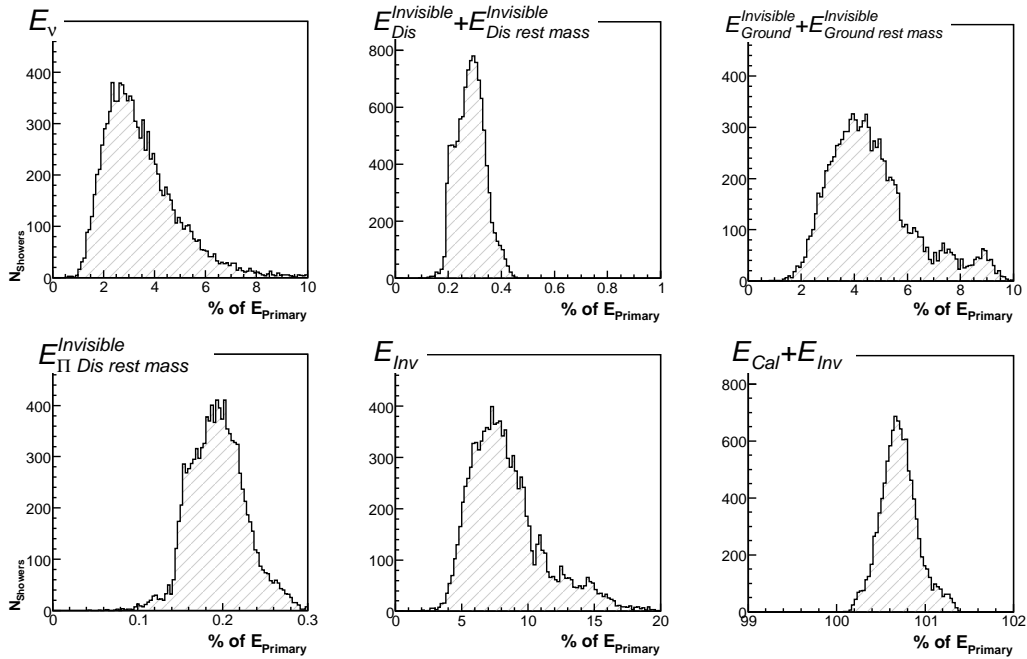


Figura 4.8: Histogramas mostrando la energía invisible total (E_{Inv}) para cascadas iniciadas por protones y hierro y la contribución de las partículas descartadas y las partículas que alcanzaron el suelo en relación a la energía del primario. E_ν : Energía de los neutrinos generados; $E_{Dis}^{Invisible}$: Energía invisible de las partículas descartadas; $E_{Dis rest mass}^{Invisible}$: Energía invisible de la masa en reposo de las partículas descartadas; $E_{Ground}^{Invisible}$: Energía invisible de las partículas que alcanzaron el suelo; $E_{Ground rest mass}^{Invisible}$: Energía invisible de la masa en reposo de las partículas que alcanzaron el suelo; Total E : Energía total de la cascada ($E_{Cal} + E_{Inv}$).

energía contribuyen con el 3-5% restante, representando sólo el 0,4% de la energía del primario, como puede verse en la figura 4.8. Para las cascadas iniciadas por fotones, las partículas descartadas tienen una contribución aún más pequeña ya que prácticamente la totalidad de la energía invisible es aportada por los neutrinos (figura 4.9).

Dado que la variación de la energía invisible con otros parámetros como la energía del primario, su masa o el modelo hadrónico es del orden de varios puntos porcentuales de la energía del primario, resulta innecesario realizar un estudio detallado para determinar los factores arbitrarios utilizados en las ecuaciones (4.17) y (4.16), que tienen una contribución promedio de sólo el 0,2%.

La energía invisible es independiente, dentro de límites razonables, a los valores de E_{Cut} utilizados en la simulación. La fuente principal de energía invisible se encuentra en el núcleo hadrónico de la cascada, donde tienen lugar las colisiones de alta energía en la que se generan los neutrinos, los muones y los piones. La energía invisible que se llevan los muones, piones y neutrones por debajo del corte es en comparación muy pequeña, en promedio sólo el 0,6% de la energía del primario (la suma de la distribución del sector central superior e izquierdo inferior de la figura 4.8).

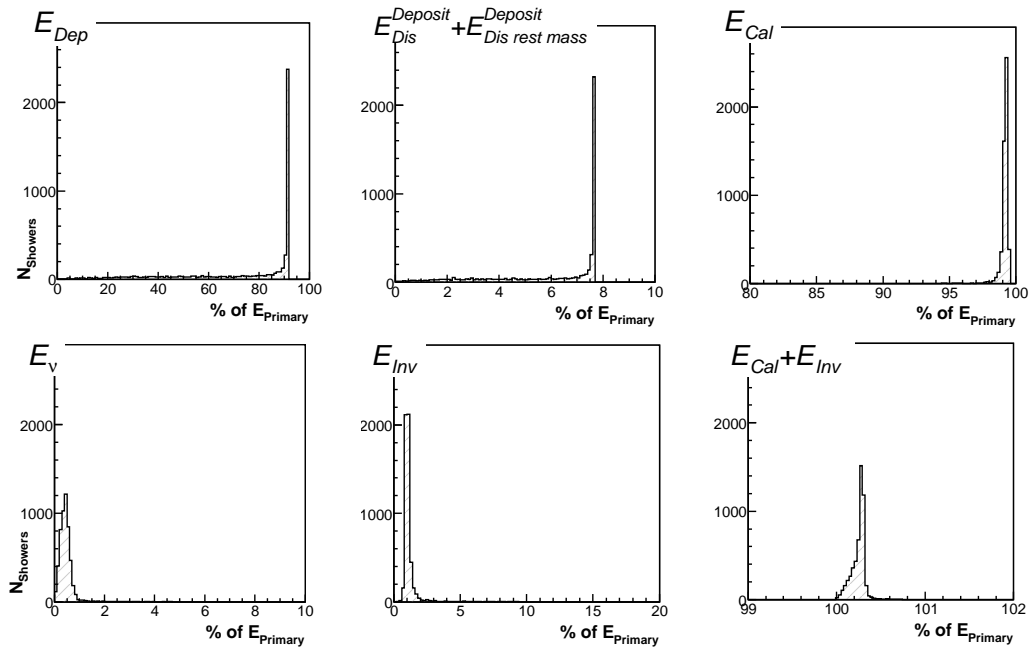


Figura 4.9: Fila superior: Histogramas mostrando el depósito de energía en la simulación, la contribución de las partículas descartadas y la energía depositada total para cascadas iniciadas por fotones. Fila inferior: Histogramas mostrando la energía de los neutrinos, la energía invisible total y la energía total para cascadas iniciadas por fotones. Estas figuras fueron generadas respetando las escalas de las figuras 4.2 y 4.8 para facilitar las comparaciones.

4.4.2. Energía Provista por el Medio

En el panel inferior derecho de las figuras 4.8 y 4.9 se muestra que la suma de E_{Cal} y $E_{Invisible}$ da como resultado una energía ligeramente superior a la energía del primario. Esto se debe a que durante su desarrollo la cascada incorpora energía proveniente del medio por el cual se propaga.

Cada vez que se produce una colisión hadrónica, la energía de la masa en reposo de un nucleón de una molécula del aire es incorporada a la cascada. Cuando el nucleón sobrevive a la colisión se incorpora como masa en reposo y cuando el nucleón es evaporado se incorpora como energía cinética de los subproductos de la colisión.

Esta energía adicional representa un $0,8 \pm 0,6\%$ de la energía del primario en las cascadas iniciadas por hadrones y es aproximadamente cuatro veces menor en las iniciadas por fotones, ya que estos producen un número mucho menor de interacciones hadrónicas.

Nótese que es de esperar que, si el balance de energía es correcto, todas las cascadas tengan una energía mayor o igual a la energía del primario. Sin embargo, como también puede verse en el sector inferior derecho de las figuras 4.8 y 4.9, algunas cascadas no cumplen con esta condición, siendo su energía ligeramente menor a la primaria. Esto se debe a que en las ecuaciones (4.5) a (4.13), la contribución de la categoría “otras

partículas” está ligeramente subestimada tal como fue explicado en la sección 4.2. El lado inferior izquierdo de la figura 4.8 muestra que la contribución de estos piones “supuestos” es del orden del 0,3% ($0,2\% \times \frac{3}{2}$, ver ecuación (4.13)).

Para establecer un límite superior a esta contribución podemos considerar que “otras partículas” contiene únicamente nucleones. De ser así, esta categoría contribuiría en promedio con un 1,7% de la energía total, provocando un aumento en la contribución del medio a la energía de la cascada y acercándola a un 2,2%. El valor correcto de la contribución del medio se encontrará en algún punto intermedio entre 0,8% (la cota inferior) y 2,2% (la cota superior) de la energía del primario.

Las incertezas en el modelo hadrónico y las fluctuaciones entre cascadas hacen que una indeterminación del 1% no sea de mucha importancia. Sin embargo, el estudio de las contribuciones del medio a la energía de la cascada puede ser interesante desde un punto de vista fenomenológico. Si bien este tema escapa a los objetivos de esta Tesis, algunas tendencias interesantes se muestran en la figura 4.10.

La contribución del medio a una cascada de partículas ha sido ignorada sistemáticamente en el estudio de los rayos cósmicos por considerarse un efecto menor. En cascadas subterráneas o subacuáticas como las que estudiaremos en el capítulo 5, el efecto puede ser mucho más importante ya que el número de colisiones hadrónicas aumenta drásticamente al aumentar la densidad del medio. El estudio de las contribuciones del medio a la energía de la cascada en estos casos será uno de los temas a desarrollar en futuros estudios.

4.5. Corrección de la Energía Faltante

Hemos mencionado en las secciones anteriores que la energía calorimétrica (E_{Cal}) es menor a la energía total (E_{Total}). La diferencia entre E_{Cal} y E_{Total} es la energía faltante ($E_{Missing}$), que está directamente relacionada con la energía invisible ($E_{Invisible}$) pero es siempre menor a ésta última, ya que la energía total es siempre mayor a la energía del primario ($E_{Primary}$) debido a las contribuciones del medio:

$$E_{Missing} = E_{Primary} - E_{Cal} < E_{Invisible} = E_{Total} - E_{Cal} \quad (4.20)$$

Las contribuciones más importantes a la energía invisible durante el desarrollo de la cascada son la producción de neutrinos, muones y piones, haciendo que la energía faltante dependa fuertemente del modelo hadrónico utilizado y de la masa del primario. Dado que en un evento real la masa del primario es desconocida, en la reconstrucción de eventos reales se debe utilizar una corrección promedio entre protón y hierro (postulando que los primarios deben ser hadrónicos). Esta corrección promedio sobrestima (subestima) la energía total en el caso en el que el primario sea un protón (un núcleo de hierro), y es una de las principales fuentes de incerteza sistemática del método de fluorescencia.

Para un primario y un modelo hadrónico dados, utilizamos la siguiente parametrización

$$\frac{E_{Cal}}{E_{Primary}} = \alpha - \beta \times \left(\frac{E_{Cal}}{1\text{EeV}}\right)^{-\gamma} \quad (4.21)$$

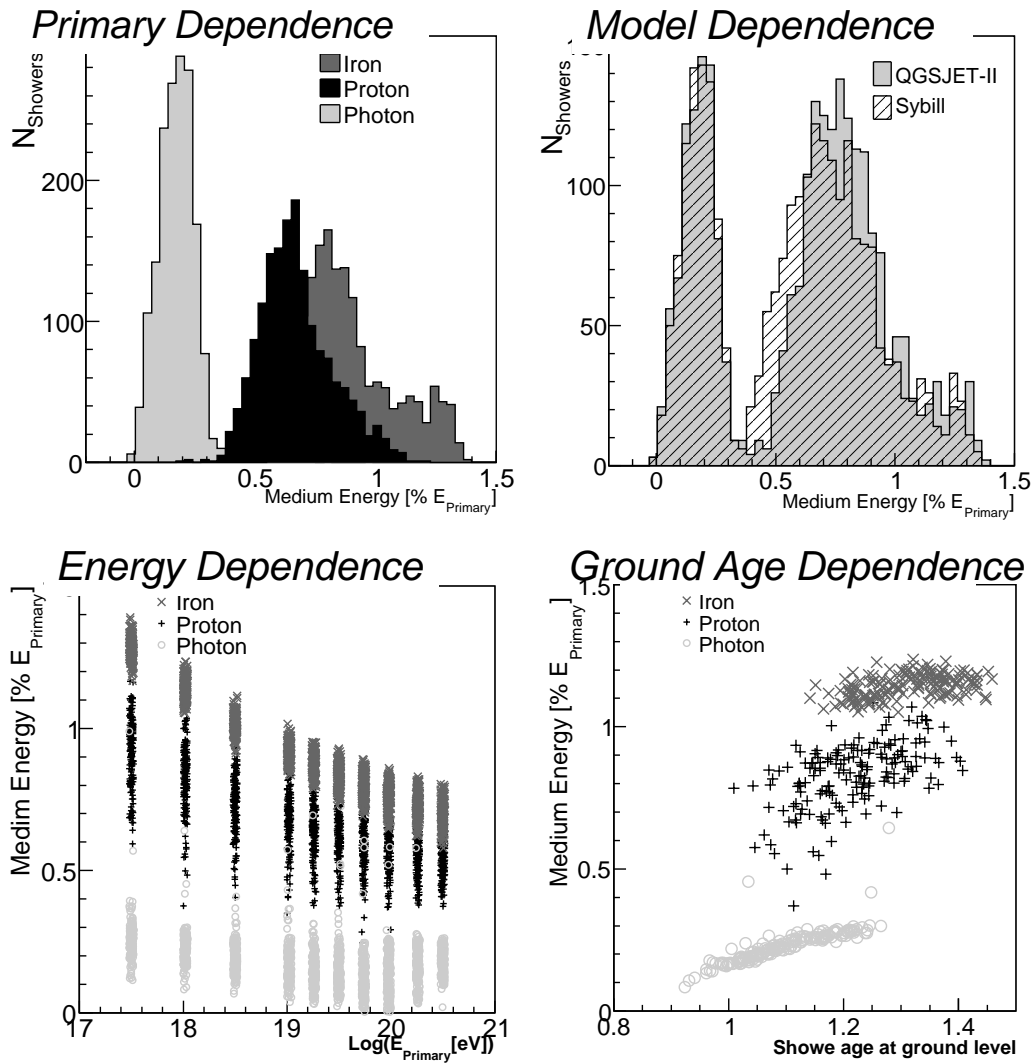


Figura 4.10: Dependencia de las contribuciones del medio con la masa del primario, el modelo hadrónico, la energía del primario y la edad de la cascada a nivel del suelo.

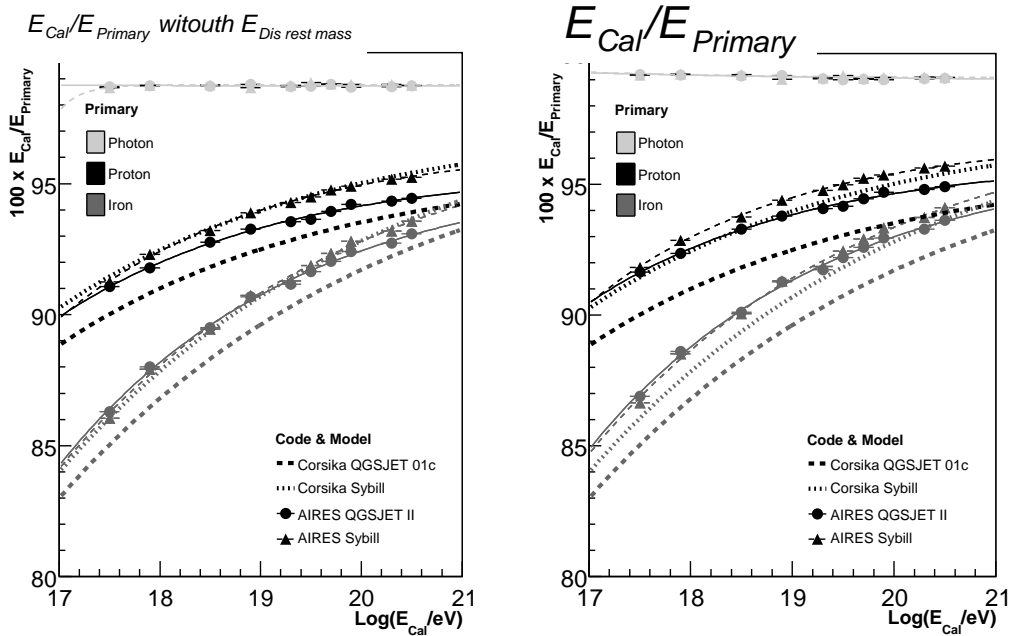


Figura 4.11: Corrección por la energía faltante para cascadas generadas por protones, hie- rros y fotones. Se visualiza la corrección sin considerar la masa en reposo de las partícu- las descartadas (izquierda) y considerándola (derecha). Como referencia se muestran los resultados obtenidos con CORSIKA en [13].

que permite estimar el cociente $\frac{E_{Cal}}{E_{Primary}}$ como función de E_{Cal} , y en consecuencia obtener la energía del primario a partir de la medida de E_{Cal} [13].

Los valores de los parámetros de ajuste α , β y γ de esta parametrización que encontramos para las simulaciones de nuestra librería, incluyendo las correcciones presentadas en este capítulo, se encuentran en la tabla 4.1 para los distintos modelos hadrónicos y tipos de primarios.

Los resultados obtenidos son comparados con los presentados en [13] correspondientes a simulaciones generadas con CORSIKA en el lado derecho de la figura 4.11. Cuando en ambas simulaciones se utiliza el mismo modelo hadrónico de alta energía (Sybill), observamos que el acuerdo es muy bueno y que las diferencias están por debajo del 1% de la energía del primario.

Es importante notar que puede obtenerse un acuerdo aún mejor si excluimos de nuestro análisis la masa en reposo de las partículas descartadas. Esta componente nunca es mencionada en [13] por lo que suponemos que debe haber sido ignorada. El resultado de excluir la masa en reposo de las partículas puede verse en el lado izquierdo de la figura 4.11. Para el modelo hadrónico Sybill, nuestros resultados son prácticamente idénticos a los presentados en [13].

Si bien la energía invisible es prácticamente independiente del valor de E_{Cut} utilizado durante la simulación, la energía faltante definida en la ecuación 4.20 depende fuertemente de este valor, a través de E_{Cal} . En la sección 4.7 mostraremos que las prescripciones propuestas corrigen adecuadamente el valor de E_{Cal} al variar E_{Cut} , por lo que

Tabla 4.1: *Parámetros de la parametrización de la energía faltante (ecuación 4.21) para los distintos modelos hadrónicos y primarios.*

Modelo	Primario	α	β	γ
Sibyll	Fotón	0,990	0,00132	0,2401
Sibyll	Protón	0,968	0,03804	0,2223
Sibyll	Hierro	0,978	0,09180	0,1557
QGSJETII	Fotón	0,989	0,00261	0,1213
QGSJETII	Protón	0,959	0,03402	0,2077
QGSJETII	Hierro	0,960	0,07271	0,1875

también corrigen correctamente el cálculo de la energía faltante.

4.6. Aplicación en la Simulación y Reconstrucción de Eventos Híbridos

Vimos en la sección 4.1.2, figura 4.1, que al simular y luego reconstruir eventos híbridos para el Observatorio Pierre Auger utilizando las simulaciones hechas con AIRES, la energía era subestimada. Esta subestimación se debe a que la simulación estándar toma solamente como entrada el depósito de energía de las partículas cargadas, ignorando el depósito de las partículas descartadas ya estudiado en la sección 4.3.

Modificamos la versión estándar de la simulación para incluir la prescripción propuesta para el depósito de energía de las partículas descartadas dada por las ecuaciones 4.5 y 4.6. Los resultados pueden verse en la parte superior de la figura 4.12 y demuestran que, con la incorporación del depósito de energía de las partículas descartadas, la energía reconstruida deja de estar subestimada.

En estos resultados pueden distinguirse dos distribuciones, una para cada primario. Esto se debe a que en la reconstrucción estándar se utiliza una corrección promedio entre protón y hierro (por lo que los protones tienen su energía ligeramente sobrestimada y los núcleos de hierro subestimada). Al no existir hasta el momento una parametrización de la energía invisible para fotones y utilizar en su lugar la correspondiente a los hadrones, la energía de este tipo de primario queda claramente sobrestimada.

Otra diferencia proviene del hecho de que en la reconstrucción estándar la corrección por la energía faltante proviene de simulaciones realizadas con QGSJET01c tomadas de [13], y nuestras simulaciones fueron realizadas con QGSJET-II. Vimos que la energía invisible depende del modelo hadrónico utilizado, por lo que es necesario utilizar la parametrización correspondiente a ese modelo hadrónico.

Para resolver estos problemas, modificamos la rutina de reconstrucción estándar para que se empleen las parametrizaciones de la energía invisible presentadas en la sección 4.5. Los resultados obtenidos pueden verse en la figura 4.12 (arriba). Cuando aplicamos la parametrización correcta de la energía faltante (figura 4.12 (abajo)), las distribuciones de los resultados para protones y hierros coinciden y prácticamente no tienen sesgo. Los resultados de fotones mejoran notablemente, y el sesgo remanente es debido a que

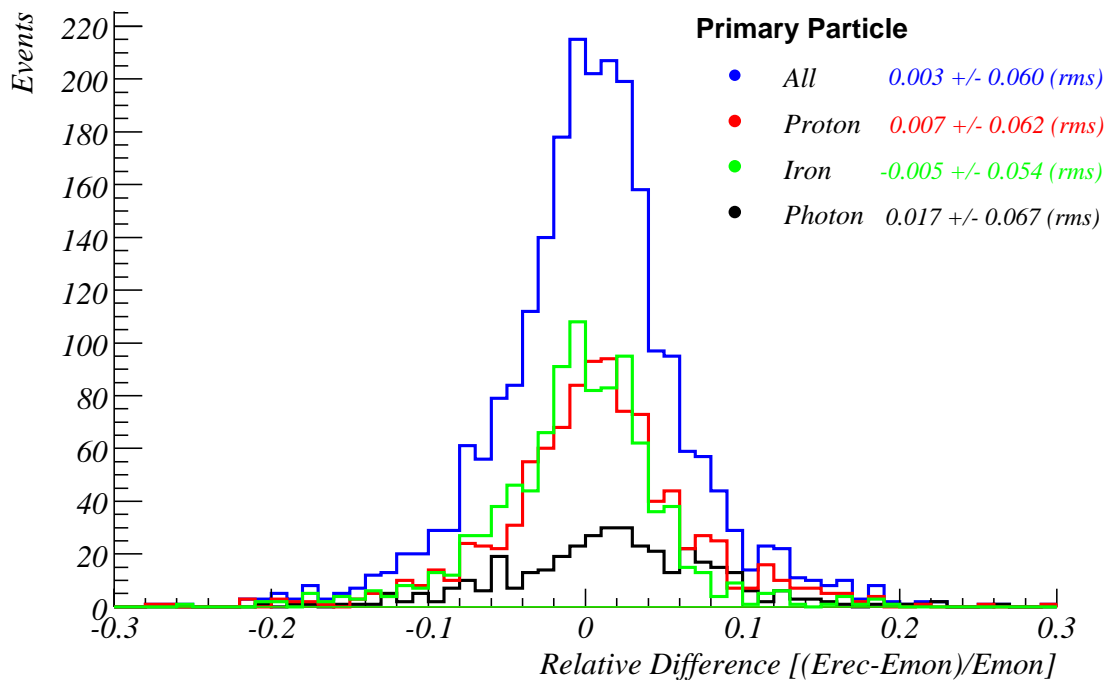
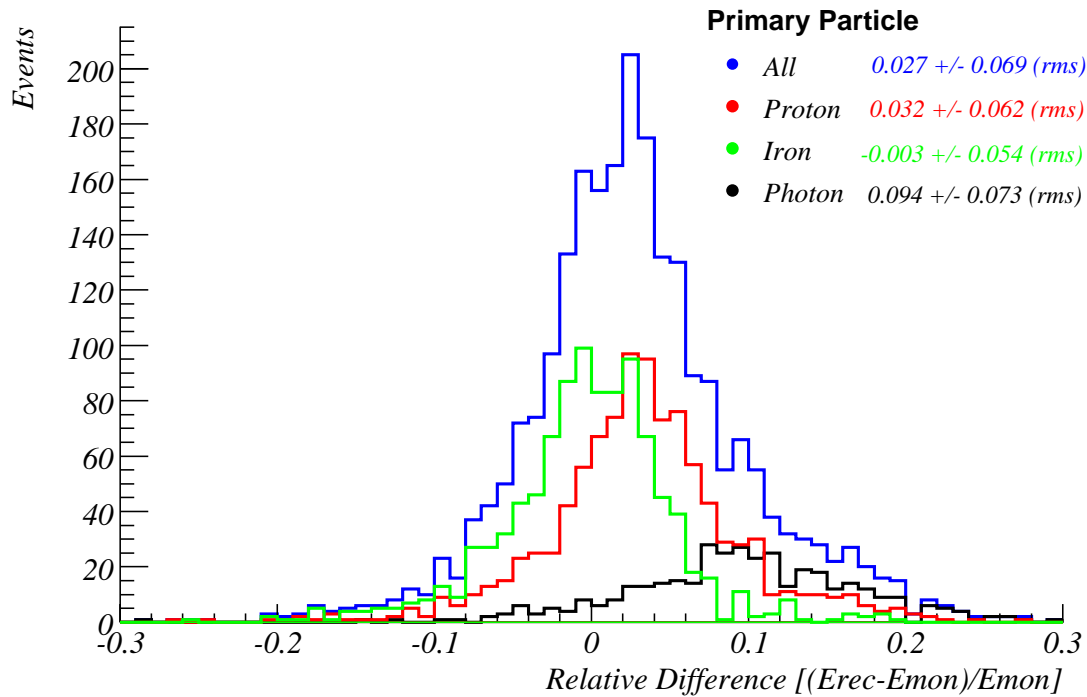


Figura 4.12: (arriba) Diferencia relativa de la energía reconstruida y la energía del primario en eventos híbridos utilizando la nueva prescripción para la energía depositada. El sesgo de -7% que se visualizaba en la figura 4.1 para protón y hierro desaparece. La separación entre los distintos primarios es originada por el uso de una parametrización de la energía faltante promedio entre protón y hierro. (abajo) Resultados obtenidos al usar la parametrización correcta para cada tipo de primario.

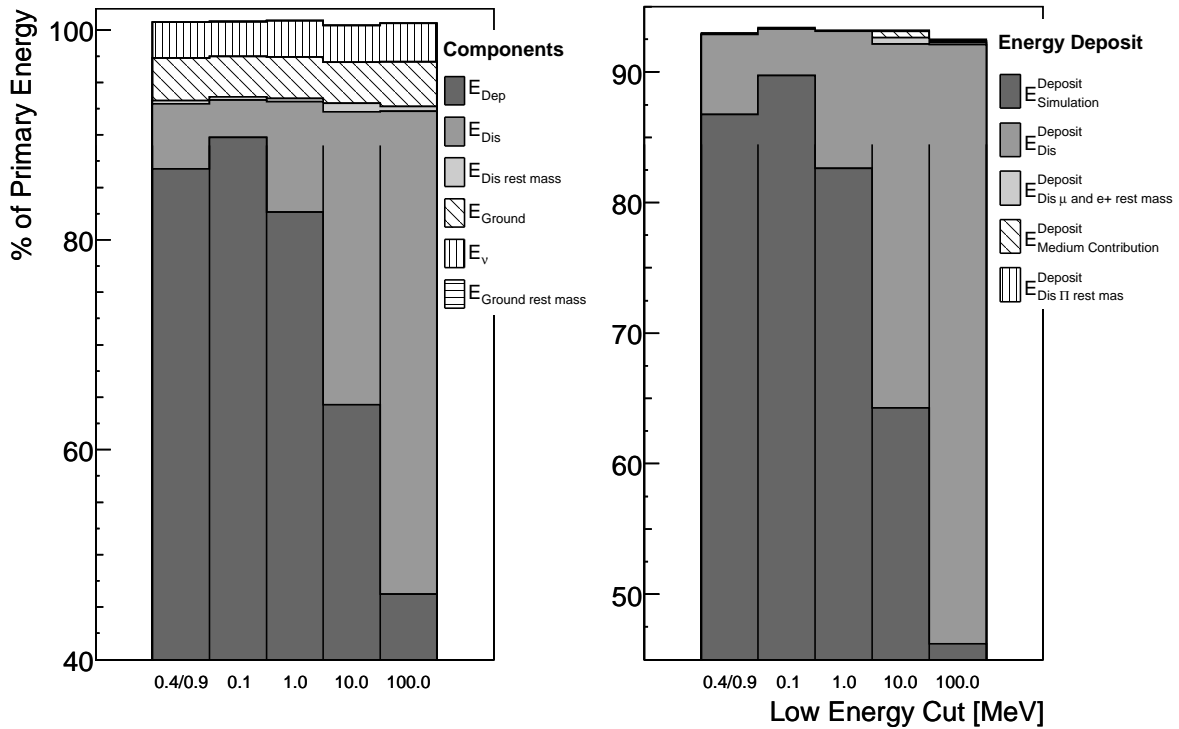


Figura 4.13: Componentes de la ecuación 4.3 para la energía total (izquierda) y de la ecuación 4.9 para el depósito de energía (derecha) de cascadas generadas por protones de 1 EeV a 60 grados de cenit para diferentes valores de E_{Cut} . La energía total permanece constante (dentro de lo que cabe esperar por las fluctuaciones propias de las cascadas), mientras que la cantidad de energía depositada es intercambiada por energía de las partículas descartadas a medida que E_{Cut} se eleva. La energía depositada total también permanece constante una vez que se aplica la corrección debida a las partículas descartadas.

la rutina de reconstrucción y los cortes de calidad utilizados están optimizados para cascadas hadrónicas.

4.7. Dependencia de las Correcciones con el Valor del Corte de Energía

Los algoritmos que hemos presentado en este capítulo para estimar la contribución de las partículas descartadas son independientes de la energía de corte en un amplio rango de energías, y han sido probados hasta valores de E_{Cut} de 100 MeV.

Cuanto más alto es el valor de E_{Cut} , mayor es la cantidad de energía descartada por el corte. Por consiguiente, también es mayor el efecto que tienen las correcciones presentadas en las diferentes secciones de éste capítulo. La figura 4.13 (izquierda) muestra la dependencia de cada uno de los términos del balance de energía dado por la ecuación 4.3 en promedio para un set de 10 cascadas iniciadas por protones de 1 EeV a 60 grados de

cenit. Ignorando las fluctuaciones entre cascadas, puede observarse que la suma de los distintos términos de la ecuación 4.3 permanece constante a medida que E_{Cut} aumenta, a pesar de que la cantidad de energía descartada se incrementa.

El panel izquierdo de la figura 4.14 ilustra cómo el depósito de energía durante la simulación disminuye a medida que aumenta la cantidad de energía es descartada por el corte. Al agregar las correcciones propuestas por las ecuaciones 4.5, 4.6, 4.14 y 4.16 vemos que el depósito total de energía permanece invariante frente al valor de E_{Cut} , nuevamente ignorando las fluctuaciones propias de las cascadas.

Estos resultados indican que los algoritmos propuestos para corregir la energía calorimétrica debido a las partículas descartadas y a las partículas que llegan al suelo permiten con su aplicación hacer comparaciones entre simulaciones realizadas con distintos valores de E_{Cut} , ya que una vez corregidas todas las simulaciones darán resultados compatibles.

Las cascadas presentadas como ejemplo se desarrollan casi completamente en la atmósfera y llegan al suelo con muy poca energía, haciendo que la contribución a E_{Cal} de las partículas que llegan al suelo sea pequeña. El lado derecho de la figura 4.13 muestra sin embargo que las partículas que llegan al suelo (la mayoría de ellas muones) tienen una importante contribución para la energía invisible. La energía invisible total, permanece insensible a E_{Cut} , ya que la dependencia principal está relacionada con el modelo hadrónico y a la masa del primario.

Con los cortes colocados en forma idéntica a los de la librería utilizada en el resto del capítulo (0,4 MeV para electrones/positrones y 0,9 MeV para fotones gamma), vemos en este ejemplo que las partículas descartadas representan un 6,3 % de la energía del primario. Cuando los cortes de energía son reducidos al mínimo que AIRES soporta (0,1 MeV) este porcentaje, aunque sigue siendo importante, se reduce a 3,6 %.

Por otra parte, al colocar todos los límites en 1 MeV (una práctica usual) la energía descartada crece a 10,6 %. Subiendo este valor a 10 MeV, la contribución aumenta al 29 % y a 100 MeV a un 46 % de la energía del primario (Figura 4.15). En este caso extremo, la corrección introducida al depósito de energía es cercano al 100 % del depósito de energía estándar. Esto indica que, si se pretende estimar correctamente el depósito de energía, deben tomarse muchas precauciones en el análisis de los resultados de simulaciones con cortes de energía por encima de 1 MeV.

Disminuir el valor de E_{Cut} para minimizar el efecto de estas correcciones tiene un impacto importante en el tiempo de cómputo necesario para la simulación de la cascada. Pasar de un valor de 1 MeV a uno de 0,1 MeV para la energía de corte duplica el tiempo de CPU requerido, mientras que elevarlo a 10 MeV lo reduce casi tres veces, como puede verse en la figura 4.15. Los cortes de energía utilizados en nuestra librería mostraron ser una buena solución de compromiso, dando la mitad de la corrección necesaria si los límites son colocados a 1 MeV con sólo un 20 % más de tiempo de CPU.

Para estudios que se centran en la energía invisible, por otra parte, es posible utilizar un valor elevado de E_{Cut} para ahorrar tiempo de cómputo. Puede verse en la figura 4.15 que el utilizar una energía de corte de 100 MeV reduce el tiempo de cómputo en un orden de magnitud. En esos casos, la energía faltante puede ser reemplazada por la energía invisible, que tiene un valor muy cercano y es prácticamente independiente del valor de E_{Cut} .

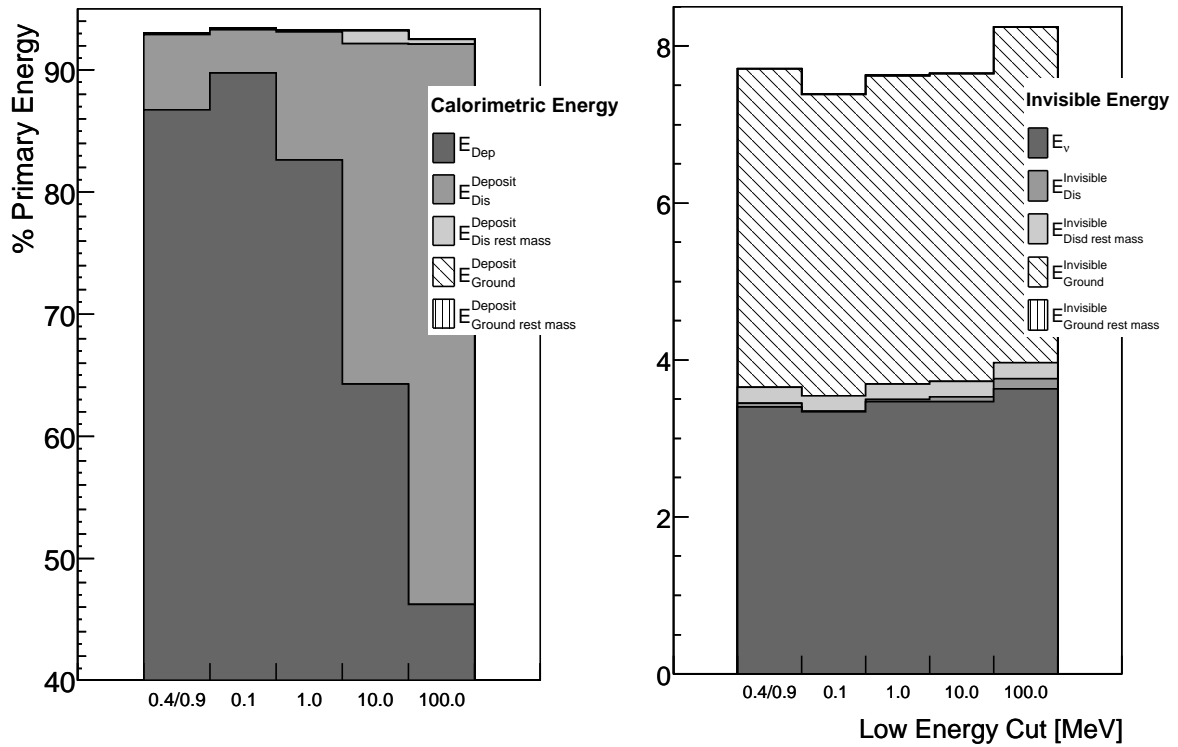


Figura 4.14: Componentes de la energía calorimétrica (izquierda) y de la energía invisible (derecha) de cascadas iniciadas por protones de 1 EeV, 60 grados de cenit para distintos valores de E_{Cut} . La energía total permanece invariante dentro de las fluctuaciones propias de las cascadas, mientras que la energía depositada es intercambiada por la contenida en las partículas descartadas a medida que el valor de E_{Cut} aumenta. La corrección a la energía calorimétrica total crece hasta más del 50% de la energía del primario, mientras que la energía invisible, que tiene su origen principal en las interacciones de alta energía presenta muy poca dependencia con el valor de E_{Cut} .

Finalmente debemos remarcar que, aún en el caso precedente, utilizar valores de E_{Cut} muy por encima de 210 MeV no es recomendable, sobre todo para electrones y gammas, ya que con un corte por encima de ese valor estaríamos perdiendo interacciones capaces de producir pares de muones que contribuirían a la energía invisible.

4.8. Conclusiones del Capítulo

En este capítulo hemos mostrado la importancia que poseen las partículas que son descartadas de la simulación debido a su baja energía, para la correcta estimación de la energía depositada y de la energía invisible de la cascada. Cuando estas partículas no son incluidas en el cálculo se introduce un sesgo negativo en el valor de la energía depositada que puede ir del 3% al 30% o más, dependiendo del valor de la energía de corte (E_{Cut}). Este sesgo se propaga proporcionalmente a la simulación de la señal, dando cascadas menos brillantes que son más difíciles de detectar, y que son reconstruidas con

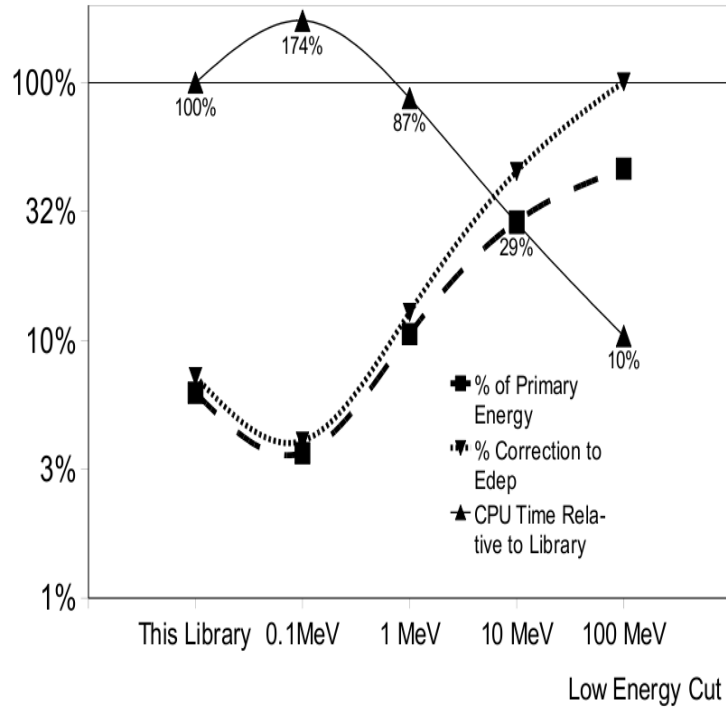


Figura 4.15: Influencia del valor de E_{Cut} en el tiempo de CPU requerido para la simulación y el % de corrección necesario para el depósito de energía. Esta librería corresponde a un corte de 0,9 MeV para los fotones gamma y 0,4 MeV para los electrones y positrones

una energía menor.

Por otra parte, mostramos que las partículas descartadas de baja energía tienen poca influencia sobre la energía invisible de la cascada, ya que su principal origen se encuentra en el núcleo hadrónico de la cascada, donde ocurren las colisiones de alta energía que generan neutrinos, muones y piones.

Para corregir este efecto en las cascadas simuladas con AIRES, presentamos una serie de prescripciones que utilizan la información disponible en las tablas de salida de la simulación. Estas prescripciones fueron probadas en un amplio rango de valores de E_{Cut} con éxito, permitiendo su uso para comparar resultados de simulaciones hechas con distintos cortes de baja energía.

Las partículas descartadas influyen directamente sobre el cálculo de la energía faltante, que se encuentra directamente relacionada con la energía depositada y la energía invisible. La diferencia en el impacto que las partículas descartadas tienen sobre la energía invisible y la energía faltante es inherente a su definición, y pone en evidencia que son conceptualmente muy diferentes.

La energía invisible no coincide con la energía faltante, ya que cada vez que se produce una interacción nuclear en la cascada, la energía de la masa en reposo del nucleón diana es incorporada al acervo energético de la cascada. De esta manera, la energía total es siempre mayor a la energía del primario, y la energía invisible siempre mayor que la faltante. Este efecto no había sido reportado con anterioridad por considerarse

despreciable, y promete ser una línea de estudio interesante cuando se estudie en cascadas en medios densos como agua, hielo o roca.

Aplicando la prescripción desarrollada a una extensa librería de simulaciones, calculamos una nueva parametrización universal de la energía depositada promedio por partícula como función de la edad de la cascada, que puede utilizarse para la reconstrucción de la energía del primario mediante la técnica de fluorescencia.

Presentamos también una parametrización nueva de la energía faltante para fotón, protón y hierro usando los modelos hadrónicos Sibyll y QGSJET-II. Los resultados correspondientes al modelo de Sibyll de protón y hierro presentan un acuerdo superior al 1% con valores previamente publicados, mientras que los correspondientes al modelo QGSJET-II son completamente originales, así como los resultados para fotones. Estas parametrizaciones pueden ser utilizadas en la reconstrucción de los eventos registrados en los detectores de fluorescencia para obtener la energía del primario una vez que la energía calorimétrica es conocida.

Finalmente, mostramos que al incluir estas nuevas prescripciones y parametrizaciones en las rutinas de simulación y reconstrucción de eventos del Observatorio Pierre Auger se eliminan exitosamente los sesgos asociados a las partículas de baja energía y a la parametrización de la energía faltante que existían en la cadena de simulación-reconstrucción con AIRES antes de comenzar esta Tesis.

Cabe destacar que el empleo de las prescripciones desarrolladas y las parametrizaciones obtenidas en este capítulo no se limitan a los eventos detectados por el Observatorio Pierre Auger, y pueden ser utilizadas para analizar los resultados de cualquier otro experimento (pasado, presente o futuro) que emplee la técnica de fluorescencia para la detección de rayos cósmicos.

Referencias

Gran parte de los detalles técnicos de los estudios realizados en la Colaboración Pierre Auger son publicados como notas internas (Auger Technical Notes - GAP), y algunas las más recientes son de acceso restringido.

Las notas públicas pueden obtenerse en el sitio web www.auger.org/admin-cgi-bin/woda/gap_notes.pl

- [1] S. Sciutto, AIRES 2.6 user Manual, www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires
- [2] M. Ave et al. *Nuc. Instr. Meth. A*, **597**, textbf1, p. 50.
- [3] M. Ave et al. *Nuc. Instr. Meth. A*, **597**, textbf1, p. 41.
- [4] Kalmykov N and Ostapchenko S 1993 *Phys. Atom. Nucl.* **56**, p. 346.
- [5] Ostapchenko S. 2006 *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **B151**, p. 143.
- [6] Fletcher R et al. 1994 *Phys. Rev. D* **50**, p. 5710.
- [7] Abraham J, et al. 2008 *Astropart. Phys.* **29**, p. 243.
- [8] Abu-Zayyad T et al. 2000 *Nuc. Instr. Meth. A* **450**, p. 253.
- [9] Abraham J et al. 2004 *Nuc. Instr. Meth. A* **523**, p. 50.
- [10] Linsley J, 1985 *Proc. 19th. ICRC* **2**, p. 154.
- [11] Baltrusaitis RM et al. 1985 *Proc. 19th. ICRC (La Jolla)* **2**, p. 159.
- [12] C. Song et al. 2000 *Astropart. Phys.* **14**, p. 7.
- [13] Barbosa HMJ et al. 2004 *Astropart. Phys.* **22**, p. 159.
- [14] Knapp J et al. 2003 *Astropart. Phys.* **19**, p. 77.
- [15] Risse M, Heck D 2004 *Astropart. Phys.*, **20**, p. 661.
- [16] F. Kakimoto et al. 1996 *Nucl. Instr. and Meth. A*, **372**, p. 293.
- [17] M. Nagano et al. 2003 *Astropart. Phys.*, **20**, p. 293.
- [18] Nerling et al. 2003 *Proc. 28th ICRC*, **2**, p. 611.
- [19] F. Nerling et al. 2006 *Astropart. Phys.*, **24**, p. 421.
- [20] C. AMSLER et al. (Particle Data Group) 2008 *Physics Letters* **B667** p 1.
- [21] A. M. Hillas 1997 *Nucl. Phys B (Proc. Suppl.)*, **52 B**, p. 29.
- [22] A. M. Hillas 1985 *Proc. 19th ICRC (La Jolla)*, **1**, p. 55.
- [23] J. Linsley y A. M. Hillas 1981 *Proc. of Paris Workshop on cascade simulations* (eds.) **39**.
- [24] L. A. Anchordoqui et al. 1999 *Phys. Rev. D*, **59**, p. 094003.
- [25] A. N. Cillis et al. 1999 *Phys. Rev. D*, **59**, p. 113012.
- [26] A. N. Cillis et al. 2001 *Phys. Rev. D*, **64**, p. 013010.
- [27] N Sakaki et al. 2001 *Proc. 27th ICRC (Hamburg)*, **1**, p. 329.
- [28] X. Bertou et al. 2002 *Astropart. Phys.*, **17**, p. 183.
- [29] P. Hansen et al. 2003 *Phys. Rev. D*, **68**, p. 103001.
- [30] P. Billoir et al. 2007 *Proc. Neutrino Osc. Workshop*, **168**, p. 225.
- [31] D. Badagnani et al. 2005 *Proc 29th ICRC (Pune)*, **9**, p. 1.

Capítulo 5

Simulación de Cascadas Bajo Tierra

*Si no puedo mover el cielo, agitaré el mundo
subterráneo*

Sigmund Freud
citando a Ovidio
Viena, 1876

La mayor parte del contenido de este capítulo fue publicado en una versión condensada en Computer Physics Communications [9]. El paquete TIERRAS fue dado a conocer al resto de la comunidad de rayos cósmicos con una comunicación oral, un póster y un artículo en el libro de resúmenes de la conferencia de Moriond 2009: High energy phenomena in the Universe, La Thuile, Italia.

Como se mencionó en la sección 1.3, cuando se observa el flujo de partículas en función de la energía la región comprendida entre 10^{17} y $10^{19}eV$ presenta cambios en la pendiente que son comúnmente asociados con la transición de los rayos cósmicos de origen galáctico a los de origen extra-galáctico y/o con los efectos de la propagación de los rayos cósmicos a través del fondo de microondas (Figura 1.5, página 13).

Existen numerosas teorías que intentan dar cuenta de este fenómeno, varias de ellas antagónicas. La escasez de datos experimentales de alta calidad en esta zona del espectro permite la coexistencia de estas teorías, ya que todas son compatibles con alguna de las mediciones disponibles en la actualidad [3] [4]. Para estos valores de energías, los campos magnéticos galáctico y extra-galáctico modifican la trayectoria de las partículas a tal punto que resulta imposible establecer el origen de las partículas utilizando su dirección de arribo. La determinación de la composición del rayo cósmico primario resulta entonces sumamente importante para poder avalar o desestimar las diversas teorías.

Para determinar la composición de los rayos cósmicos, la mayoría de los métodos utilizan variables estrechamente correlacionadas con el contenido muónico de la cascada (N_μ) y la profundidad atmosférica donde se produce su máximo desarrollo (X_{max}). La elección de estas variables está asociada a que las cascadas iniciadas por núcleos pesados generan un número mayor de muones y se desarrollan más rápidamente (tienen un X_{max} menor) que las iniciadas por núcleos livianos. Las cascadas originadas por fotones prácticamente no tienen muones y son aún más profundas que las iniciadas por protones. Otros primarios más exóticos (micro agujeros negros, materia oscura, reliquias, singularidades esenciales) tendrán características propias que podrían permitir distinguirlas de las otras. Contar con una medida directa de (X_{max}) y N_μ resulta entonces crucial para la determinación de la composición.

El Observatorio Pierre Auger fue concebido para la medición de rayos cósmicos ultraenergéticos, y el espaciado entre sus detectores (1500 m) fue optimizado para cubrir

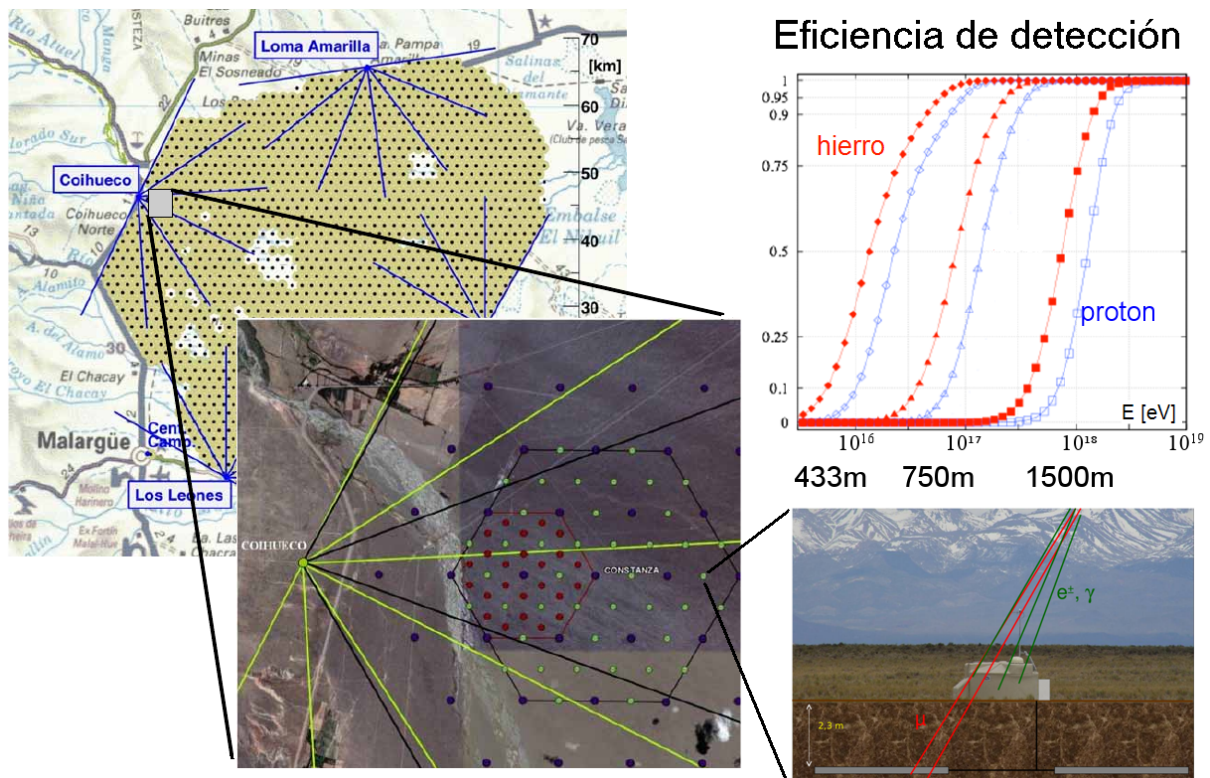


Figura 5.1: Ubicación del arreglo de AMIGA dentro del observatorio Pierre Auger, y dependencia de la eficiencia de detección en función de la energía del rayo cósmico primario para cada una de las subredes. Adaptado de [5]

la mayor superficie posible garantizando el 100% de eficiencia de detección sólo para eventos con energías mayores a 3×10^{18} eV. Para estudiar con precisión el rango de energías de la transición galáctica extra-galáctica es necesario disminuir este umbral de detección hasta energías del orden de 10^{17} eV. A estos efectos, dos extensiones al diseño original están siendo implementadas.

La primera extensión al diseño original del Observatorio, denominada AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array), consiste en la instalación de dos nuevos sub-arreglos de detectores Cherenkov idénticos a los del diseño original espaciados a 433 y 750 metros entre sí, cubriendo un área de $5,9 \text{ km}^2$ y $23,5 \text{ km}^2$ respectivamente (ver figura 5.1), acompañados de centelladores enterrados a una profundidad de 2,25 m para aislarlos de la componente electromagnética de la cascada [5] y tener una medida directa de N_{μ} .

Al disminuir la energía del primario, la cascada de partículas encuentra su máximo desarrollo a mayor altura en la atmósfera. Para poder contar con una medida directa de X_{max} , y de manera complementaria con el proyecto AMIGA, la segunda extensión consiste en ampliar el campo visual de los telescopios de fluorescencia duplicando la apertura del diseño de base. Esta extensión, denominada HEAT (High Elevation Auger Telescope), consiste en agregar 3 telescopios de fluorescencia a los ya existentes, con campo visual entre 30° y 58° de elevación (figura 5.2), en las cercanías del edificio de

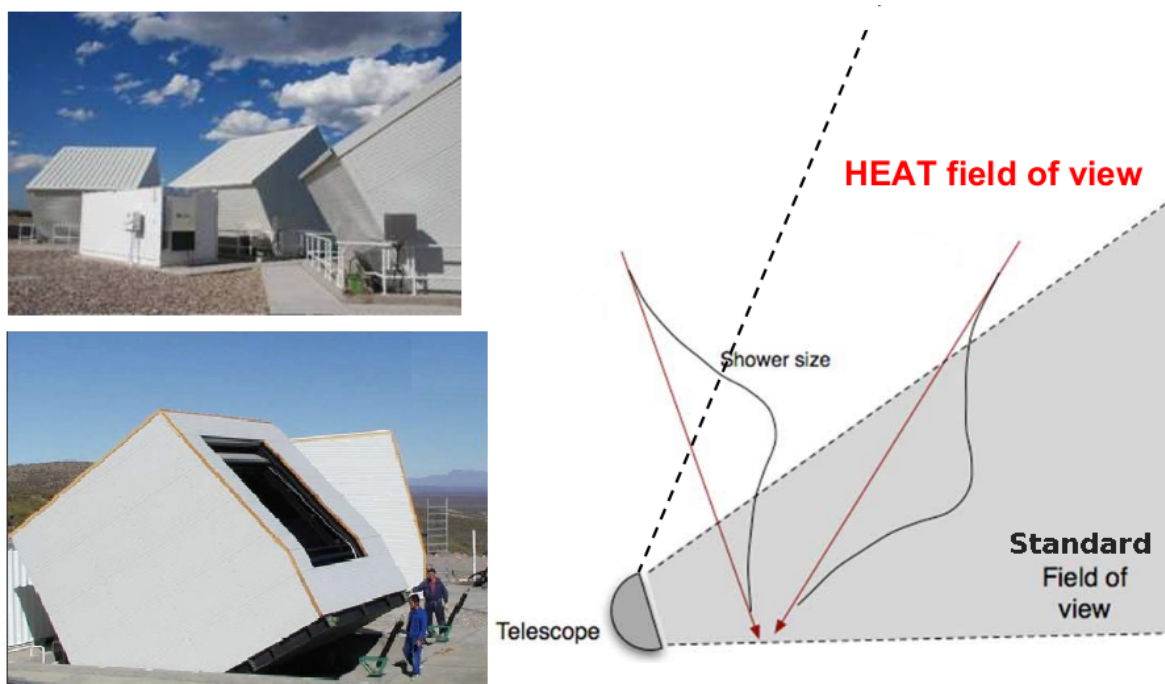


Figura 5.2: *Detector de Fluorescencia HEAT. Adaptado de [6]*

fluorescencia de Coihueco, apuntando en la dirección del arreglo de AMIGA [6].

Con estas mejoras, el observatorio AUGER será capaz de estudiar la región de transición del espectro de rayos cósmicos, contando con información directa sobre el número de muones y la profundidad del máximo de la cascada. Ambas extensiones requirieron para su diseño y requerirán luego para su calibración e interpretación de resultados, simulaciones de cascadas de rayos cósmicos que continúen su propagación bajo tierra, hasta alcanzar los contadores de muones. Para cubrir esa necesidad, y como parte de esta Tesis de doctorado, desarrollé un programa de simulación de cascadas bajo tierra denominado TIERRAS, que será presentado en este capítulo.

5.1. TIERRAS: una Extensión de AIRES para Simular Cascadas Bajo Tierra

El paquete TIERRAS fue desarrollado como una extensión al programa de simulaciones AIRES, que ya hemos introducido en el capítulo anterior, en la sección 4.1.

Elegimos AIRES para este trabajo porque sus características modulares (figura 5.3) permiten realizar modificaciones con relativa facilidad. En AIRES, cada unidad lleva a cabo una tarea específica y generalmente puede ser reemplazada o modificada casi sin alterar al resto de las unidades. Esta modularidad adquiere una importancia especial a la hora de utilizar paquetes desarrollados por otros grupos que pueden ser unidos al programa de simulación con unas pocas rutinas de interfaz. La misma modularidad

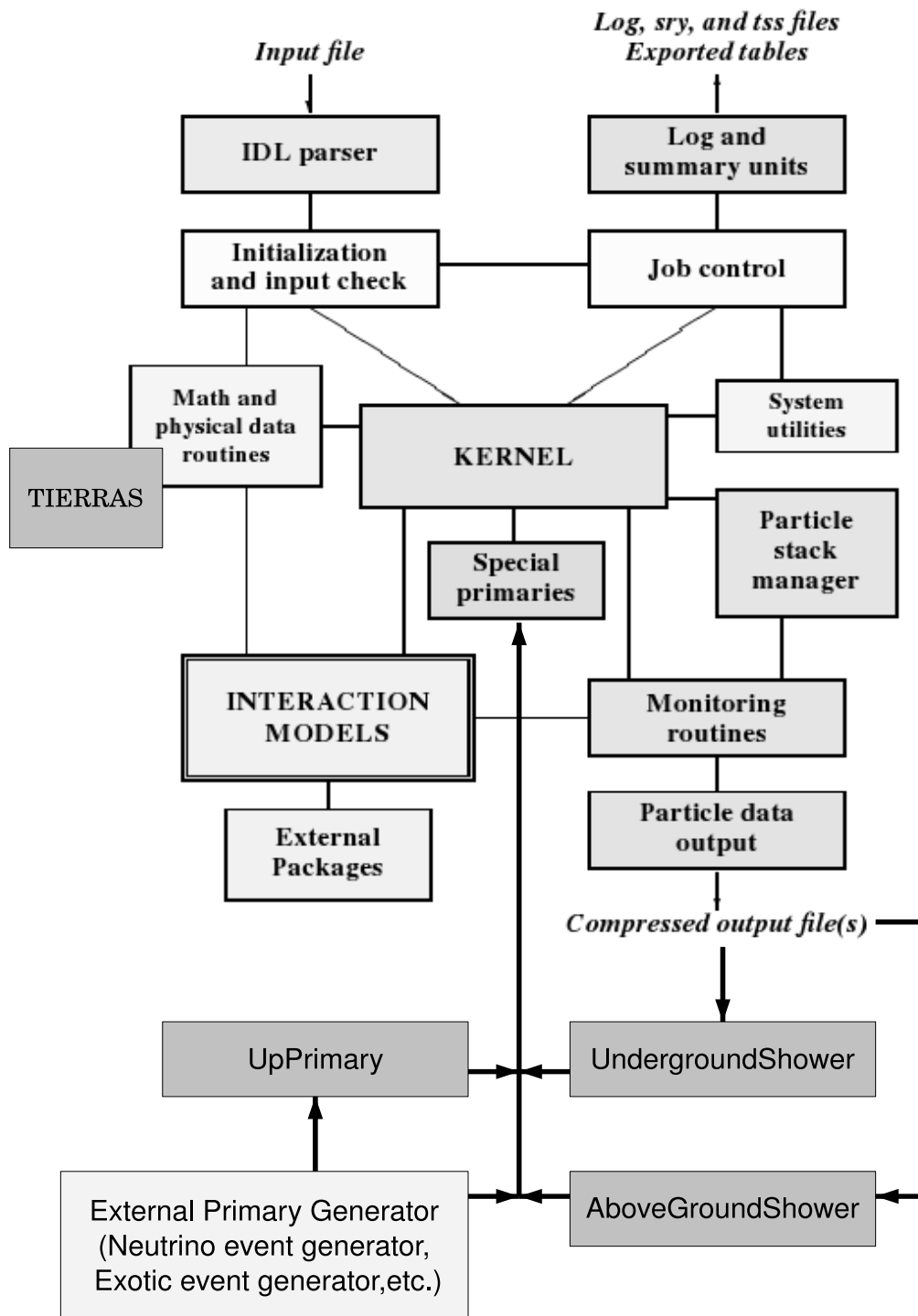


Figura 5.3: Estructura modular de AIRES + TIERRAS.

“Atmósfera”	4:Std Soil	5:Rock [7]	6:Sosn.[8]	7:Sea Water	8:Ice
ρ (g/cm^3)	1,8	2,65	2,38	1,027	0,924
effective Z	11	11	9,54	7,435	7,435
Avg Z/A	0,5	0,5	0,499	0,553	0,553
Rad Len. ($g.cm^{-2}$)	27,6	27,6	30,74	36,2	36,2
Z_1	11 (33,3 %)	11 (33,3 %)	O (70,3 %)	O (33,04 %)	O (33,04 %)
Z_2	11 (33,3 %)	11 (33,3 %)	Si (24,3 %)	H (66,4 %)	H (66,4 %)
Z_3	11 (33,3 %)	11 (33,3 %)	Al (5,4 %)	Cl (0,56 %)	Cl (0,56 %)

Tabla 5.1: Propiedades de los distintos medios implementados en TIERRAS

permite alternar entre los paquetes disponibles (por ejemplo, para el modelo de colisiones hadrónicas de alta energía) con gran facilidad. Una descripción detallada de la función que desempeña cada unidad puede verse en [1].

De todas las unidades disponibles, la unidad de “utilidades físicas y matemáticas” es la de mayor interés para la implementación de TIERRAS, pues es la encargada de la propagación y el cálculo de las interacciones que sufren las partículas y es dónde son definidas las propiedades del medio en el que éstas se propagan. La mayor parte de las modificaciones necesarias para adecuar las simulaciones a los medios subterráneos fueron realizadas en esta unidad. Los cambios más relevantes desde el punto de vista físico fueron los relacionados con las rutinas que intervienen en el cálculo del efecto LPM y la supresión dieléctrica, que trataremos en detalle en la sección 5.2.

Otra unidad de especial interés es la de “primarios especiales”, que consiste básicamente en una interfaz con el kernel para módulos externos provistos por el usuario capaces de generar listas de partículas que serán luego utilizadas para iniciar la cascada. Esta unidad permite al usuario iniciar cascadas con primarios exóticos (neutrinos, agujeros negros, etc) y es la interfaz que los módulos de TIERRAS utilizan para continuar la simulación de una cascada bajo el nivel de la superficie, para crear cascadas invertidas (que se inician bajo tierra y salen a la atmósfera) y/o para estimar la componente ascendente (el albedo) de una cascada.

El núcleo de TIERRAS es en esencia una modificación a las rutinas físicas de AIRES para poder simular en un medio más denso, unido a la implementación de los distintos medios subterráneos definiendo nuevas “atmósferas” en las que las partículas se propagan. Las características de los nuevos medios implementados son resumidas en la tabla 5.1. De ser necesario, otros medios homogéneos (regolito lunar, roca de sal, permafrost) pueden implementarse fácilmente. Por simplicidad, en el resto del capítulo nos referiremos de forma general a estos medios como “medios subterráneos”, incluso si el medio en cuestión es agua o hielo.

TIERRAS incluye varios módulos de “primarios especiales” para permitir su uso en varios escenarios:

UndergroundShower permite continuar la simulación de una cascada atmosférica en un medio subterráneo.

AboveGroundShower permite la simulación de cascadas invertidas o el efecto albedo, inyectando las partículas que se mueven hacia arriba nuevamente en la atmósfera.

Upprimary parte integral de la distribución de AIRES, que permite la simulación completa de una cascada invertida, ya sea en la atmósfera o bajo tierra.

Estos tres módulos pueden ser combinados para realizar distintos estudios, ampliando las capacidades de este paquete mucho más allá de la tarea para la cual fue originalmente concebido. Por ejemplo:

- Para estudiar la distribución lateral de muones bajo tierra proveniente de una cascada atmosférica: Se simula la cascada normalmente con AIRES, luego se utiliza el módulo *UndergroundShower* para continuar la simulación bajo tierra.
- Para estudiar el albedo de las cascadas atmosféricas: Se simula la cascada atmosférica normalmente con AIRES, luego se continúa bajo tierra con *UndergroundShower* almacenando las partículas que cruzan la superficie y posteriormente se utiliza el módulo *AboveGroundShower* para volver a inyectar las partículas que vuelven a la atmósfera.
- Para estudiar el desarrollo subterráneo de una cascada: Se comienza la simulación con el primario y la energía de interés, utilizando uno de los medios subterráneos de TIERRAS.
- Para estudiar la señal que deja al nivel de la superficie un neutrino que interactúa bajo tierra: Se procesa la primera interacción del neutrino con algún código *ad-hoc* (HERWIG, TAUOLA, etc), se inyectan los secundarios usando el módulo *Upprimary* y el medio de TIERRAS adecuado, y luego se almacenan las partículas que llegan a la superficie. Si se quiere continuar la simulación en la atmósfera para los detectores de fluorescencia se inyectan las partículas almacenadas utilizando el módulo *AboveGroundShower*.

Todos los módulos tienen varios parámetros configurables para brindarles una mayor flexibilidad. Una discusión de los detalles técnicos de la implementación pueden consultarse en [9] y en la documentación que acompaña el software.

5.2. Propagación Subterránea de Electrones y Fotones

En el rango de energías relevante a las simulaciones de cascadas iniciadas por rayos cósmicos de energía extrema, el estado de agregación de la materia que las partículas atraviesan tiene poca incidencia sobre su propagación. Debido a que en AIRES se normalizan los caminos libres medios con la densidad y se expresan las distancias en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$, la mayoría de las rutinas son independientes de la densidad del medio. AIRES también considera los cambios en la longitud de radiación y en la composición química del medio utilizando las propiedades de los tres elementos mayoritarios del mismo, el valor efectivo del número atómico y del número másico, modificando adecuadamente las secciones eficaces de las interacciones electromagnéticas y nucleares.

El pasaje de un medio de baja a uno de alta densidad tiene consecuencias fenomenológicas importantes en el desarrollo de las cascadas. La primera es que en un medio

denso el camino libre medio (en unidades de longitud) es mucho más corto, por lo que las partículas inestables tienen una probabilidad muy alta de interactuar antes de decaer, a diferencia de lo que sucede en el aire donde las partículas tienen tiempo suficiente para decaer antes de sufrir su siguiente interacción. Esto aumenta considerablemente el número de interacciones hadrónicas y la generación de piones, neutrones y neutrinos.

La segunda está relacionada con la componente electromagnética de la cascada de partículas. En esta componente los dos procesos dominantes son la radiación electrónica de frenado y la creación de pares electrón-positrón. Estos procesos, descritos normalmente con la ecuación de Bethe y Heitler [10], se ven fuertemente frustrados cuando las partículas se propagan en un medio material denso, disminuyendo sensiblemente su sección eficaz y alargando el desarrollo longitudinal de la cascada.

Los dos motivos principales para esta frustración son la dispersión múltiple de Coulomb, que da lugar al denominado efecto Landau - Pomeranchuk - Migdal (LPM) y la interacción de los fotones de radiación de frenado con los electrones atómicos del medio a través de la dispersión Compton inversa, conocido como supresión dieléctrica.

La caracterización de estos efectos y su implementación en AIRES fue tratada en detalle por A. Cillis en [11] y [12]. Reproducimos un resumen de la teoría relevante a las diferencias con su implementación en TIERRAS en el apéndice D.

La energía a partir de la cual el efecto LPM comienza a ser importante puede expresarse como

$$E_{LPM} = \frac{m_e^2}{16\pi\eta r_e^2 Z^2 \ln(184Z^{-1/3})} \quad (5.1)$$

donde η es el número de átomos por unidad de volumen, Z es el número atómico, m_e es la masa del electrón y r_e es su radio clásico. Esta expresión deja en evidencia que E_{LPM} disminuye cuando la densidad del medio aumenta. En aire a nivel del mar el valor de E_{LPM} es 237 PeV y en la parte superior de la atmósfera 3,6 EeV, por lo que el efecto sólo es importante en las primeras interacciones de la cascada. Para los medios definidos en TIERRAS, E_{LPM} se encuentra entre 80 y 300 TeV, haciendo que el efecto sea muy importante durante gran parte del desarrollo de la misma.

Incluir la dependencia del efecto LPM y la supresión dieléctrica con la densidad del medio fue una de las modificaciones más importantes que debieron introducirse en el código de TIERRAS para las simulaciones en medios densos.

Para chequear la implementación de este efecto, se realizaron una serie de simulaciones con fotones entre 1 TeV y un ZeV en agua con los distintos modelos hadrónicos disponibles en TIERRAS. Los resultados son presentados en la figura 5.4 y comparados con resultados tomados de [14]. Vemos que el efecto LPM comienza a notarse para energías mayores a 1 PeV, y sigue las predicciones de la teoría de producción de pares hasta energías del orden de 1 EeV, donde la sección eficaz comienza a estar dominada por las interacciones foto-nucleares.

5.3. Propagación Subterránea de Muones

Examinaremos exhaustivamente la propagación de muones en medios subterráneos, ya que éstas son las partículas de mayor interés para los centelladores de AMIGA. A

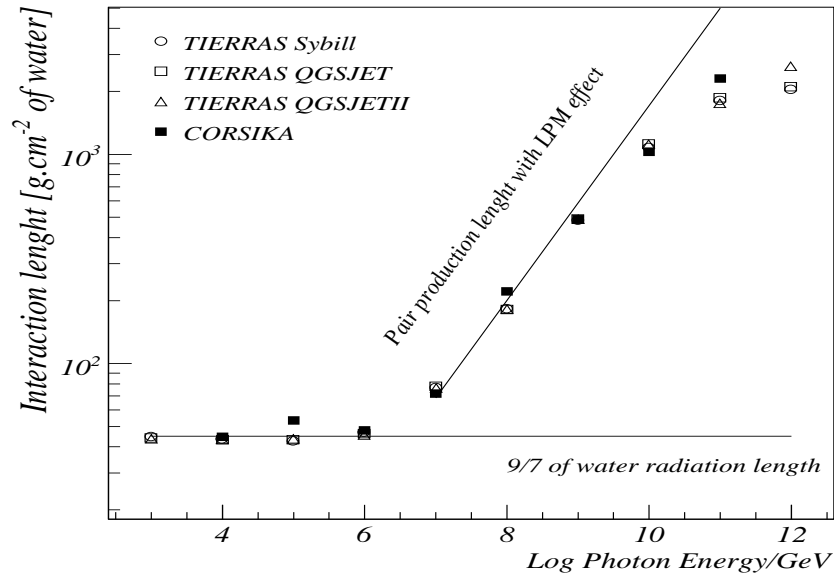


Figura 5.4: Camino libre medio de los fotones en agua. Las líneas indican los comportamientos esperados cuando sólo se considera producción de pares con y sin el efecto LPM. Para su comparación, se presentan valores obtenidos con simulaciones en CORSIKA tomados de [14].

diferencia del resto de las partículas cargadas de la cascada, los muones son capaces de atravesar una gran cantidad de materia sin sufrir colisiones, y su elevada vida media les permite alcanzar profundidades de varios kilómetros en la corteza terrestre.

Cuando los muones atraviesan la materia pierden energía por ionización, radiación de frenado, producción de pares electrón-positrón y por reacciones foto-nucleares. Cada uno de estos procesos domina la pérdida de energía en distintos rangos de la energía del muón, y su relevancia en aire y en medios subterráneos es diferente.

Las pérdidas por ionización son las más importantes a bajas energías tanto en aire como en medios densos. Su valor varía muy lentamente con la energía por encima de los 50 MeV y en roca estándar crece de 1,5 a 2,5 MeV/gcm⁻² a lo largo de tres órdenes de magnitud en la energía de los muones.

La energía crítica se define como la energía a la cual las pérdidas por ionización son iguales a las pérdidas radiativas (radiación de frenado y producción de pares). La radiación de frenado y la producción de pares es mucho más importante en medios densos que en aire. Como ejemplo, en aire la energía crítica es de 3,6 TeV [15], mientras que en roca estándar las pérdidas radiativas comienzan a dominar alrededor de 0,7 TeV (Figura 5.5).

En AIRES, y por lo tanto en TIERRAS, los muones son simulados incluyendo la producción muónica de pares electrón-positrón y la radiación de frenado explícitamente a partir de cierta energía de corte. Como en el caso de los electrones, la radiación de frenado de baja energía y las pérdidas por ionización son tratadas con la aproximación de depósito continuo.

Los detalles de la implementación de la producción de pares y de la radiación de

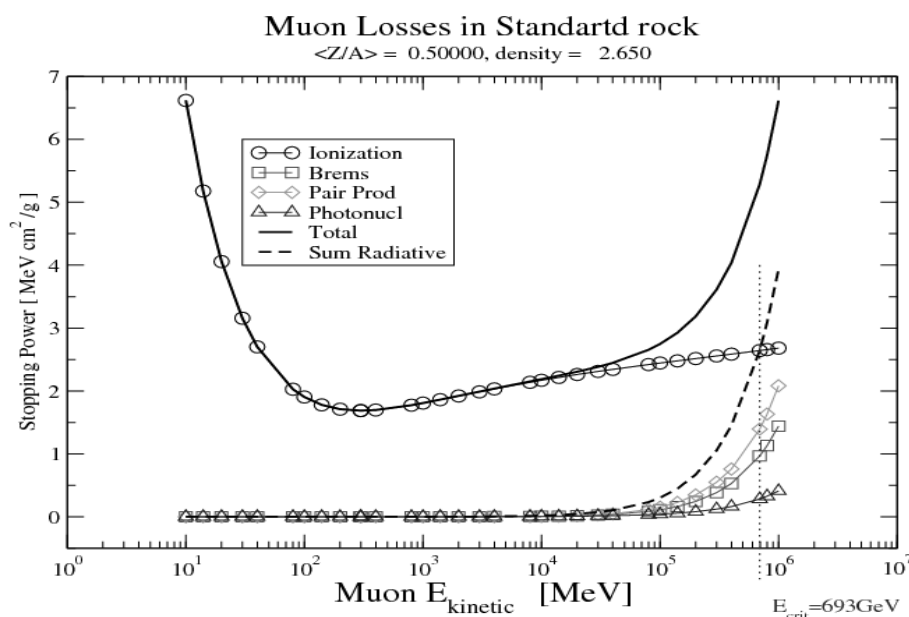


Figura 5.5: Pérdida de energía del muón en función de su energía en roca estándar. Los datos fueron tomados de [16]

frenado en AIRES fueron tratados en detalle por A. Cillis en [13] y [12] e incluyen las dependencias con el número atómico y la densidad del medio, por lo que la misma implementación es utilizada en TIERRAS.

Las interacciones nucleares de los muones merecen especial atención. El nivel de comprensión de estas interacciones es mucho más elemental que el que tenemos para los procesos puramente electromagnéticos.

Borog y Petrukhin [17] calcularon la sección eficaz diferencial de este proceso en base al formalismo de Hand [18] para la dispersión inelástica de un muón y el factor de forma inelástico (semi-fenomenológico) e incluyeron el efecto de apantallamiento nuclear de acuerdo a la parametrización de Brodsky [19]. El número atómico efectivo resulta ser

$$A_{eff} = 0,22A + 0,87A^{0,89} \quad (5.2)$$

donde A es el número másico. La sección eficaz total es proporcional a la sección eficaz foto-nuclear, que puede ser aproximada con la parametrización de Caldwell [20] en base a los datos experimentales de la foto-producción por fotones reales.

El sector izquierdo de la figura 5.6 muestra el camino libre medio del muón en aire, para los casos de radiación de frenado muónica (MBR), creación muónica de pares (MPP), emisión de electrones *knock-on* (KNO) (rayos δ) e interacción muón-núcleo tomados de [12].

Comparando los caminos libres medios de los diferentes eventos muónicos con la profundidad atmosférica vemos que tanto la radiación de frenado como las interacciones nucleares tienen un camino libre medio 1 ó 2 órdenes de magnitud mayor que la profundidad atmosférica total a nivel del mar (unos 1000 g.cm⁻² para cascadas verticales, 9000 g.cm⁻² para cascadas inclinadas 85 grados). La probabilidad de que estos procesos

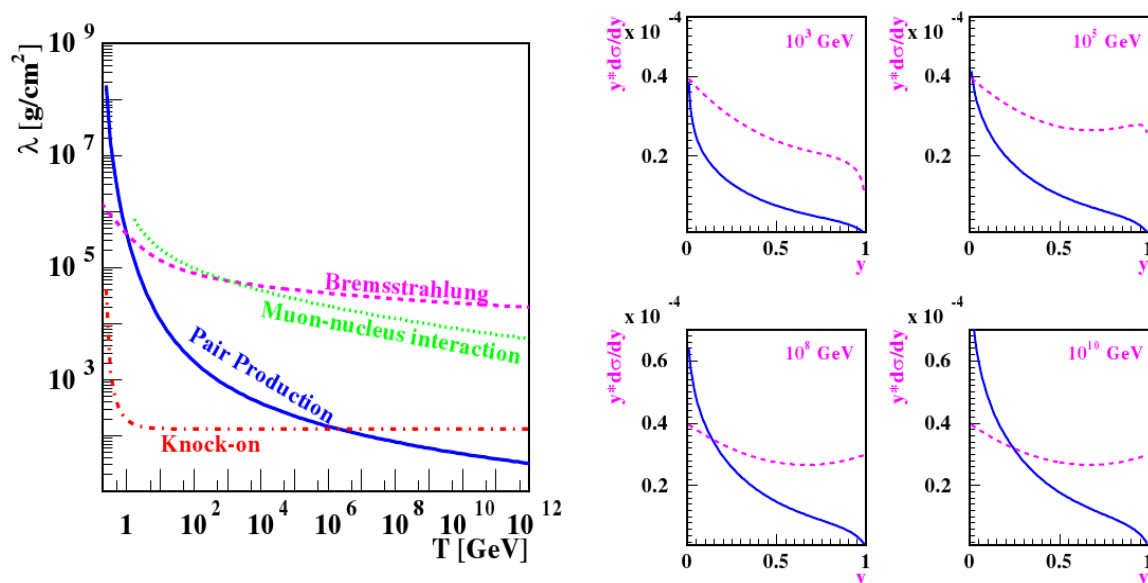


Figura 5.6: Izquierda: Camino libre medio para las distintas interacciones que pueden sufrir los muones en aire. Derecha: Sección eficaz diferencial de la radiación de frenado (líneas punteadas) y de la interacción muón-núcleo (líneas sólidas) para distintas energías del muón. Figuras tomadas de [12]

sucedan es por lo tanto extremadamente baja. La emisión de electrones knock-on es el proceso dominante a energías menores a 1 PeV, y para valores mayores domina la producción de pares.

La interacción muón-núcleo compite con la radiación de frenado, pero vemos en el sector derecho de la figura 5.6 que la primera tiene una probabilidad mucho menor de generar secundarios con mucha energía (es decir, con valores grandes de y) que la segunda, teniendo por lo tanto una influencia mucho menor en el desarrollo de la cascada.

Ya que las interacciones muón-núcleo con secundarios de alta energía son tan poco frecuentes en el aire, AIRES no incluye estos procesos en la simulación, y como consecuencia tampoco lo hace TIERRAS.

Si bien las secciones eficaces variarían con el número másico y el número atómico al variar la composición química del medio, el panorama presentado para las interacciones muónicas en aire es aplicable a las simulaciones subterráneas. No incluir las interacciones muón-núcleo no afectará a las simulaciones para AMIGA (donde sólo se propagan las partículas 2,35 metros, aproximadamente $500 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$) pero sí limita el uso de TIERRAS para otras aplicaciones en las que se requiera propagar las partículas a gran profundidad.

Cuando la cantidad de materia atravesada sea del orden de $10^5 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ (o 1 *km.w.e.*, *kilómetro equivalente de agua*) y cuando la energía promedio de los muones sea mayor o igual a 1 TeV (donde la radiación de frenado comienza a competir con las interacciones muón-núcleo), será imprescindible incluir las interacciones muón-núcleo. Esta extensión del programa TIERRAS y el estudio de sus efectos es una de las líneas de trabajo que deja abierta esta Tesis.

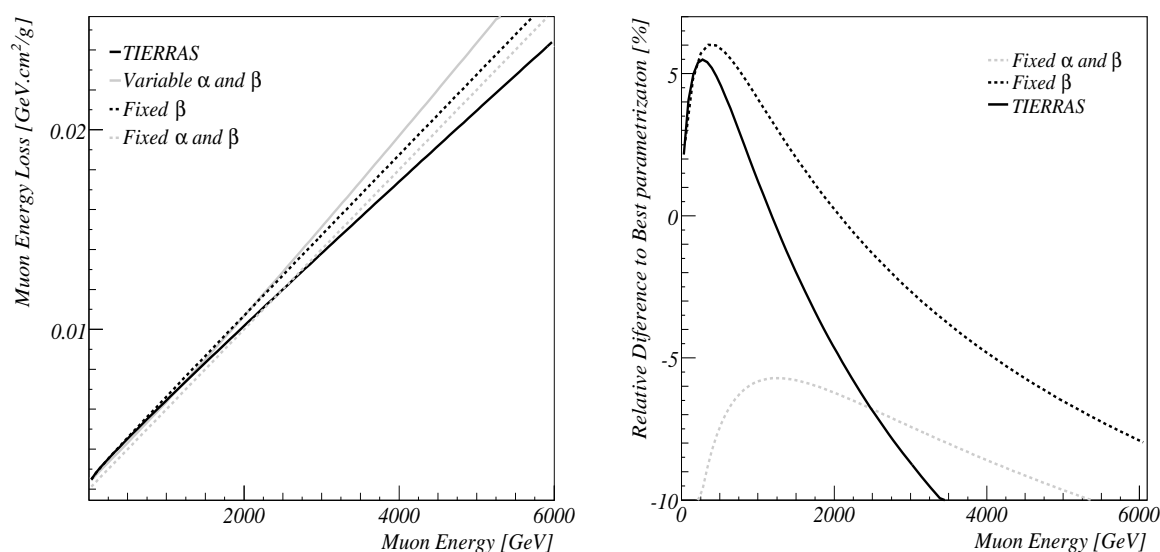


Figura 5.7: Pérdida de energía promedio de los muones en función de su energía para distintas parametrizaciones (izquierda), y diferencia relativa con la mejor parametrización encontradas en [21, 22] (derecha)

5.3.1. Pérdida de Energía

Para investigar hasta qué profundidad es posible propagar correctamente los muones con TIERRAS, calculamos la pérdida de energía promedio para muones de distinta energía al ser propagados en roca y los comparamos con las parametrizaciones disponibles. La pérdida de energía promedio suele parametrizarse como:

$$-\left\langle \frac{dE(E_\mu)}{dX} \right\rangle = \alpha + \beta E_\mu \quad (5.3)$$

donde los parámetros α y β varían logarítmicamente con la energía [21], siendo su cociente aproximadamente constante por encima de 10 GeV y al menos hasta los 10 TeV. En muchos estudios que no requieren un alto nivel de precisión, valores fijos de estos parámetros son frecuentemente utilizados [22].

El depósito promedio de energía por g.cm^{-2} obtenido con TIERRAS y su comparación con estas parametrizaciones se presentan en la figura 5.7. Puede verse que TIERRAS es compatible con estas parametrizaciones hasta alrededor de 2 TeV, donde el efecto de las interacciones con los núcleos comienza a ser importante.

5.3.2. Flujo Subterráneo

Para el cálculo del flujo de muones bajo tierra, una diferencia de unos pocos puntos porcentuales puede llevar a desviaciones importantes, ya que el espectro de los muones en la superficie es muy pronunciado. Como prueba suplementaria de TIERRAS, estudiamos

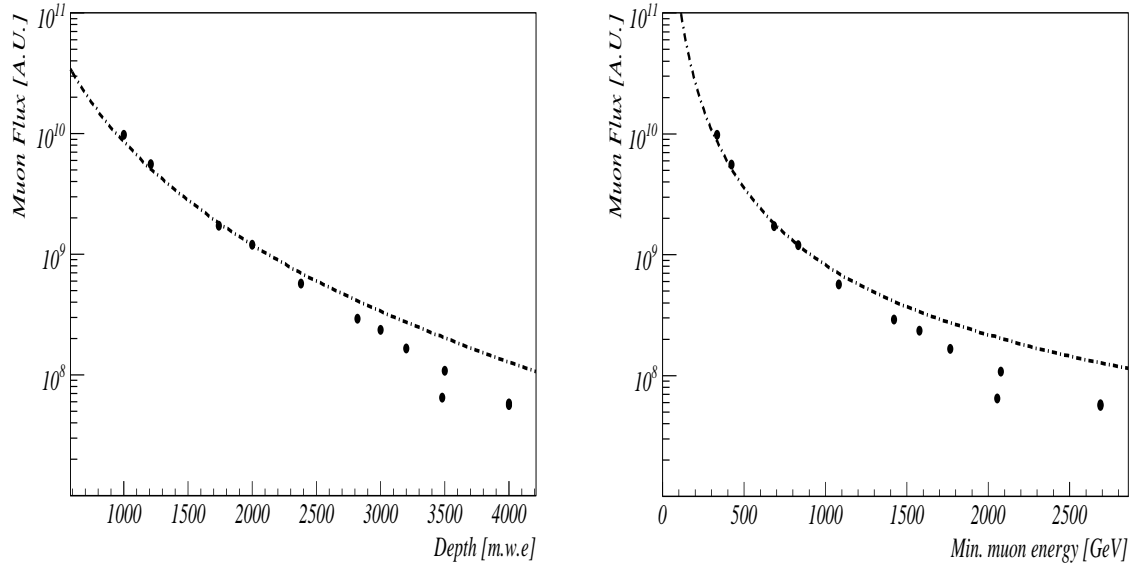


Figura 5.8: Flujo vertical total de muones en función de la profundidad (izquierda) y de la “energía mínima necesaria” (derecha). La línea punteada muestra los valores de la simulación con TIERRAS, mientras que los puntos negros presentan datos experimentales tomados en Baksan [23] y MACRO [24].

el flujo vertical de muones a distintas profundidades y comparamos nuestros resultados con mediciones realizadas en laboratorios subterráneos.

El flujo de muones en la superficie de la tierra puede ser parametrizado según [22]:

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \simeq 0,14E_\mu^{2,78} \left(\frac{1}{1 + \frac{1,1E_\mu \cos\theta}{115\text{GeV}}} + \frac{0,054}{1 + \frac{1,1E_\mu \cos\theta}{850\text{GeV}}} \right) \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{GeV}^{-1} \quad (5.4)$$

Esta expresión describe la forma del espectro con errores relativos del 5% y un error no mayor al 20% en la integral del flujo total entre 10 GeV y 100 TeV [22]. Siguiendo este espectro, generamos muones en la superficie y los propagamos en roca con TIERRAS, para compararlo con los resultados experimentales de Baksan [23] y el experimento MACRO [24] en la figura 5.8 (izquierda). Queda claro que más allá de 2,5 k.w.e el flujo de muones comienza a apartarse del valor experimental, debido al incremento en el poder de penetración que tienen los muones de alta energía en TIERRAS por no simular las interacciones nucleares. Esta profundidad corresponde aproximadamente a 1 km en roca.

Podemos utilizar la ecuación 5.3 para interpretar de otra manera estos resultados. Considerando que α y β son constantes (como cota inferior), podemos estimar fácilmente la energía mínima que un muón debe tener para alcanzar una profundidad dada. Con esta relación podemos convertir la profundidad a “energía mínima necesaria para alcanzar dicha profundidad”. Realizando esta conversión, vemos en la figura 5.8 (derecha) que

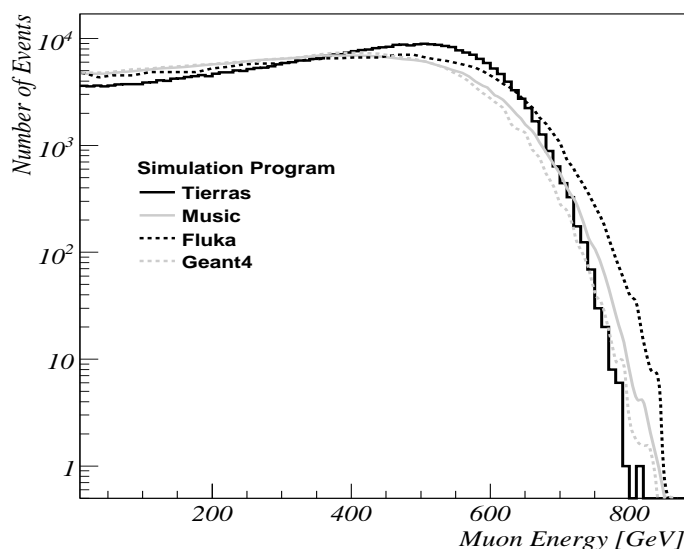


Figura 5.9: Espectro de energía de muones de 2 TeV propagados a una profundidad de 3 km en agua de mar. Comparación con los resultados de varios programas de simulación tomados de [25].

2,5 km.w.e corresponde aproximadamente con 1 TeV, que es el orden de energías a la cual las interacciones foto-nucleares de los muones comienzan a ser importantes.

Como ejemplo de la validez de las simulaciones con TIERRAS hasta 3 km de profundidad en agua, comparamos en la figura 5.9 los resultados obtenidos de la simulación de 5×10^5 muones de 2 TeV con las simulaciones realizadas con GEANT4, FLUKA y MUSIC publicadas en [25].

Vemos que aunque estamos llevando el modelo de propagación de muones de TIERRAS hasta sus límites, el acuerdo es bueno, con una ligera sobreabundancia a altas energías debido al menor depósito de energía de TIERRAS y a las pequeñas diferencias que existen entre los parámetros de cada simulación (longitud de radiación, número atómico efectivo, densidad del medio, etc). La probabilidad de supervivencia de los muones simulados reportada fue 0,779 (MUSIC), 0,793 (GEANT4) y 0,756 (FLUKA); en las simulaciones con TIERRAS obtenemos 0,808. La energía promedio de los muones que sobreviven reportada es de 323 GeV (MUSIC) 317 GeV (GEANT4) y 344 (FLUKA) mientras que obtenemos 300 GeV en TIERRAS.

Dado que TIERRAS no propaga neutrinos o partículas Tau, su aplicación a detectores profundos queda limitada únicamente a la estimación de las señales del fondo de muones. Agregar la propagación de neutrinos y la generación y propagación de partículas Tau, junto con la incorporación de las interacciones nucleares de los muones, es otra de las líneas de trabajo que deja abierta esta Tesis.

A los fines de su aplicación en detectores de poca profundidad como los de AMIGA, queda claro de estos estudios que la implementación actual es más que suficiente.

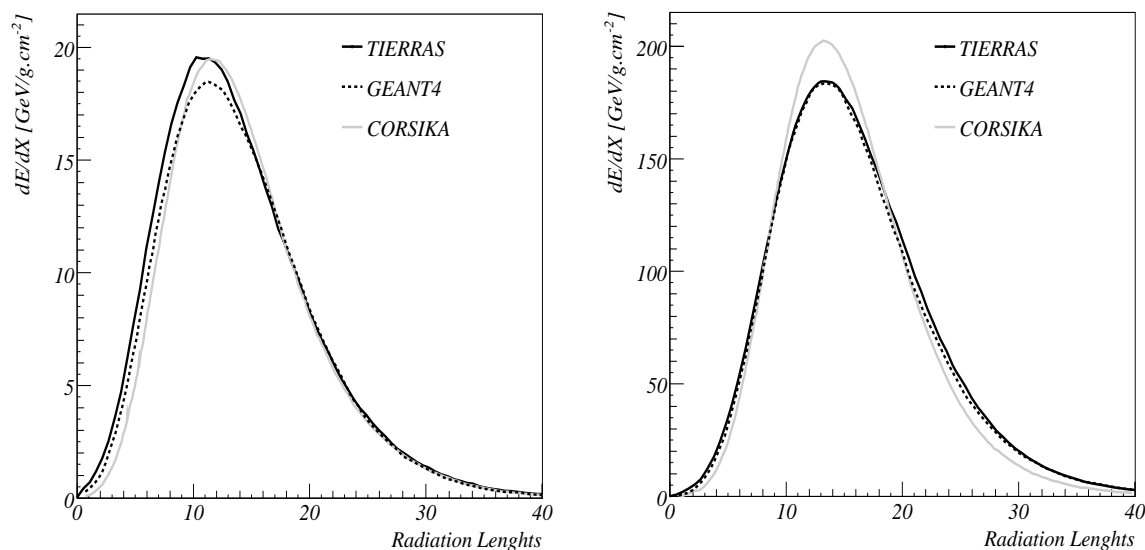


Figura 5.10: Perfil longitudinal del depósito de energía de protones de 10 TeV (izquierda) y 100 TeV (derecha) en 2 m de agua de mar, para distintos códigos de simulación. Datos de CORSIKA y GEANT4 tomados de [14]

5.4. Propagación Subterránea de Hadrones

En TIERRAS la sección eficaz de las interacciones hadrónicas son calculadas utilizando los modelos hadrónicos externos y teniendo en cuenta el número atómico y la carga de los átomos del medio, eligiendo al azar uno de sus 3 elementos mayoritarios. Para comprobar la propagación de hadrones en TIERRAS, la figura 5.10 muestra una comparación de simulaciones de protones de 10 y 100 TeV propagándose a través de 2 m de agua de mar, con los resultados presentados en [14]. Los tres juegos de simulaciones (TIERRAS, CORSIKA y GEANT4) son compatibles dentro de un 10%, dando una buena indicación de que los hadrones son propagados correctamente.

5.5. Conclusiones y Perspectivas

Las comprobaciones presentadas en este capítulo, junto a otras que no hemos presentado por brevedad, nos brindan suficiente confianza como para utilizar TIERRAS en las simulaciones de cascadas bajo tierra hasta el nivel de los detectores de muones de AMIGA. El uso de TIERRAS puede ser extendido también a otros problemas, siempre que la cantidad de materia atravesada no supere por mucho el equivalente a dos o tres kilómetros de agua. Para permitir su uso a una profundidad mayor, las interacciones muón núcleo deberán ser implementadas.

Al momento de escribir esta Tesis, TIERRAS ya está siendo utilizado por el grupo responsable de la construcción de AMIGA para simular la respuesta del detector de muones y analizar los resultados de las mediciones de los detectores prototipo [27], y

por otros dos grupos para realizar simulaciones relacionadas con la detección de cascadas iniciadas por neutrinos.

La versatilidad de TIERRAS abre la puerta al estudio de una numerosa serie de problemas, y puede convertirse en una herramienta valiosa para muchos experimentos con detectores subterráneos. La inclusión de las interacciones foto-nucleares de los muones y la propagación de neutrinos y partículas Tau ampliarían aún más su rango de aplicación.

Los primeros resultados obtenidos con TIERRAS para simulaciones a la profundidad de los centelladores de AMIGA son presentados en el siguiente capítulo.

Referencias

Gran parte de los detalles técnicos de los estudios realizados en la Colaboración Pierre Auger son publicados como notas internas (Auger Technical Notes - GAP), y algunas las más recientes son de acceso restringido.

Las notas públicas pueden obtenerse en el sitio web www.auger.org/admin-cgi-bin/woda/gap_notes.pl

- [1] S. Sciutto, AIRES 2.6 user Manual, www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires
- [2] Perrone L. for the Pierre Auger Collaboration 2007 *Proc. 30th ICRC (Merida)*.
- [3] Berezhinsky V. et al. 2006 *Phys. Rev. D* **74**, p. 043005.
- [4] Stanev T. 2005 *Phys. Rev. Letters* **95**, p. 141101.
- [5] A. Etchegoyen et al. 2006 *AMIGA Design Report*.
- [6] H. Klages et al. 2006 *Enhancement of the PAO Fluorescence Detector by Additional Telescopes with Elevated Field of View*.
- [7] D.M. Mei and A. Hime 2005, arXiv:astro-ph/0512125v2
- [8] Segemar Isntemin (2007) *Realización de estudios geológicos geotécnicos de la zona de El Sosneado, Malargüe, Mendoza*. Caracterización básica de suelos. Ver detalles en el apéndice C.
- [9] M. Tueros et al. 2010 *Computer Phys. Comm.* **181** p 380.
- [10] H. Bethe y W. Heitler 1934 *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **30**, p. 524.
- [11] A.N. Cillis et al. 1999 *Phys. Rev. D* **59**, p. 113012.
- [12] A.N. Cillis 2001 *Astropartículas y su interacción con la atmósfera terrestre*, Tesis Doctoral en Física, UNLP.
- [13] A.N. Cillis et al. 2001 *Phys. Rev. D* **64** p. 013010.
- [14] The ACoRNE Collaboration 2008 arXiv:astro-ph/0704.1025v1.
- [15] P.K. Grieder 2001 *Cosmic Rays at Earth*, Elsevier Science Univ. Press.
- [16] D.E. Groom 2001 *Atomic Data and Nuclear Data Tables* p. 78, 183, 356.
- [17] V. V. Borog y A. A. Petrukhin 1975 *Proc. 14th ICRC (Munich)*, **6**, p. 1949.
- [18] L. N. Hand 1963 *Phys. Rev.* **129**, p. 1834.
- [19] S. J. Brodsky et al. 1972 *Phys. Rev. D*, **6**, p. 177.
- [20] D. O. Cadwell et. al. 1979 *Phys Rev. Lett.*, **42**, p. 553.
- [21] J. Formaggio et al. 2004 *Rev. Nucl. Part. Sci.*, **54**, p. 361.
- [22] T.K. Gaisser 1990 *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge Univ. Press.
- [23] Andreev Yu M, et al. 1987 *Proc. 16th ICRC (Moscow)*, **6**, p. 200.
- [24] MACRO Collaboration 1995, *Phys. Rev. D*, **52**, p. 3793.
- [25] V. A. Kudryavtsev 2008 arXiv:astro-ph/810.4635
- [26] J. Alvarez-Muñiz et al. 2003 *Phys Rev. D*, **68**, p. 043001.
- [27] A. Tamashiro 2010 *Espectro y composición de los rayos cósmicos en el rango de energía de la transición galáctica-extragaláctica*, Tesis Doctoral en Física, UBA.

Capítulo 6

Primeros Resultados de Simulaciones con TIERRAS

*todo esto que me está pasando...está bien?
es normal?*

llamada al servicio de reparaciones
Marcelo Wolff
María Tijuana, Diciembre 2009

La mayor parte del contenido de este capítulo fue publicado en una versión condensada en Computer Physics Communications [1]. Los resultados de la sección 6.4.1 fueron presentados oralmente en la sesión de simulaciones del Encuentro de la Colaboración Auger en Noviembre de 2007. Al momento de escribir esta Tesis, un artículo comparando los resultados del código ZHS y de TIERRAS presentados en la sección 6.4.2 se encuentra en preparación.

Con el objetivo de ilustrar el potencial de TIERRAS presentamos en este capítulo las primeras simulaciones realizadas con la configuración de AMIGA para tener un panorama de las diferencias que presentan una cascada subterránea con una en aire.

Presentamos también algunos resultados de pequeños estudios que surgieron durante la validación del código, que sirven como ejemplo de la extensión del uso que puede tener TIERRAS en el Observatorio Pierre Auger, y en otros experimentos.

Nos propusimos desarrollar un software de simulaciones subterráneas para cubrir las necesidades de AMIGA. Las capacidades TIERRAS y su versatilidad abren un abanico sumamente amplio de posibilidades para su aplicación que exceden el marco de este trabajo de Tesis.

6.1. Fenomenología del Desarrollo Longitudinal de una Cascada en AMIGA

En esta sección presentamos los resultados correspondientes a la simulación de cascadas verticales de 1 EeV de energía iniciadas en la atmósfera y que alcanzan el suelo a 1400 m sobre el nivel del mar, para luego ser propagadas 3 m bajo tierra en "suelo estándar" (540 g.cm^{-2} , el equivalente a 2.3 m en "suelo malargüino"). Elejimos este caso particular por ser representativo del comportamiento general del desarrollo longitudinal de una cascada atmosférica que continúa su desarrollo bajo tierra en el sitio sur del Observatorio Pierre Auger.

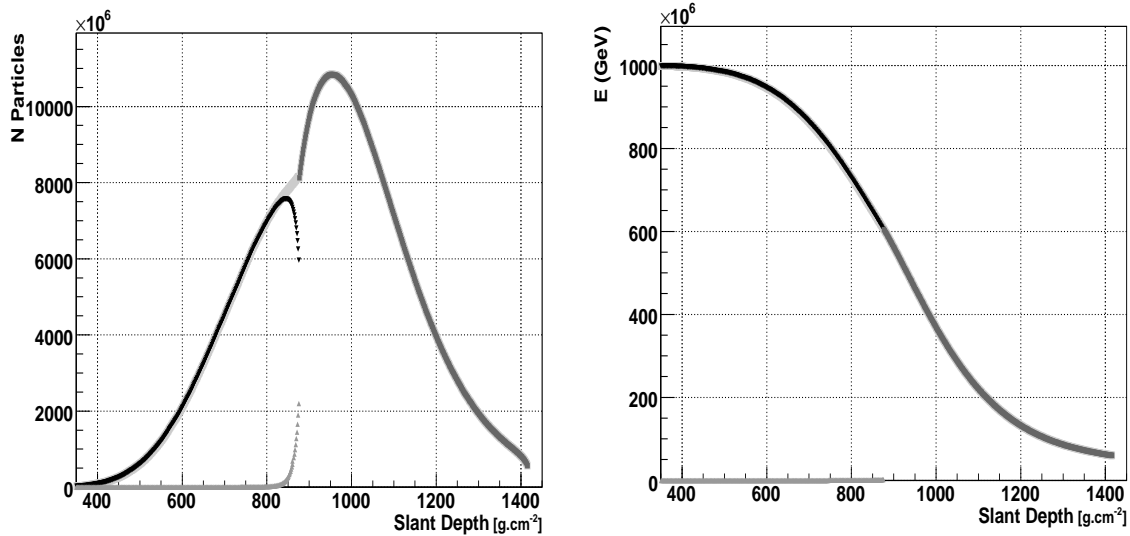


Figura 6.1: Desarrollo longitudinal del número total de partículas (izquierda) y de la energía total (derecha) de una cascada vertical iniciada por un protón de 1 EeV. Los triángulos negros corresponden a la simulación atmosférica con AIRES, los cuadrados gris oscuro a la simulación subterránea con TIERRAS y los triángulos gris claro a la componente de Albedo. Los cuadrados gris claro muestran la suma de la cascada atmosférica (AIRES) y su Albedo.

Para contar con el mayor detalle posible, esta cascada fue simulada con los cortes de energía más bajos que permite TIERRAS: 85 keV para fotones, electrones y positrones; 0.5 MeV para nucleones y mesones; y 1 MeV para muones. Para el modelo hadrónico de alta energía se utilizó Sibyll 2.1.

6.1.1. Características Generales

En una cascada atmosférica el rayo cósmico primario tiene su primera interacción muy alto en la atmósfera, y atraviesa varias longitudes de interacción (del orden de 90 g.cm^{-2}) antes de alcanzar el suelo. Como resultado, cuando la cascada llega a nivel del suelo está plenamente desarrollada, el espectro de los distintos tipos de partículas se encuentra en equilibrio.

Cuando la cascada alcanza el suelo se encuentra con un cambio abrupto en la densidad, el número atómico y el peso atómico del medio, lo que se traduce en un cambio brusco de la sección eficaz y el camino libre medio, provocando un reajuste repentino del espectro de energías. Las partículas de alta energía tienen una sección eficaz de interacción mayor y se generan una gran cantidad de partículas de baja energía hasta que se llega a un nuevo espectro de equilibrio, algunas longitudes de interacción más tarde.

El aumento en la sección eficaz y la producción de un gran número de partículas genera una importante componente de albedo, ya que un número considerable de partículas es generado en el sentido opuesto a la dirección de propagación de la cascada,

volviendo de la tierra al aire. La mayoría de estas partículas se generan cerca del núcleo de la cascada, donde se encuentra la mayor parte de las partículas de alta energía. Las partículas de albedo tienen poca energía y se detienen luego de algunos metros en el aire. Sin embargo, pueden tener un efecto sobre los detectores de superficie, como veremos en la sección 6.4.1.

Todos los fenómenos descritos en el párrafo precedente pueden apreciarse en la figura 6.1. El número total de partículas aumenta abruptamente en los primeros 100 $g.cm^{-2}$ bajo tierra (el nivel del suelo se encuentra a 875 $g.cm^{-2}$) hasta alcanzar el máximo desarrollo, para luego descender nuevamente. La energía se mantiene constante en la interfaz y su pendiente, que representa el depósito de energía total por $g.cm^{-2}$, cambia ligeramente reflejando las nuevas características del medio.

Es importante notar que durante el desarrollo de una cascada siempre hay partículas que son emitidas en sentido opuesto al desarrollo de la cascada. Como la simulación estándar en AIRES finaliza al llegar al suelo, la última parte de la cascada no tiene la componente de partículas que deberían haber sido generadas debajo del mismo. Esto explica la disminución repentina del número de partículas en los últimos 25 $g.cm^{-2}$ antes de alcanzar el suelo que se observa en la figura 6.1 a 875 $g.cm^{-2}$. Cuando sumamos las partículas de albedo al perfil longitudinal de AIRES, éste recupera su continuidad.

6.1.2. Desarrollo Longitudinal de Muones

La figura 6.2 muestra el desarrollo longitudinal de muones de nuestra cascada testigo. Puede verse un gran número de muones de albedo, y que el número de muones en la transición no es continuo. El exceso de muones proviene del decaimiento de otras partículas de albedo, en particular piones, como veremos en la próxima sección. Esto se evidencia en el hecho de que la componente de albedo comienza siendo pequeña a la salida de la superficie y luego aumenta abrupta a 1.5 $g.cm^{-2}$ sobre el nivel del suelo, mostrando que los muones son generados cuando los piones comienzan a decaer (unos 40 metros por encima de la superficie). Los muones generados pueden recorrer grandes distancias en el aire antes de decaer, y el efecto del albedo sobre el número total de muones es todavía del 10 % a 700 m de altura (800 $g.cm^{-2}$ de profundidad atmosférica, 2100 m sobre el nivel del mar).

Todos estos muones tienen baja energía por lo que no hay una transferencia importante de energía hacia la componente muónica de la cascada; la energía promedio es de 0.2 GeV contra los 5 GeV de la componente que avanza (ver figura 6.3).

El pasaje a través del suelo detiene a la mayoría de los electrones y a los muones de baja energía, haciendo que la energía promedio de los muones remanentes aumente cerca de un 50 %. La componente electromagnética de la cascada se reduce dos órdenes de magnitud, invirtiendo la importancia relativa de las componentes electrónica y muónica. A nivel del suelo, los electrones llevan 5 veces más energía que los muones, mientras que a nivel de los detectores subterráneos de AMIGA, los muones llevan 10 veces más energía que los electrones, como puede verse en la figura 6.3 (derecha).

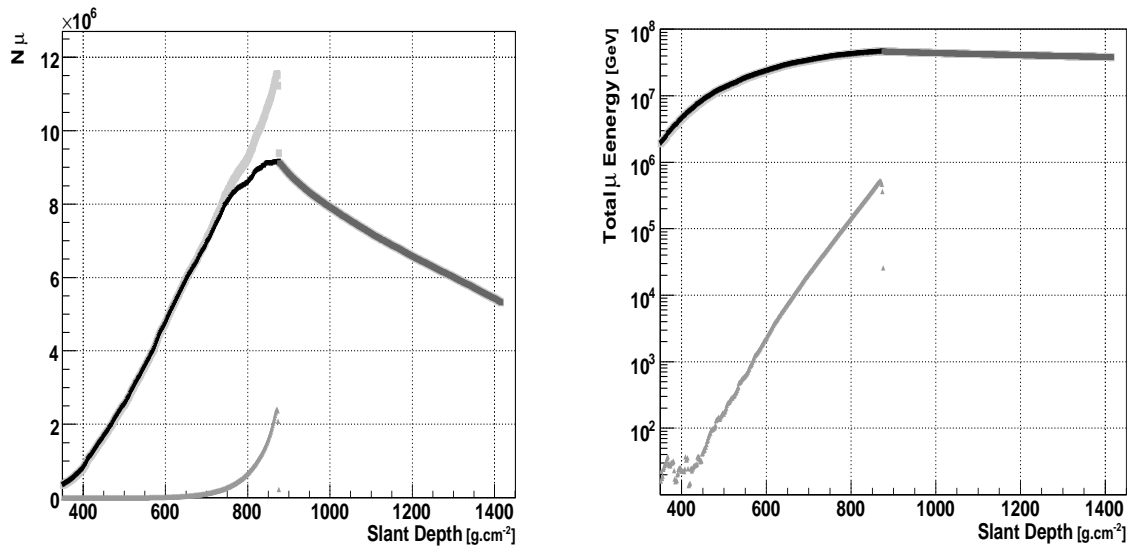


Figura 6.2: Desarrollo longitudinal del número de muones (izquierda) y de su energía (derecha) de una cascada vertical iniciada por un protón de 1 EeV. Los triángulos negros corresponden a la simulación atmosférica con AIRES, los cuadrados gris oscuro a la simulación subterránea con TIERRAS y los triángulos gris claro a la componente de Albedo. Los cuadrados gris claro muestran la suma de AIRES y el Albedo.

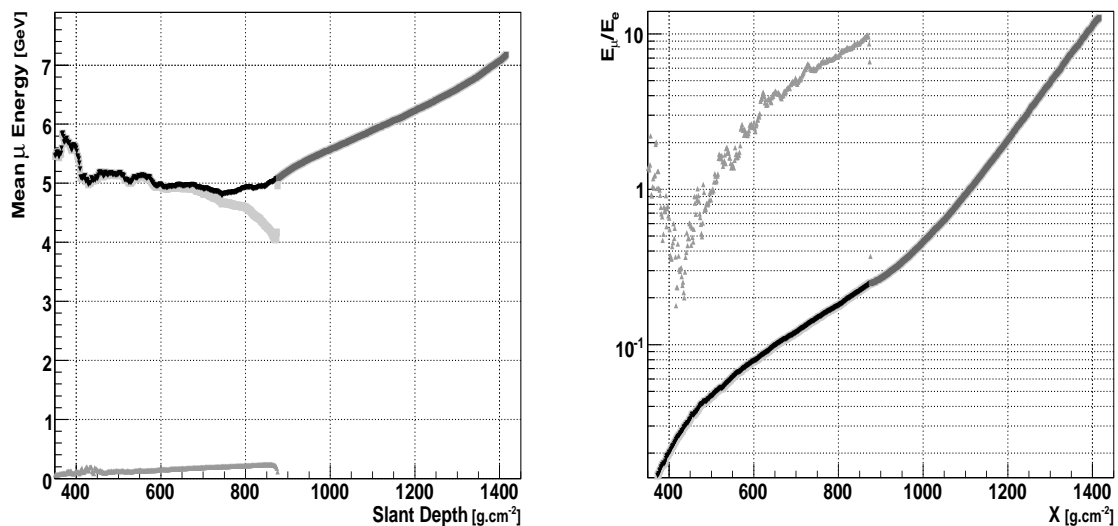


Figura 6.3: Desarrollo longitudinal de la energía promedio de los muones (izquierda) y del cociente entre la energía de los muones y la de los electrones (derecha) en una cascada vertical iniciada por un protón de 1 EeV. Los triángulos negros corresponden a la simulación atmosférica con AIRES, los cuadrados gris oscuro a la simulación subterránea con TIERRAS y los triángulos gris claro a la componente de Albedo. Los cuadrados gris claro muestran la suma de AIRES y el Albedo.

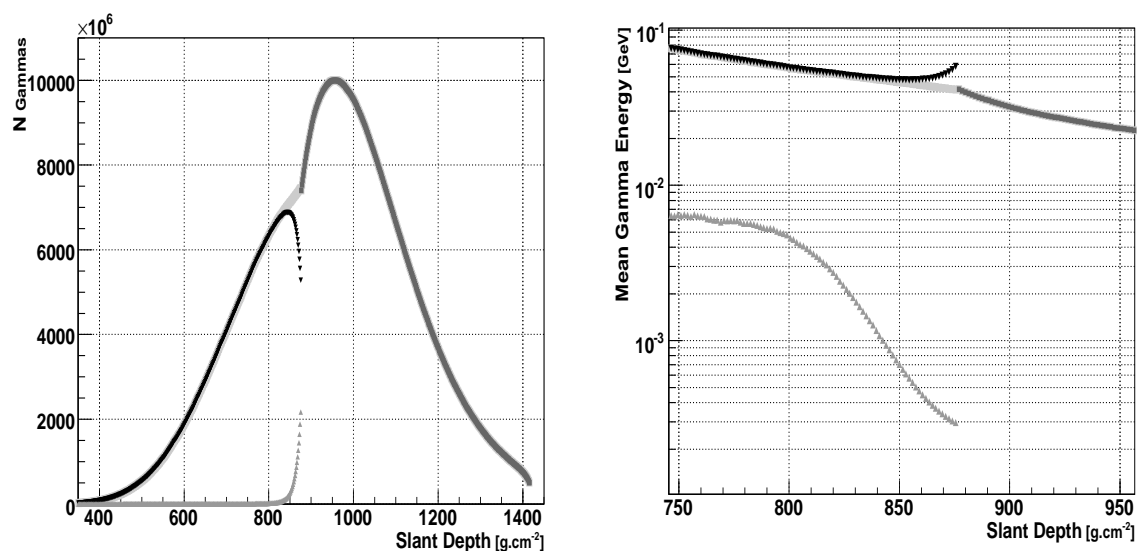


Figura 6.4: *Desarrollo longitudinal del número de fotones gamma (izquierda) y su energía promedio (derecha) de una cascada vertical iniciada por un protón de 1 EeV. Los triángulos negros corresponden a la simulación atmosférica con AIRE, los cuadrados gris oscuro a la simulación subterránea con TIERRAS y los triángulos gris claro a la componente de Albedo. Los cuadrados gris claro muestran la suma de la cascada atmosférica (AIRE) y su Albedo.*

6.1.3. Desarrollo Longitudinal de Electrones y Fotones

La emisión de fotones por radiación de frenado de las partículas cargadas aumenta con Z^2 de manera que se duplica cuando pasamos de aire ($Z = 7.26$) a tierra ($Z = 11$), como la mayoría de las secciones eficaces. En la figura 6.4 vemos que el número total de fotones prácticamente se duplica al cambiar de medio, pero la energía promedio se reduce mostrando nuevamente que muchos fotones de baja energía están siendo creados debido a la redistribución del espectro de energía. El desarrollo longitudinal de los electrones está fuertemente ligado al de los fotones, y reproduce las mismas características en la interfaz aire-tierra. La adición de la componente de albedo le devuelve la continuidad al perfil, provocada por el corte artificial de la simulación en AIRE al llegar al suelo.

6.1.4. Desarrollo longitudinal de Piones y Neutrones

Los piones sufren una de las redistribuciones de energía más importantes, no sólo debido al cambio en la sección eficaz sino por el cambio en su camino libre medio, expresado en metros. A diferencia de lo que ocurre en aire, el aumento en la densidad del medio bajo tierra hace que los piones tengan una alta probabilidad de interactuar con un nucleón de la tierra antes de decaer, sufriendo una colisión hadrónica que producirá nuevos piones que también interactuarán, aumentando el número de piones hasta que se alcance cierta energía crítica. Como puede visualizarse en la figura 6.5 (derecha), esto genera un aumento de un factor 10 en el número de piones.

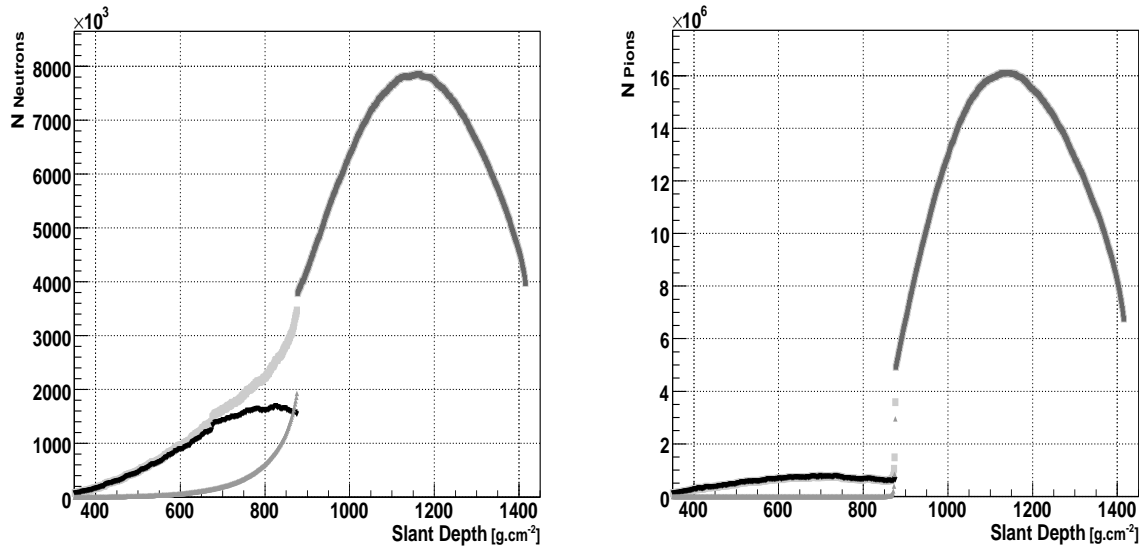


Figura 6.5: *Desarrollo longitudinal del número de neutrones (izquierda) y el número de piones (derecha) de una cascada vertical iniciada por un protón de 1 EeV. Los triángulos negros corresponden a la simulación atmosférica con AIRES, los cuadrados gris oscuro a la simulación subterránea con TIERRAS y los triángulos gris claro a la componente de Albedo. Los cuadrados gris claro muestran la suma de la cascada atmosférica (AIRES) y su Albedo.*

La mitad de los piones generados a nivel del suelo son emitidos hacia arriba, generando un abundante albedo que al decaer da origen a la discontinuidad en la componente muónica que vimos en la figura 6.2. La energía total de los piones tiene una transición similar a la presentada en la figura 6.1, presentando el mismo fenómeno de redistribución de energía.

El incremento en la cantidad de interacciones hadrónicas genera una cantidad importante de neutrones de baja energía bajo tierra, de los cuales aproximadamente la mitad son emitidos hacia arriba (panel izquierdo de la Figura 6.5). Estos neutrones de baja energía llevan sólo el 5% de la energía total de los neutrones, y su energía cinética promedio es de 0.27 GeV comparado con los 3.3 GeV que tiene en promedio la componente descendente. No obstante, su efecto puede ser importante en monitores de muones y otros detectores a nivel del suelo, como estudiaremos en la sección 6.4.1.

6.2. Distribución lateral de Muones en AMIGA

El estudio de la distribución lateral de muones bajo tierra es de gran interés para AMIGA, tanto para el diseño de los detectores (el cálculo del área de colección necesaria depende de la densidad de muones a medir) como para la simulación de la respuesta del detector (donde la distribución espacio-temporal de los muones es importante) y fue el objetivo original del desarrollo de TIERRAS, si bien luego el paquete resultó ser apto para muchas otras aplicaciones.

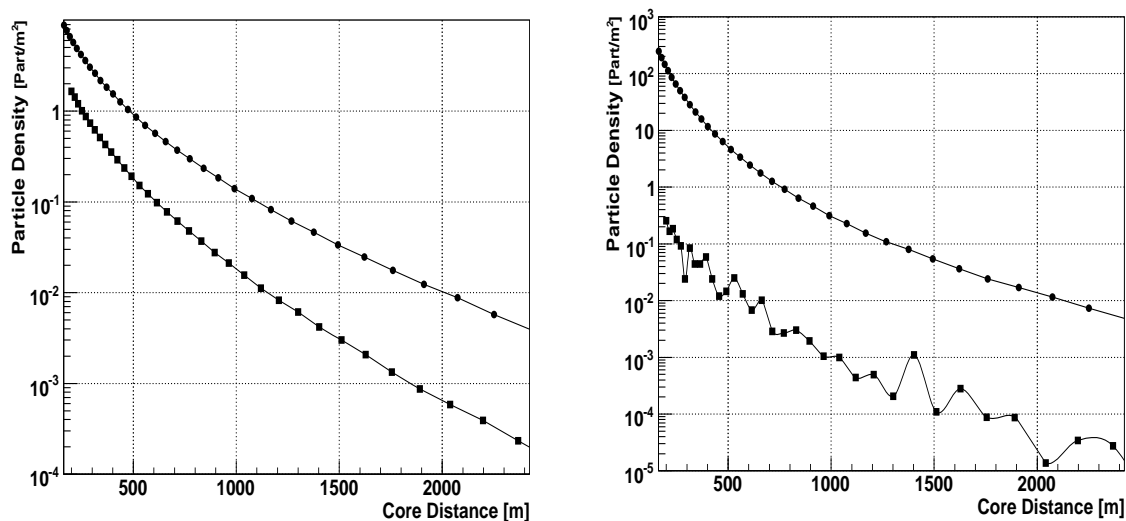


Figura 6.6: Distribución lateral de muones (izquierda) y electrones (derecha) a nivel del suelo (círculos) y a 3 m de profundidad (cuadrados) de una cascada vertical iniciada por un protón de 1 EeV.

La figura 6.6 muestra que 3 m de suelo producen una reducción de aproximadamente 3 órdenes de magnitud en la componente electrónica, mientras que la reducción es de sólo un orden de magnitud en la componente muónica. Esto se traduce en una mejora de un factor 100 en el cociente N_μ/N_e , que va de 0.1 a 10, en muy buen acuerdo con el comportamiento mostrado para la razón de energías presentado en la figura 6.6.

El blindaje provisto por la capa de tierra sobre los detectores sirve para reducir el número de electrones y fotones que llegan junto con los muones en la cascada. Como vimos en la figura 6.3, los 540 g.cm⁻² de material que deben atravesar las partículas son suficientes como para absorber la mayor parte de la componente electromagnética, dejando sólo la componente relacionada con el halo electromagnético que los muones dejan a su paso.

La evolución del cociente N_μ/N_e con la distancia al núcleo de la cascada (figura 6.7) confirma que los electrones presentes a 3 m de profundidad son producto del halo electromagnético de los muones, pues a diferencia de lo que sucede en la superficie, el cociente permanece aproximadamente constante bajo tierra. Las fluctuaciones que se observan son debidas al escaso número de cuentas en cada intervalo del histograma.

En este ejemplo obtuvimos una densidad de muones de 0.3 μ/m^2 a 400 m del núcleo de la cascada, en excelente acuerdo con estimaciones anteriores hechas por Supanitsky et al. en [5] y [6].

A la hora de considerar la señal que podrían dejar otras partículas en los centelladores de AMIGA para analizar señales espurias, parece ser importante estudiar la señal que pueden dejar los neutrones. Nuestras simulaciones indican que a esta profundidad los neutrones son tan numerosos como los electrones (figura 6.8) y existen reportes de que a estas energías los neutrones pueden dejar señal en los centelladores plásticos dopados con Flúor, como los utilizados en AMIGA [4].

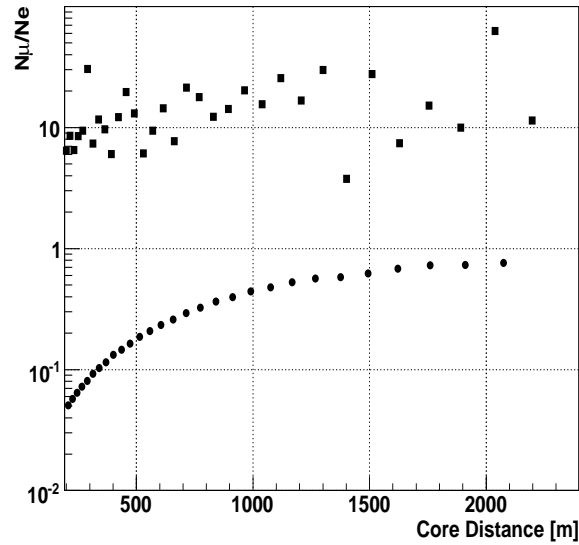


Figura 6.7: Razón del número de muones al número de electrones a nivel del suelo (círculos) y a 3 m bajo tierra (cuadrados) en función de la distancia al núcleo de una cascada vertical iniciada por un protón de 1 EeV.

6.3. Amplificación Subterránea de Asimetrías

La existencia de asimetrías azimutales en la densidad de partículas a nivel del suelo, debidas a las diferencias en la cantidad de materia atravesada por las distintas partes de la cascada, es un efecto bien conocido y ha sido estudiado como parámetro para discriminar la masa del primario en numerosas ocasiones [2, 3].

Cuando se considera una cascada que continúa su desarrollo bajo tierra, este efecto se ve amplificado por el incremento en la densidad. La diferencia geométrica de camino entre las partículas que salen a un lado y al otro del eje de la cascada es pequeña en metros - dejando la distribución temporal de las partículas sin mucho cambio - pero es muy grande en cantidad de masa atravesada.

Mostramos como ejemplo los mapas de densidad a nivel del suelo y a 3 m de profundidad para una cascada iniciada por un protón de 10 PeV vertical en la figura 6.9 y a 45 grados en la figura 6.10. En una cascada con esta inclinación, una partícula creada a nivel del suelo que sale con un ángulo de 15 grados con respecto al eje de la cascada recorrerá entre 3.5 y 6 metros (según su azimut) antes de alcanzar los 3 m de profundidad (el nivel de los centelladores). Si consideramos que las partículas viajan a una velocidad cercana a la de la luz, la diferencia en la distancia recorrida se corresponde con una diferencia temporal de sólo 9 ns. Pero si consideramos la cantidad de materia atravesada, se corresponde con una diferencia de 450 g.cm^{-2} ya que las partículas recorren entre 630 y 1080 g.cm^{-2} .

El efecto de asimetría es obviamente muy marcado para la componente electromagnética, mientras que la componente muónica prácticamente no presenta cambios. La fila inferior de las figuras 6.9 y 6.10 muestra el cociente entre las densidades a nivel

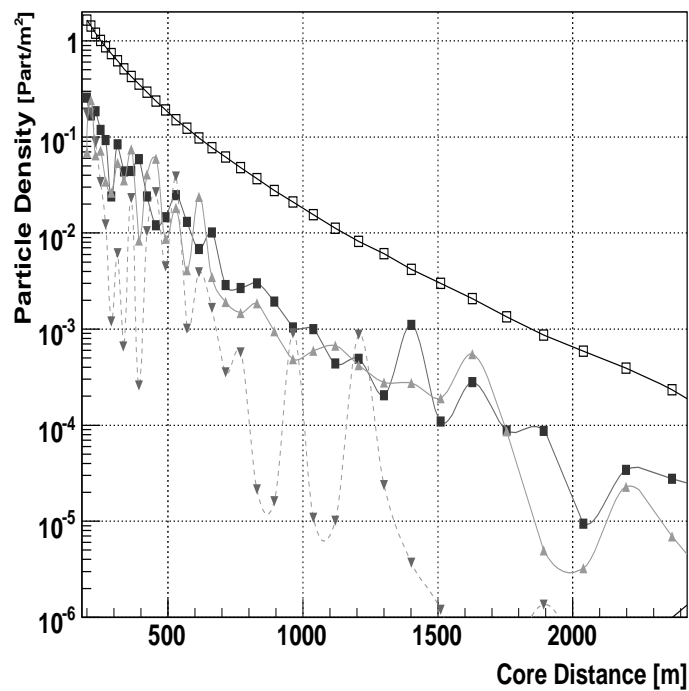


Figura 6.8: Densidad de varios tipos de partículas a 3 m de profundidad en función de la distancia al núcleo de una cascada vertical iniciada por un protón de 1 EeV. Los muones (cuadrados abiertos) son un orden de magnitud más numerosos que los electrones (cuadrados llenos), los neutrones (triángulos hacia arriba) y los piones (triángulos hacia abajo). Las fluctuaciones son propias del bajo número de partículas en la cascada a esa profundidad.

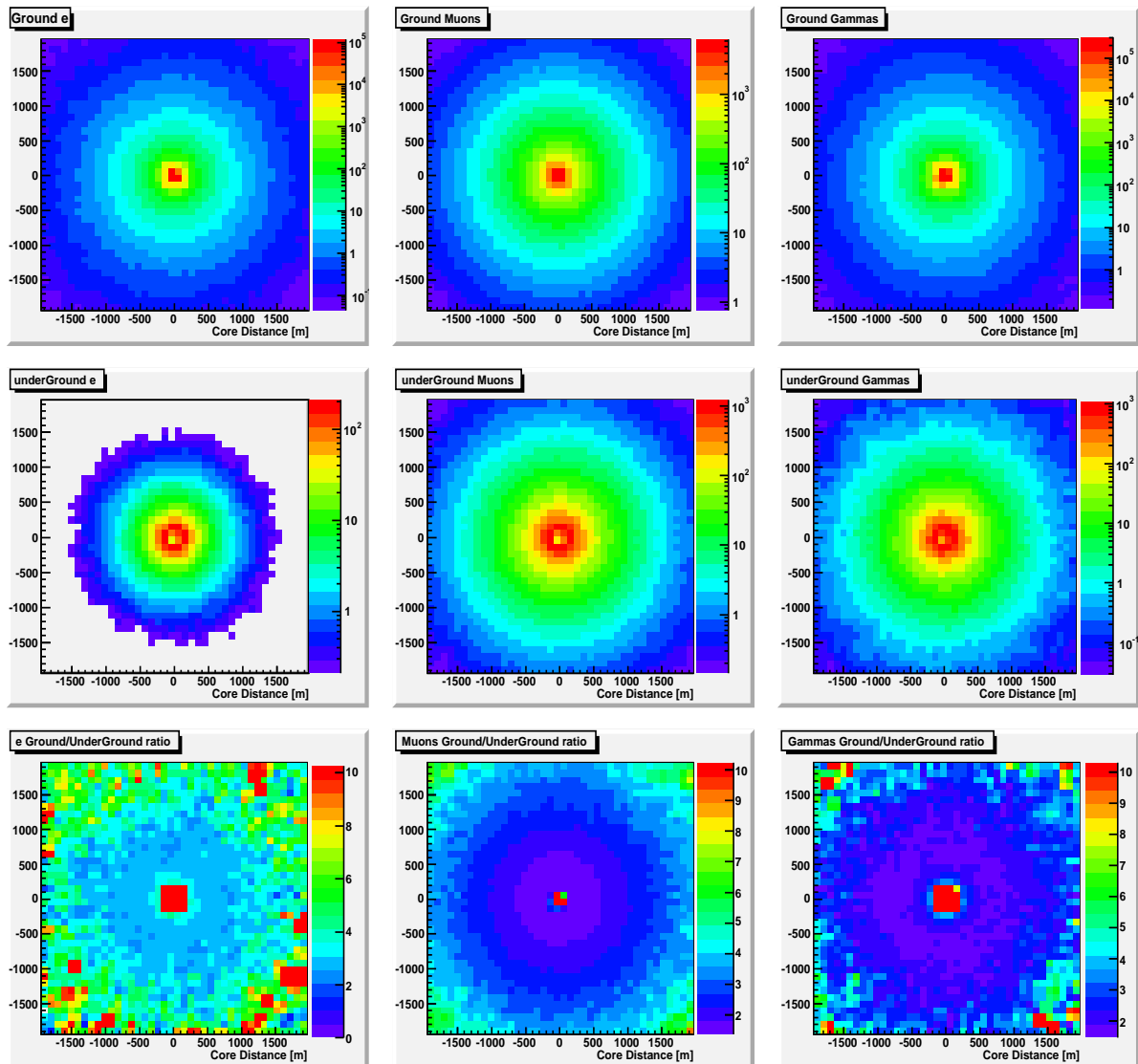


Figura 6.9: Densidad de partículas a nivel del suelo (fila superior) y a 3 m de profundidad (fila central) para una cascada vertical iniciada por un protón de 10 PeV para electrones, muones y fotones gamma (de izquierda a derecha, respectivamente). La fila inferior muestra el cociente entre ambas densidades.

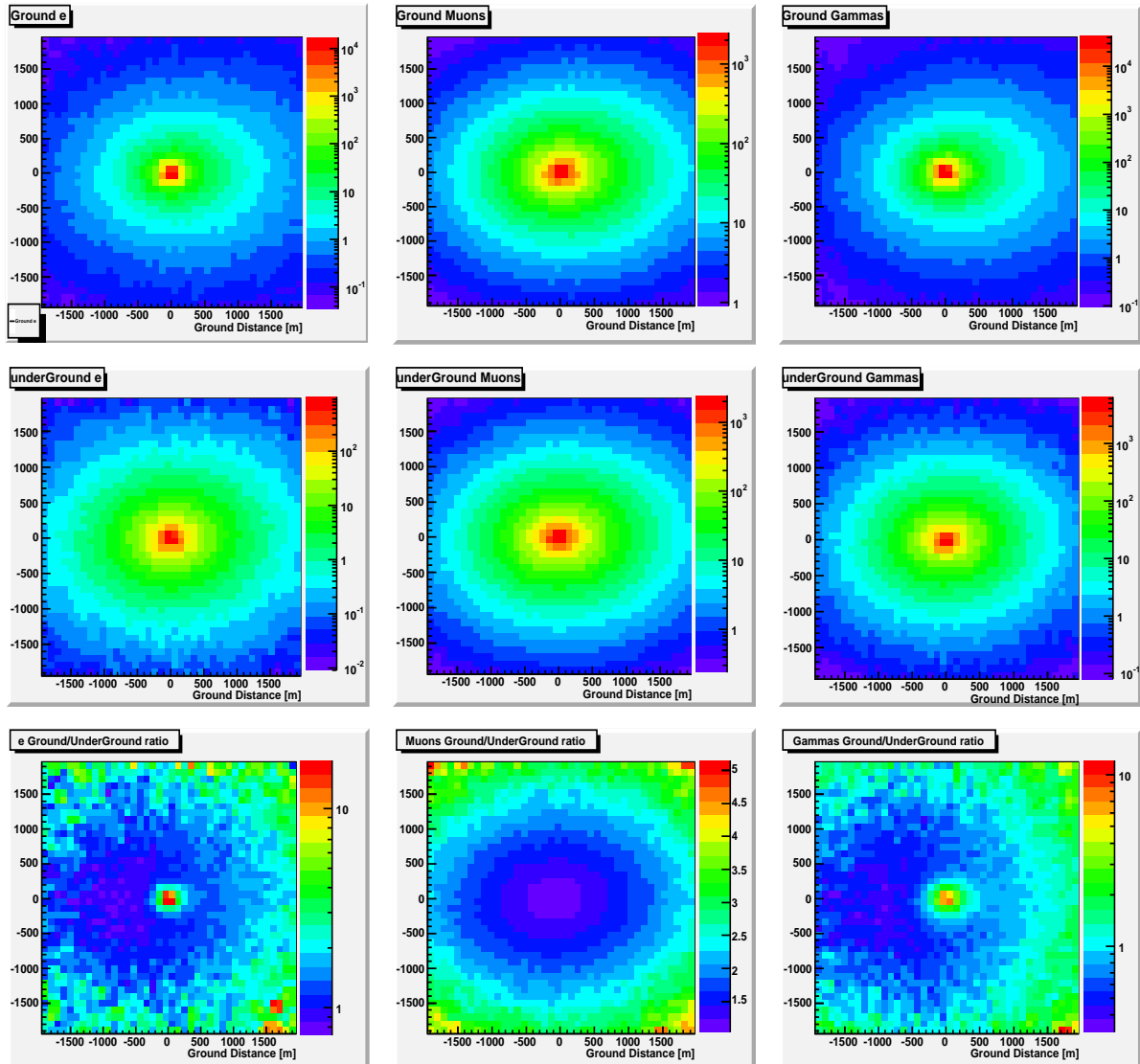


Figura 6.10: Densidad de partículas a nivel del suelo (fila superior) y a 3 m de profundidad (fila central) para una cascada a 45 grados iniciada por un protón de 10 PeV para electrones, muones y fotones gamma (de izquierda a derecha, respectivamente). La fila inferior muestra el cociente entre ambas densidades, para acentuar el efecto de asimetría que se produce.

del suelo y bajo tierra. Vemos que la distribución de este cociente presenta grandes asimetrías en la cascada inclinada para la componente electromagnética pero no para los muones.

La búsqueda de esta asimetría en las medidas que pueden obtenerse de los detectores de superficie y los centelladores subterráneos en AMIGA puede ser una herramienta de gran interés para discriminar la masa del primario.

6.4. Ejemplos de Aplicación más allá de AMIGA

A pesar de haber sido desarrollado con las necesidades de AMIGA en mente, TIERRAS resultó tener un rango de aplicación mucho más vasto. Algunos ejemplos ya se vislumbran en los estudios realizados para su validación, como el cálculo del flujo vertical de muones en función de la profundidad de la figura 5.8, la propagación de muones a 3 km de profundidad en agua de la figura 5.9, o el depósito de energía por protones en 2 m de agua de la figura 5.10. Presentamos en esta sección dos fenómenos que encontramos durante la validación de TIERRAS y que despertaron especial interés.

6.4.1. Albedo de las Cascadas Atmosféricas

En el Observatorio Pierre Auger, a 1400 m sobre el nivel del mar, las cascadas verticales por encima de 10^{18} aún no han alcanzado su máximo desarrollo al llegar al suelo, y conservan más de la mitad de la energía del rayo cósmico que las originó. Como vimos en la sección 6.1 el cambio dramático en las propiedades del medio que encuentra la cascada al llegar al suelo provoca un rearrreglo del espectro de energía, generando un elevado número de partículas que pueden volver hacia la superficie. Estas partículas, a las que nos referimos de manera genérica como partículas de Albedo, pueden ingresar en los detectores de superficie y contribuir a la señal total en los mismos.

La posibilidad de que esta contribución sea importante ha sido mencionada por A. Erlykin [10], pero nunca ha sido cuantificada hasta el momento.

Para estudiar este fenómeno, simulamos una serie de cascadas a distintas energías y a distintos ángulos utilizando AIRES para la parte atmosférica y TIERRAS para la subterránea y el albedo. A diferencia de las simulaciones utilizadas en las secciones anteriores, utilizamos un corte en la energía de 1 MeV, para sólo quedarnos con las partículas que tienen alguna probabilidad de penetrar la pared de los detectores.

Por simplicidad en la discusión, presentamos como ejemplo los resultados obtenidos para el promedio de 10 cascadas de 10 EeV a 38 grados, que son representativos de los resultados generales obtenidos.

En la figura 6.11 puede verse que cuando nos alejamos del eje de la cascada las partículas de albedo por encima de 1 MeV representan sólo el 1% o menos de las partículas totales. Las densidades de fotones y de electrones de la componente que baja de la cascada están siempre 1 ó 2 órdenes de magnitud por encima de la que sube, mucho más si consideramos la densidad energética de las partículas. Los muones tienen una diferencia de 3 órdenes de magnitud.

Los piones, y en menor medida los neutrones, tienen el comportamiento opuesto. El número de piones provenientes del albedo es mayor al de la componente descendente de

la cascada, y los neutrones de albedo llegan a representar un 50% del total sobre todo cerca del núcleo de la cascada, como puede verse en la figura 6.12 y en acuerdo con lo presentado en la sección 6.1.4.

Para cuantificar la señal que las partículas de albedo dejan en el detector de superficie, realizamos una simulación de la respuesta del detector con GEANT4, teniendo especial cuidado de incluir el decaimiento, la pérdida de energía y la captura de los hadrones, así como los modelos de fisión para neutrones y piones. Simulamos detectores de superficie colocados a 600, 1000 y 1250 metros del núcleo de la cascada.

Encontramos que la señal de las partículas de albedo es en promedio menor al 1% (figura 6.13), y es en general debida a los fotones gamma. La señal fluctúa fuertemente de detector de superficie a detector de superficie y de cascada a cascada, ya que el impacto oportuno de un fotón de alta energía, un muón, o un neutrón que convierte en su interior puede elevar la señal depositada en varios puntos porcentuales, por lo que estudiar la contribución del albedo puede ser relevante para los estudios basados en las fluctuaciones de la señal.

La ubicación temporal de la señal de albedo puede también ser relevante para los métodos que estudian el tiempo de trepada (*rise time*) y de decaimiento (*fall time*) en la señal para hacer estudios de discriminación de masa. En la figura 6.14 visualizamos la ubicación temporal de la señal de albedo. Vemos que la señal se encuentra retrasada casi $2 \mu s$ y que existe una pequeña señal más de $3 \mu s$ después de haber llegado la cascada al suelo. Esta pequeña señal fue probablemente generada por neutrones, que llevan una velocidad más baja que el resto de las partículas.

6.4.2. Emisión en Radio

En los últimos años se ha incrementado notablemente el interés en la detección de las señales de radio generadas por las cascadas de rayos cósmicos, a medida que los desarrollos tecnológicos en su detección y digitalización permiten obtener más detalles sobre su estructura. La aplicación de la técnica de detección en radiofrecuencias a gran escala está siendo desarrollada en los experimentos LOFAR/LOPES, CODALEMA y en otra de las extensiones planeadas para el Observatorio Pierre Auger, llamada AERA [9]. AIRES ya ha sido utilizado en el pasado para calcular la emisión de radio en cascadas atmosféricas [8], y lo mismo puede hacerse en TIERRAS para la emisión de radio bajo tierra u otros medios densos como hielo, agua o regolito lunar.

La emisión electromagnética de ondas de radio en la cascada es generada por el desbalance de cargas negativas generado por los electrones arrancados del medio e introducidos por dispersión de Coulomb y procesos *knock-on* en la cascada. Cuando la longitud de onda de la radiación es mayor a las dimensiones de la cascada, la emisión producida por el exceso de carga es coherente y su potencia es proporcional al cuadrado de la energía de la cascada.

Un observable importante para la simulación de esta emisión coherente de señales de radio por parte de las partículas en la cascada es la longitud de traza total recorrida por todos los electrones y la recorrida por todos los positrones. La diferencia entre ambas cantidades está directamente relacionada a la amplitud del campo eléctrico y por lo tanto con la intensidad de la señal de radio.

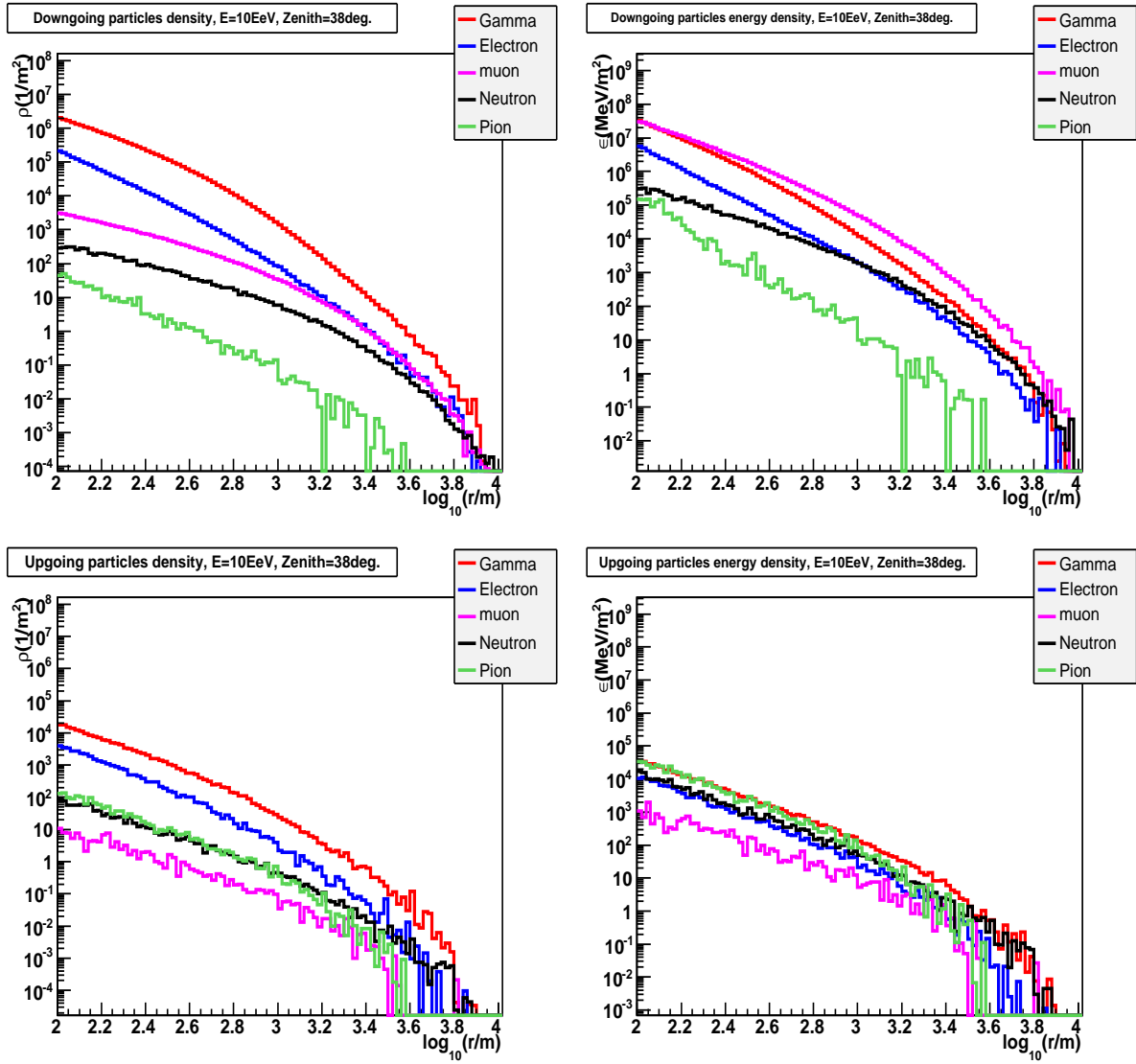


Figura 6.11: Densidad de partículas (izquierda) y densidad de energía (derecha) que llegan a nivel del suelo (fila superior) y que salen del suelo como albedo (fila inferior) para una cascada a 38 grados iniciada por un protón de 10 EeV.

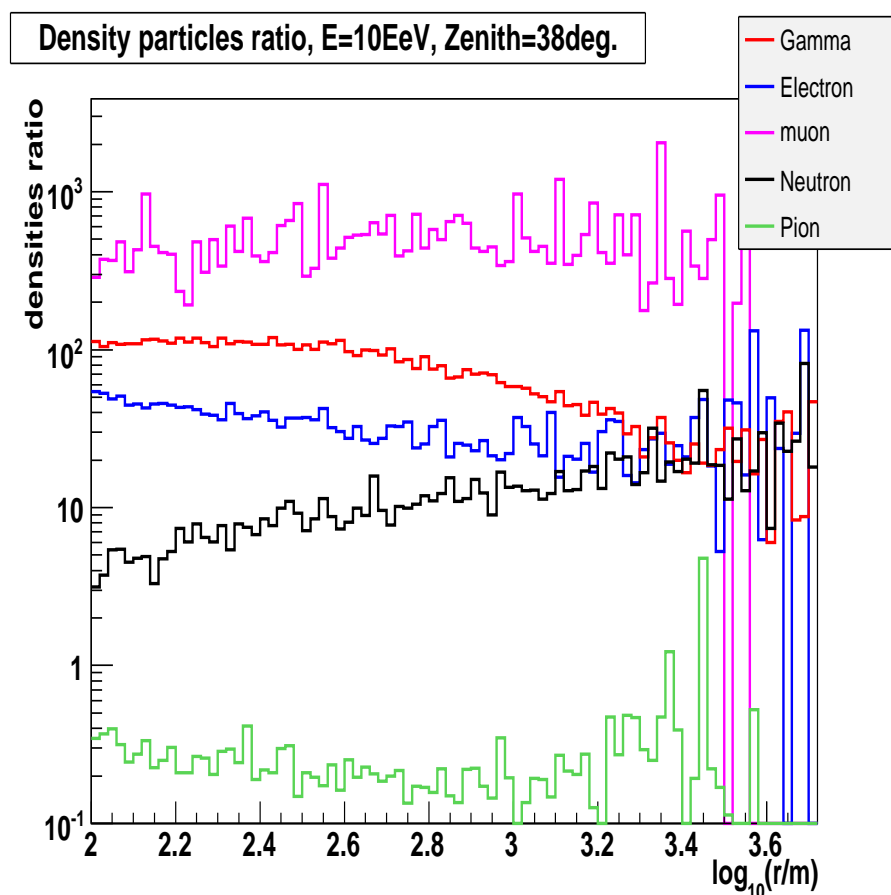


Figura 6.12: Cociente entre la densidad de partículas que llegan a nivel del suelo y las que salen del suelo como albedo para una cascada a 38 grados iniciada por un protón de 10 EeV.

Entre los primeros resultados de simulaciones sobre éste y otros observables relacionados existió alguna controversia debido a las diferencias que se encontraban entre las simulaciones realizadas con GEANT3, GEANT4 y el código ZHS. Los resultados presentados en [7] mostraron que este desacuerdo se reducía a un problema de configuración en el código GEANT3, y ahora los tres códigos coinciden dentro de un rango razonable.

Como otro ejemplo de las posibilidades de aplicación de TIERRAS, mostramos en la tabla 6.1 una comparación entre los resultados de GEANT3 (configurado correctamente), GEANT4 y ZHS con simulaciones en TIERRAS de cascadas iniciadas por electrones de 100 GeV en hielo. Puede verse que las longitudes de traza encontradas con TIERRAS son entre un 10 y un 15% menores que las encontradas con GEANT4 y un 30 a 35% más chicas que las encontradas con ZHS.

Trazamos el origen de esta discrepancia a las diferencias en la función que parametriza el depósito continuo de energía de los electrones, y vimos que si la cambiamos para utilizar exactamente la misma que la utilizada por el código contra el que deseamos comparar los resultados de ambos códigos se vuelven mucho más compatibles. Mostramos en la tabla los resultados obtenidos con TIERRAS utilizando el depósito de energía de

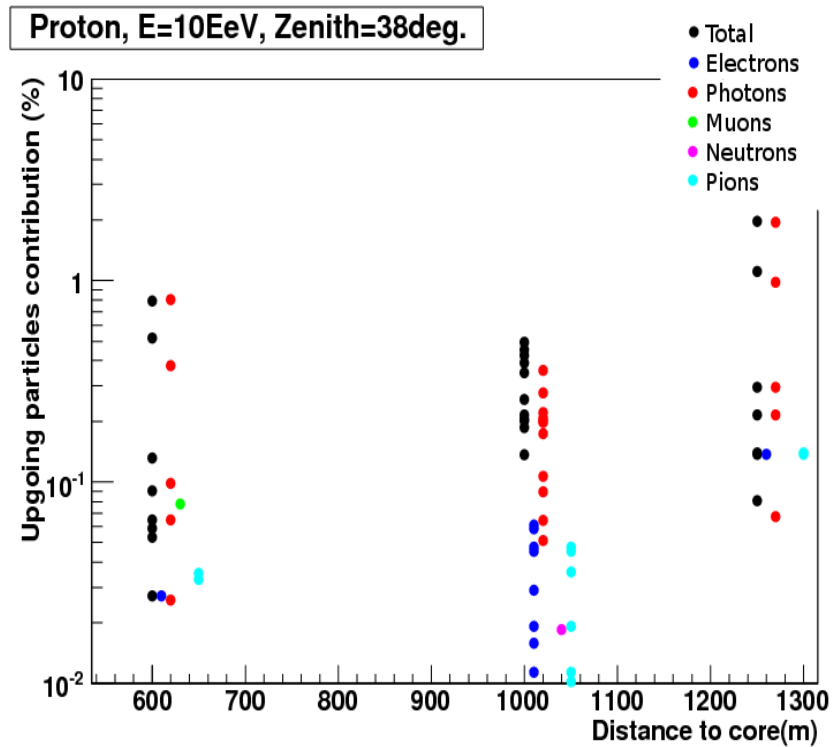


Figura 6.13: Contribución de las partículas de Albedo a la señal total en los detectores Cherenkov del Observatorio Pierre Auger para una cascada inclinada 38 grados provocada por un protón de 10 EeV. Los detectores fueron simulados ubicados en 3 anillos de 10 detectores ubicados a 600, 1000 y 1250 m del eje de la cascada. Los resultados se presentan desplazados en el eje X según el tipo de partícula para darle mayor claridad a la gráfica.

ZHS y vemos que el acuerdo en la longitud total de la traza es menor al 5%, mostrando lo crítica que puede ser la elección de esta función en este tipo de simulaciones.

Modificar la función que describe el depósito continuo de energía en TIERRAS también modifica el desarrollo longitudinal del número de electrones y de positrones en la cascada, volviéndolos muy similares a los del código con el que se desea comparar, señalando nuevamente la importancia de esta función. En la figura 6.15 puede verse el excelente acuerdo que se obtiene al comparar TIERRAS con GEANT4 y ZHS utilizando sus respectivas funciones de depósito de energía. TIERRAS y AIRES utilizan una parametrización del depósito de energía tomada de GEANT3, explicando porque los resultados obtenidos con este código son los más compatibles con la versión no modificada de TIERRAS.

6.5. Conclusiones y Perspectivas

La fenomenología de las cascadas al cambiar de medio en los primeros metros bajo tierra es muy rica, y muestra un escenario subterráneo mucho más complejo que la simple

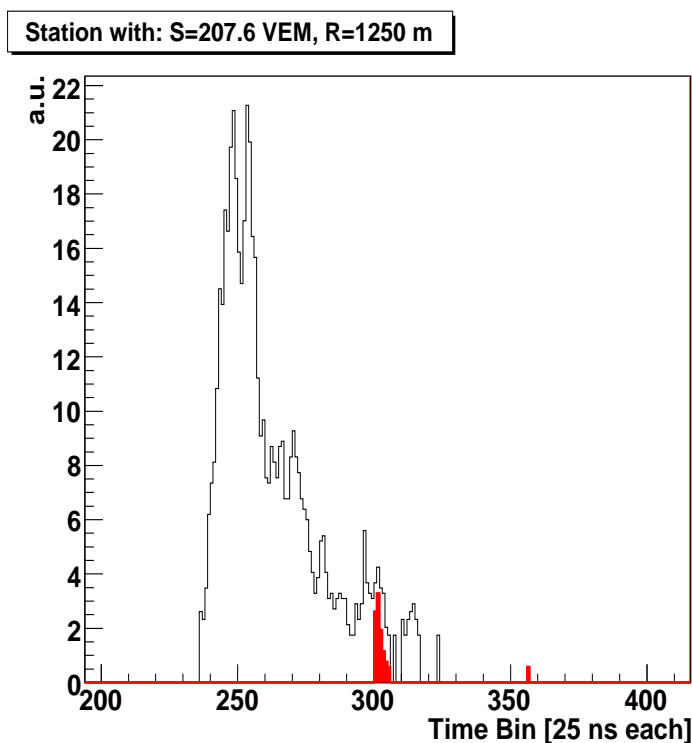


Figura 6.14: Ejemplo de la señal generada por las partículas de albedo en un detector Cherenkov del observatorio Pierre Auger ubicado a 1250 m del núcleo de una cascada a 38 grados originada por un protón de 10 EeV.

Programa MC	TIERRAS	TIERRAS con ZHS E_{Dep}	GEANT3	GEANT4	ZHS
Traza Total (m)	483.4	640.3	577.9	587.9	642.3
Total proyectado (m)	417.3	538.9	450.0	453.2	516.7
Exceso proyectado (m)	110.8	160.7	123.5	122.7	132.4
Exceso/Total	0.229	0.251	0.214	0.209	0.206
N_{max}	136	170	142	150	164

Tabla 6.1: Comparación de observables: Longitud de traza total, total proyectada y exceso proyectado; razón del exceso y el total; y número de partículas cargadas en el máximo desarrollo de la cascada (N_{max}) en hielo para electrones de 100 GeV según [7] para varios códigos de simulación Monte Carlo y los obtenidos con TIERRAS y con la versión modificada de TIERRAS que utiliza la misma función de depósito de energía que la utilizada en el código ZHS.

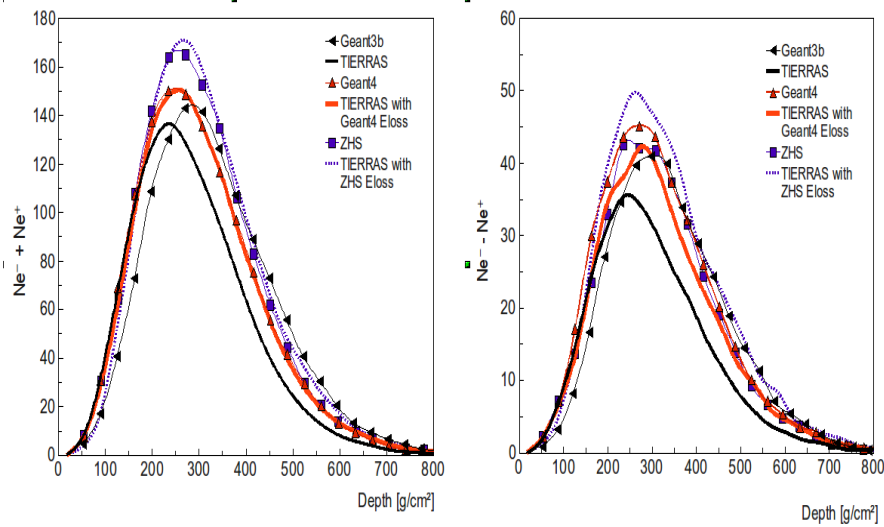


Figura 6.15: Desarrollo longitudinal del número promedio de electrones más positrones (izquierda) y del número promedio de electrones menos positrones para cascadas iniciadas por electrones de 100 GeV en hielo para distintos códigos Monte Carlo. Los resultados de GEANT3, GEANT4 y ZHS fueron tomados de [7]. La línea de puntos muestra los resultados obtenidos con una versión modificada de TIERRAS con la función de depósito de energía de ZHS y la línea roja los de TIERRAS con la función de depósito de energía de GEANT4, para mostrar como modificar esta función vuelve los códigos más compatibles.

reducción de la componente electromagnética y la propagación de los muones que llegan desde la superficie.

El efecto albedo, la superproducción de piones y el halo electromagnético de los muones son fenómenos de gran importancia para comprender las señales que registrarán los centelladores de AMIGA, y TIERRAS ha demostrado ser una excelente herramienta para su estudio.

Al momento de escribir esta Tesis, TIERRAS esta siendo utilizado por al menos tres grupos miembros de la colaboración Pierre Auger: en AMIGA, en la simulación de cascadas subterráneas rasantes para la detección de neutrinos y en la simulación de señales de radio.

El uso de TIERRAS en otros escenarios, como la detección acústica de neutrinos en el mar, en hielo o hasta en *permafrost* con la técnica de sonar [11] [12] [13] o la detección de rayos cósmicos y neutrino con la técnica de radio bajo hielo o hasta en la luna [14], por citar dos ejemplos, plantea la necesidad de continuar con el desarrollo de este paquete para ser utilizado por otras colaboraciones.

Referencias

Gran parte de los detalles técnicos de los estudios realizados en la Colaboración Pierre Auger son publicados como notas internas (Auger Technical Notes - GAP), y algunas las más recientes son de acceso restringido.

Las notas públicas pueden obtenerse en el sitio web www.auger.org/admin-cgi-bin/woda/gap_notes.pl

- [1] M. Tueros et al. 2010 *Computer Phys. Comm.*, **181**, p. 380.
- [2] M.T. Dova et al. 2003 *Astropart. Phys.* **18**, p. 351
- [3] Abraham et al. 2003 *Proc. 28th ICRC*, p. 369
- [4] D. V. Viktorov et al. 1983 *Soviet Atomic Energy*, **54** p. 64.
- [5] A.D. Supanitsky et al. 2007 *American Inst. of Phys. Conf. Proceedings*, **884**, p. 411.
- [6] A.D. Supanitsky et al. 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **7**, p. 37.
- [7] J. Alvarez-Muñiz et al. 2003 *Phys Rev. D*, **68**, p. 043001
- [8] M.A. Duvernois et al. 2005 *Proc. 29th ICRC (Pune)*, **8**, p. 311.
- [9] T. Huege 2009 *Nucl. Inst. and Methods in Phys. Res. A*, **604** S57-S63.
- [10] A. D. Erlykin 2007 *Astroparticle Physics*, **27**, p. 521.
- [11] L. F. Thompson 2009 *Nuc. Instr. Meth. A*, **604** S 244.
- [12] S. Bevan et al. 2009 *Nuc. Instr. Meth. A*, **607**, p. 398.
- [13] V. Niess et al. 2006 *Astroparticle Physics*, **26**, p. 243.
- [14] K. Singh et al. 2009 *Proc. 29th ICRC (Lodz)*, p. 1077.

Capítulo 7

Consideraciones Finales

One never reaches a horizon. It is not a line; it has no place; it enclosed no field; its location is always relative to the view. To move toward a horizon is simply to have a new horizon.

Finite and Infinite Games. A Vision of Life as Play and Possibility
James P. Carse

En los primeros dos capítulos de esta Tesis he dado un breve resumen sobre el estado actual del conocimiento en el campo de la física de los rayos cósmicos de ultra alta energía, y su detección con el Observatorio Pierre Auger. Los resultados que hoy produce este observatorio se encuentran a la vanguardia de la investigación en este campo, y son consecuencia del trabajo y el esfuerzo de una enorme cantidad de personas en distintas áreas del experimento. Lo expuesto en esta Tesis es parte de mi aporte a ese trabajo conjunto, y se ha centrado en la mejora y el desarrollo de técnicas de reconstrucción y simulación de cascadas para el detector de fluorescencia y para los detectores de muones de AMIGA.

En este sentido, he presentado una extensión al método comúnmente utilizado para la determinación de la energía de los rayos cósmicos con la técnica de fluorescencia, denominado método del Spot. Este método fue desarrollado en colaboración con colegas de la Universidad de Roma II y fue implementado en Offline, el software oficial de la Colaboración Pierre Auger. Desde entonces el método ha sido utilizado por la Colaboración para mejorar la descripción, comprensión e interpretación de los resultados experimentales obtenidos con el detector de fluorescencia.

El método del Spot permite tratar adecuadamente la distribución de la luz en la cámara y la utilización de toda la información brindada por el detector de fluorescencia e incluye los efectos de las aberraciones ópticas, el halo de la imagen, la distribución lateral de la luz y el difuminado geométrico debido a la resolución finita en la determinación de la geometría de la cascada. Este último fue uno de los efectos principales sobre los que he trabajado, determinando su origen en primera instancia y estableciendo luego su magnitud, que resultó ser muy cercana a la resolución nominal del algoritmo de reconstrucción geométrica.

El método del Spot ha demostrado ser de suma utilidad a la hora de estudiar en detalle los efectos que tienen los cambios en los modelos teóricos, en los algoritmos utilizados para la descripción de la imagen y en la reconstrucción de la cascada sobre los distintos observables de la misma. La comprensión del origen del halo observado y la determinación del mejor algoritmo para tratarlo en la reconstrucción es una de los temas que aún quedan abiertos, y en el que se centrará el desarrollo del método del Spot en el futuro inmediato. A más largo plazo, el estudio de la distribución lateral de la cascada con simulaciones tridimensionales de los eventos de fluorescencia es un proyecto que debe ser seriamente considerado.

Las simulaciones Monte Carlo son una herramienta importante para comprender el funcionamiento del detector de fluorescencia y cómo la señal es afectada por distintos fenómenos de la cascada. Al momento de iniciar esta Tesis, el tratamiento de la energía depositada y la energía invisible en la realización de simulaciones de eventos utilizando AIRES como entrada no era satisfactoria, ya que presentaba una discrepancia entre la energía de los eventos simulados y su reconstrucción del orden del 10 %.

En esta Tesis he mostrado la importancia que tienen las partículas de baja energía que son descartadas de la simulación en la estimación de la energía depositada y que no incluir la energía de estas partículas en la simulación de los eventos es el origen principal de la discrepancia entre la energía reconstruida y la energía simulada. Basado en esos resultados, he presentado una serie de prescripciones para incluir estas partículas en el cálculo de la energía depositada y así obtener un buen acuerdo entre la simulación y la reconstrucción.

Utilizando la prescripción desarrollada he calculado una nueva parametrización universal de la energía depositada promedio por partícula como función de la edad de la cascada, que puede utilizarse para la reconstrucción de la energía del primario mediante la técnica de fluorescencia.

Las partículas descartadas influyen también en el cálculo de la energía faltante. En esta Tesis he presentado una nueva parametrización de la energía faltante para fotones, protones y hierros usando los modelos hadrónicos Sibyll y QGSJET-II. Los resultados correspondientes al modelo Sibyll en los casos de primario protón y hierro presentan un excelente acuerdo con valores previamente publicados, mientras que los correspondientes a QGSJET-II son resultados completamente originales, así como los resultados para fotones. Estas parametrizaciones pueden ser utilizadas en la reconstrucción de los eventos registrados en los detectores de fluorescencia para obtener la energía del primario una vez que la energía calorimétrica es conocida.

Al incluir estas nuevas prescripciones y parametrizaciones en las rutinas de simulación y reconstrucción de eventos híbridos se eliminaron exitosamente los sesgos asociados a las partículas de baja energía y a la parametrización de la energía faltante que existían en la cadena de simulación-reconstrucción antes de comenzar esta Tesis. Cabe mencionar que estas parametrizaciones tienen un carácter general y son útiles para cualquier experimento que utilice la técnica de fluorescencia.

Por otra parte, he mostrado que las partículas descartadas tienen poca influencia sobre la energía invisible de la cascada, ya que su principal origen se encuentra en el núcleo hadrónico de la cascada, donde ocurren las colisiones de alta energía que generan neutrinos, muones y piones. La energía invisible no coincide con la energía faltante, ya que cada vez que se produce una interacción nuclear en la cascada la energía de la masa en reposo del nucleón diana es incorporada al acervo energético de la misma. Este efecto no había sido reportado con anterioridad y promete ser una línea de estudio interesante cuando se analicen cascadas en medios densos como el agua, el hielo o la tierra.

La futura incorporación de los detectores subterráneos de AMIGA para ampliar las capacidades del Observatorio Pierre Auger planteó la necesidad de continuar la simulación de las cascadas de partículas bajo tierra. Para cubrir esa necesidad, he desarrollado en esta Tesis un software que bauticé TIERRAS. Para verificar la exactitud de los resultados obtenidos con este software he realizado una serie de pruebas de validación y los

resultados obtenidos mostraron que, además de poder ser utilizado en las simulaciones de cascadas bajo tierra hasta el nivel de los detectores de muones de AMIGA, TIERRAS puede ser utilizado para simular cascadas subterráneas de partículas en medios relevantes a otros experimentos, siempre que la cantidad de materia atravesada en la simulación no supere el equivalente a dos o tres kilómetros de agua.

La fenomenología de las cascadas al cambiar de medio en los primeros metros bajo tierra es muy rica, y muestra un escenario subterráneo mucho más complejo que la simple reducción de la componente electromagnética y la propagación de los muones que llegan desde la superficie. El efecto albedo, la superproducción de piones y el halo electromagnético de los muones son fenómenos de gran importancia para comprender las señales que registrarán los centelladores de AMIGA, y he demostrado que TIERRAS es una excelente herramienta para su estudio. Al momento de terminar esta Tesis, TIERRAS ya está siendo utilizado por el grupo que lidera el esfuerzo de construcción de AMIGA y también por otros grupos para realizar simulaciones relacionadas con la detección de cascadas iniciadas por neutrinos. La versatilidad de TIERRAS abre la puerta al estudio de una infinidad de problemas, y puede convertirse en una herramienta valiosa para muchos experimentos con detectores subterráneos o de superficie.

El uso de TIERRAS en otros escenarios, como la detección acústica de neutrinos en el mar, en hielo o hasta en *permafrost* con la técnica de sonar o la detección de rayos cósmicos y neutrino con la técnica de radio bajo hielo o hasta en la luna, por citar dos ejemplos, plantea la necesidad de continuar con el desarrollo de este paquete para ser utilizado por otras colaboraciones. En este sentido, las líneas de trabajo que serán atacadas primero plantean la inclusión de las interacciones muón-núcleo para extender el rango de validez de las simulaciones y la actualización del modelo hadrónico de baja para un estudio detallado de las contribuciones del medio a la energía depositada.

Además de los resultados presentados y las líneas de investigación que se vislumbran a partir de ellos; las publicaciones en revistas internacionales y las asistencias a congresos existen otros aspectos de este trabajo de doctorado que no fueron mencionados explícitamente en esta Tesis, pero que tuvieron un impacto considerable en mi formación. Tener la posibilidad de ser parte de una colaboración internacional tan importante como la Colaboración Pierre Auger me ha permitido establecer vínculos con varios colegas de otras Universidades y centros de investigación de primer nivel, realizar estadias en el exterior y aprender cómo se trabaja en ciencia en otros lugares del mundo. He aprendido que, aún con sus falencias y su escaso presupuesto la Universidad Nacional de La Plata y en general el sistema educativo público argentino provee una formación de excelencia que permite a sus egresados estar a la par de cualquier otro profesional en el mundo, y que hacer ciencia de primer nivel en nuestro país no sólo es posible, sino también necesario para su desarrollo.

Apéndice A

Procesos de Dispersión de la Luz

Lo que estas pensando mientras tu jefe te habla

A.1. Atenuación Molecular

Las interacciones de los fotones con las moléculas del aire están dominadas por procesos dispersivos. En el rango de longitudes de onda de interés para el observatorio (300-400 nm) los procesos de absorción pueden despreciarse. Estos procesos pueden modelarse con la teoría desarrollada por Rayleigh en 1871 para la dispersión de luz por partículas mucho más pequeñas que la longitud de onda. Esta teoría establece que la sección eficaz es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda [1]. En una versión actualizada [2], la sección eficaz fue parametrizada por

$$\sigma^m(\lambda) = A \cdot \lambda^{-B+C\lambda+D/\lambda} \quad (\text{A.1})$$

donde λ es la longitud de onda incidente en μm y A, B, C y D son constantes adecuadas para el rango de longitudes de onda de interés.

Para las correcciones a la luz de fluorescencia es más útil expresar la sección eficaz en términos de una *longitud de atenuación molecular* (expresada en $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$) $\Lambda^m(\lambda)$:

$$\Lambda^m(\lambda) = \frac{M}{\sigma^m(\lambda)N_A} \quad (\text{A.2})$$

donde M es la masa molecular y N_A el número de Avogadro.

El *coeficiente de dispersión molecular* $\alpha^m(z, \lambda)$ determina la fracción de fotones dispersados por unidad de longitud y puede ser definido como

$$\alpha^m(z, \lambda) = \frac{\rho(z)}{\Lambda^m(\lambda)} \quad (\text{A.3})$$

donde $\rho(z)$ es el perfil de densidad atmosférica en función de la altura.

Aplicando estas definiciones, el número de fotones de longitud de onda λ dispersados por unidad de longitud será

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -N_\gamma \cdot \alpha^m(z, \lambda) \quad (\text{A.4})$$

Cuando la luz incidente no está polarizada, la distribución angular de la luz dispersada por unidad de ángulo sólido está descrita por la *función de fase molecular*

$$f^m(\theta) = \frac{3}{16\pi(1+2\gamma)} [(1+3\gamma) + (1-\gamma)\cos^2\theta] \quad (\text{A.5})$$

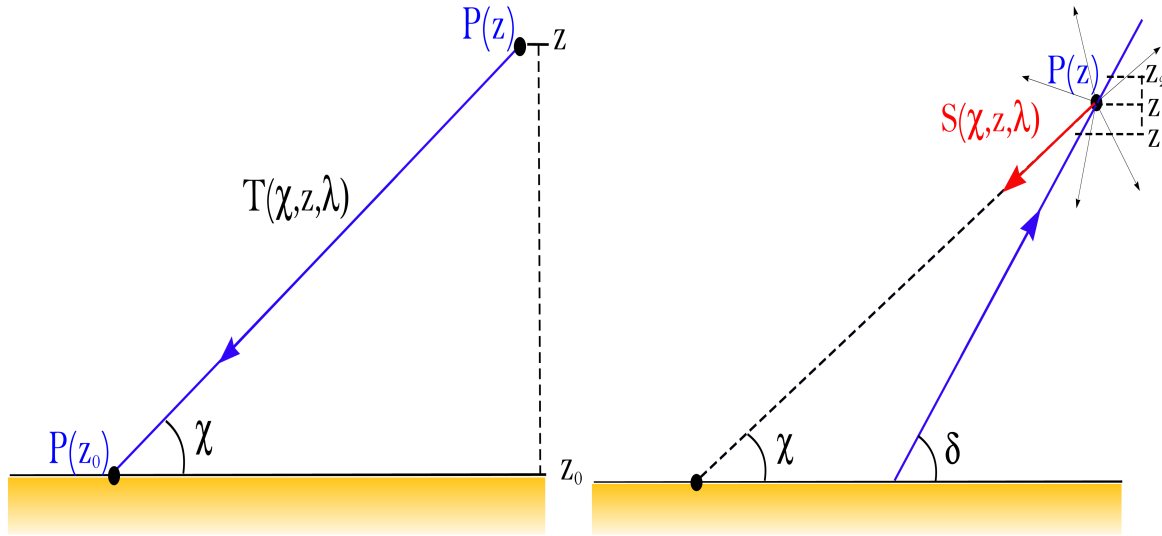


Figura A.1: Izquierda: Esquemas para describir la atenuación por dispersión entre los puntos $P(z)$ y $P(z_0)$. Derecha: Esquema para describir la distribución de luz dispersada desde un punto dado $P(z)$ en la dirección por la dirección definida por el ángulo χ . Ver detalles en el texto

donde γ es un factor dependiente del factor de despolarización ρ_n (0.031 en aire) según $\gamma = \frac{\rho_n}{2-\rho_n}$, y θ es el ángulo de dispersión.

La relación entre el número de fotones N_γ emitidos en el punto $P(z)$ y el número de fotones N_{γ_0} que llegan al punto $P_0(z_0)$ está dada por el *coeficiente de transmisión*

$$\frac{N_{\gamma_0}}{N_\gamma} = T^m(z, \chi, \lambda) = e^{-\int_{z_0}^z \frac{\rho(z')}{\lambda^m(\lambda)} \cdot \frac{dz'}{\sin \chi}} \quad (\text{A.6})$$

$$T^m(z, \chi, \lambda) = e^{-\int_{z_0}^z \alpha^m(z', \lambda) \frac{dz'}{\sin \chi}} \quad (\text{A.7})$$

donde el ángulo χ indica el ángulo de elevación, como puede verse en el lado izquierdo de la figura A.1

Consideremos ahora el número de fotones que, propagándose en línea recta con un ángulo δ sobre la horizontal, son dispersados en una dirección definida por el ángulo χ en un segmento de la trayectoria centrado en cierto punto $P(z)$ entre z_1 y z_2 . La fracción de fotones $S^m(z, \chi, \lambda)$ estará dada por

$$S^m(z, \chi, \lambda) = (1 - e^{-\int_{z_1}^{z_2} \alpha^m(z', \lambda) \frac{dz'}{\sin \delta}}) \cdot f^m(\chi + \pi/2) d\Omega \quad (\text{A.8})$$

donde $d\Omega$ es el ángulo sólido subtendido por la apertura del detector. El elemento de trayectoria utilizado para el cálculo de $\Delta z = z_2 - z_1 = c\Delta t / \cos\theta$ está definido por el tiempo de integración del conversor analógico-digital (100 ns).

Una magnitud útil para describir la calidad óptica de la atmósfera es la *Profundidad Óptica Vertical* (*Vertical Optical Depth - VOD*), $\tau^m(z, \delta)$, que es una medida de la cantidad de luz dispersada en un haz vertical durante su propagación

$$\tau^m(z, \delta) = \int_{z_0}^z \alpha^m(z', \lambda) dz' \quad (\text{A.9})$$

La *Profundidad Óptica* (*Optical Depth - OD*), $\tau_S^m(z, \delta)$, para una dirección arbitraria es

$$\tau_S^m(z, \delta) = \int_{z_0}^z \alpha^m(z', \lambda) \frac{dz'}{\sin \chi} \quad (\text{A.10})$$

de manera que el coeficiente de transmisión molecular puede ser expresado como

$$T^m(z, \chi, \lambda) = e^{-\tau^m(z, \delta)/\sin \chi} = e^{-\tau_S^m(z, \delta)} \quad (\text{A.11})$$

A.2. Atenuación por Aerosoles

La atenuación debida a los aerosoles puede describirse con parámetros equivalentes a los definidos para la atenuación molecular. La concentración de aerosoles, sobre todo en la parte baja de la atmósfera, puede cambiar muy rápidamente y es por eso que este tipo de atenuación debe ser monitoreado constantemente.

Siguiendo la notación utilizada para la dispersión molecular, definimos el *coeficiente de dispersión por aerosoles* $\alpha^a(z)$ como la fracción de fotones dispersados por unidad de longitud

$$\alpha^a(z, \lambda) = \frac{\rho^a(z)}{\Lambda^a(\lambda)} \quad (\text{A.12})$$

donde $\rho^a(z)$ es el perfil de densidad de aerosoles en función de la altura y $\Lambda^a(\lambda)$ es la *longitud de atenuación de aerosoles* (en g.cm^{-2})

$$\Lambda^a(\lambda) = \frac{M}{\sigma^a(\lambda)N_A} \quad (\text{A.13})$$

La determinación de $\sigma^a(\lambda)$ y $\rho^a(z)$ no es tan sencilla como en el caso molecular. Un modelo muy utilizado es el llamado modelo de Mie, que asume que los aerosoles están concentrados cerca de la superficie y su concentración disminuye exponencialmente con una escala de altura h_M . Utilizando este modelo, $\alpha^a(z, \lambda)$ se puede parametrizar según

$$\alpha^a(z, \lambda) = \frac{\rho^a(z)}{\Lambda^a(\lambda)} = \frac{1}{l_M(\lambda)} \cdot e^{-z/h_M} \quad (\text{A.14})$$

donde $l_M(\lambda)$ es la *longitud de atenuación por aerosoles*.

También es posible definir, en analogía con la ecuación A.6 un *coeficiente de transmisión de aerosoles* $T^a(z, \chi, \lambda)$ como

$$T^a(z, \chi, \lambda) = e^{-\int_{z_0}^z \frac{\rho^a(z')}{\Lambda^a(\lambda)} \cdot \frac{dz'}{\sin \chi}} = e^{-\int_{z_0}^z \alpha^a(z', \lambda) \frac{dz'}{\sin \chi}} \quad (\text{A.15})$$

y una *Profundidad Óptica Vertical por Aerosoles* (VAOD) $\tau^a(z, \lambda)$ como

$$\tau^a(z, \delta) = \int_{z_0}^z \alpha^a(z', \lambda) dz' \quad (\text{A.16})$$

Usando el modelo de Mie, el VAOD puede parametrizarse como

$$\tau^a(z, \delta) = \int_{z_0}^z \frac{1}{l_M(\lambda)} \cdot e^{-z'/h_M} = \frac{h_M}{l_M(\lambda)} (e^{z_0/h_M} - e^{z/h_M}) \quad (\text{A.17})$$

Para terminar con la descripción de la dispersión por aerosoles debemos definir la *función de fase de aerosoles* $f^a(\theta)$, que es usualmente parametrizada por

$$f^a(\theta) = \frac{1 - g^2}{4\pi} \left[\frac{1}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{3/2}} + f \cdot \frac{3\mu^2 - 1}{2(1 + g^2)^{3/2}} \right] \quad (\text{A.18})$$

donde $\mu = \cos \theta$, y los parámetros f y g dependen de las condiciones de los aerosoles [3].

Con la función de fase puede entonces calcularse la fracción de fotones $S^a(z, \chi, \lambda)$ que viajando en la dirección de la cascada definida por un ángulo δ son dispersados en una dirección definida por el ángulo χ

$$S^a(z, \chi, \lambda) = (1 - e^{-\int_{z_1}^{z_2} \alpha^a(z', \lambda) \frac{dz'}{\sin \delta}}) \cdot f^a(\chi + \pi/2) d\Omega \quad (\text{A.19})$$

La atenuación total será el producto de la atenuación molecular (ecuación A.11) y la atenuación por aerosoles (ecuación A.15), mientras que la fracción de fotones dispersados hacia el detector estará dada por el producto de la fracción molecular (ecuación A.8) y la fracción por aerosoles (ecuación A.19).

Apéndice B

Detalles de las Simulaciones Utilizadas en el Capítulo 5

La técnica es la técnica. Porque sin técnica no hay técnica

Felix Savón
Boxeador Cubano

Para los estudios presentados en el capítulo 5, utilizamos la librería de cascadas disponible en el centro de cálculo del in2c3p en Lyon, Francia [4]. Esta librería tiene las siguientes características:

<i>Característica</i>	<i>Descripción</i>
AMgeLyonExtDvezpShb Modelos Hadrónicos	Librería generada por Sergio Sciutto QGSJETII y SIBYLL
Partículas primarias	Protón, Hierro y Fotón (con pre cascada electromagnética por MAGICS [31])
Energías [$\text{Log}_{10}(\text{E}/\text{eV})$]	17.50, 18.00, 18.50, 19.00, 19.25, 19.50, 19.75, 20.00, 20.25, 20.50
Ángulos Cenitales	0, 18, 25, 32, 36, 41, 45, 49, 53, 57, 60, 63, 66, 70, 72, 75, 78, 81, 84, 87
Parámetros de Simulación	Energía de Filtrado (E_{th}): $1,0E^{-06} E_{Primary}$ Factor de peso (W_f): 0.1 E_{Cut} Fotonos = 900 keV E_{Cut} Electrón/Positrón = 400 keV E_{Cut} Muones = 2.5 MeV E_{Cut} Mesones = 4.5 MeV E_{Cut} Nucleones = 95 MeV

Nótese que los cortes de baja energía elegidos para el seguimiento de los fotones gamma y los electrones/positrones permiten determinar exactamente el destino de las partículas descartadas. Los fotones gamma descartados tienen una energía por debajo de 900 keV por lo que ya no serán capaces de generar pares electrón/positrón y sólo les queda depositar toda su energía por ionización. Los electrones también depositarán toda su energía hasta ser capturados, y los positrones se aniquilarán produciendo 2 ó 3 fotones gamma con energía por debajo de 1 MeV, que tampoco podrán generar pares y depositarán toda su energía.

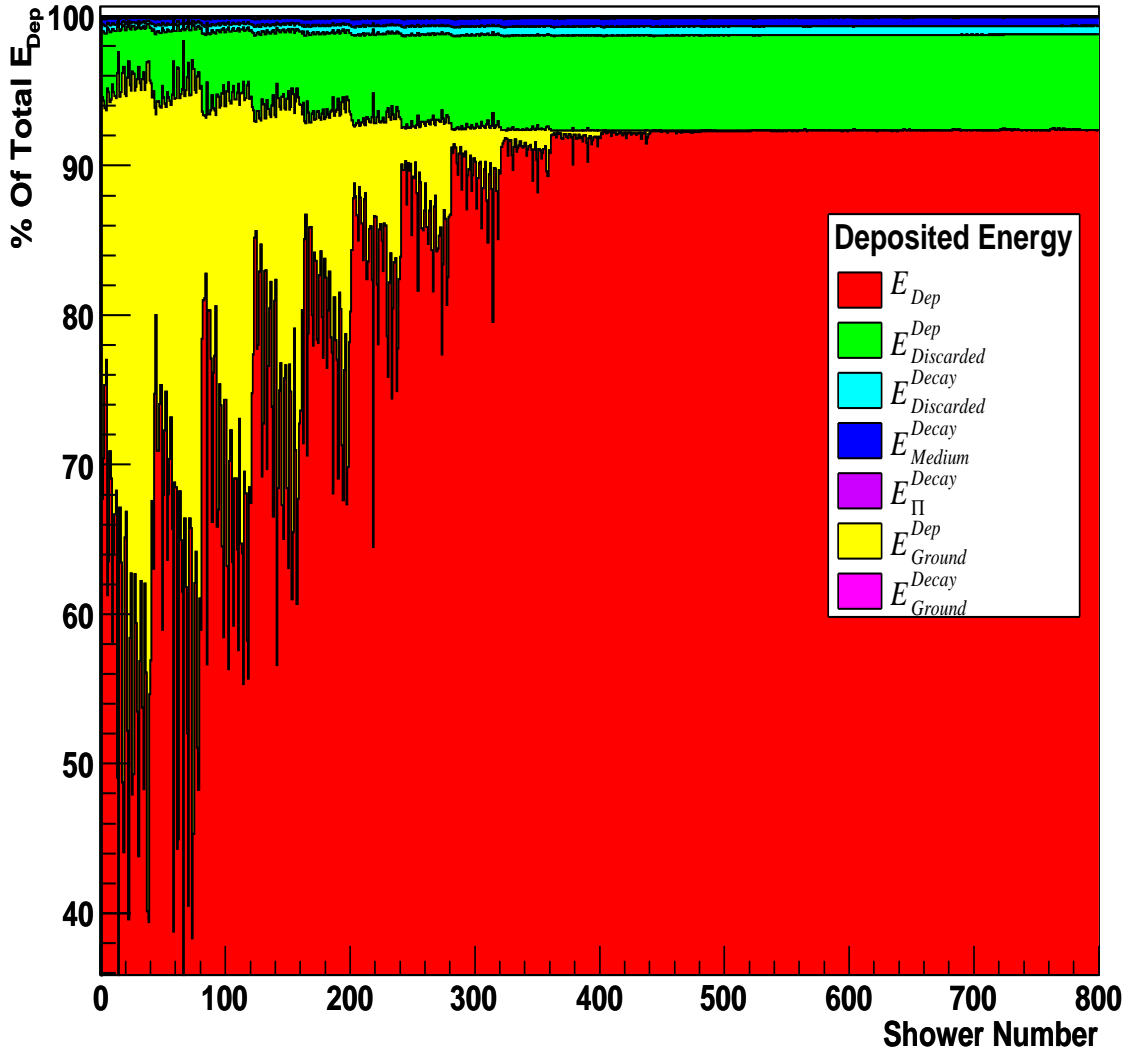


Figura B.1: Contribuciones a la energía total depositada para las primeras 800 cascadas en nuestra librería. E_{Dep} es la energía depositada en la simulación, que aumenta a expensas de la energía a nivel del suelo E_{Ground} cuando aumenta la inclinación de la cascada. La energía depositada por las partículas descartadas $E_{Discarded}^{Dep}$ es prácticamente constante una vez que la inclinación de la cascada es suficiente como para garantizar un desarrollo completo de la cascada, al igual que la contribución de la masa en reposo de las partículas descartadas $E_{Discarded}^{Decay}$ y la contribución del medio E_{Medium}^{Decay} .

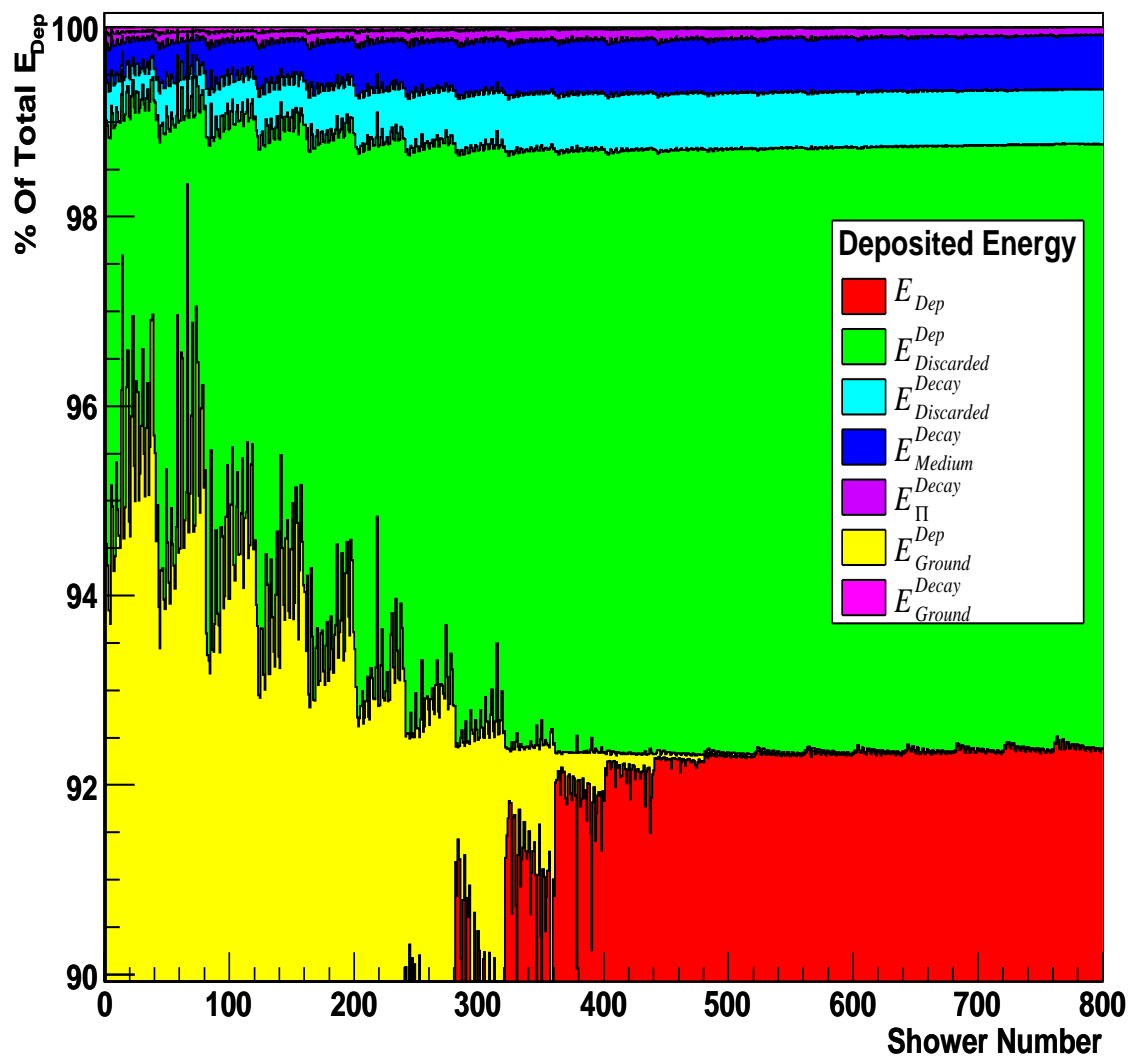


Figura B.2: Detalle sobre las contribuciones al depósito de energía de las partículas de baja energía que no podían apreciarse en la figura anterior para las primeras 800 cascadas en nuestra librería. En esta figura se puede apreciar la pequeña contribución que tienen las partículas que caen en la categoría “Otras Partículas” y que son consideradas piones (E_{Π}^{Decay}) y la masa en reposo de las partículas que llegan al suelo (E_{Ground}^{Decay})

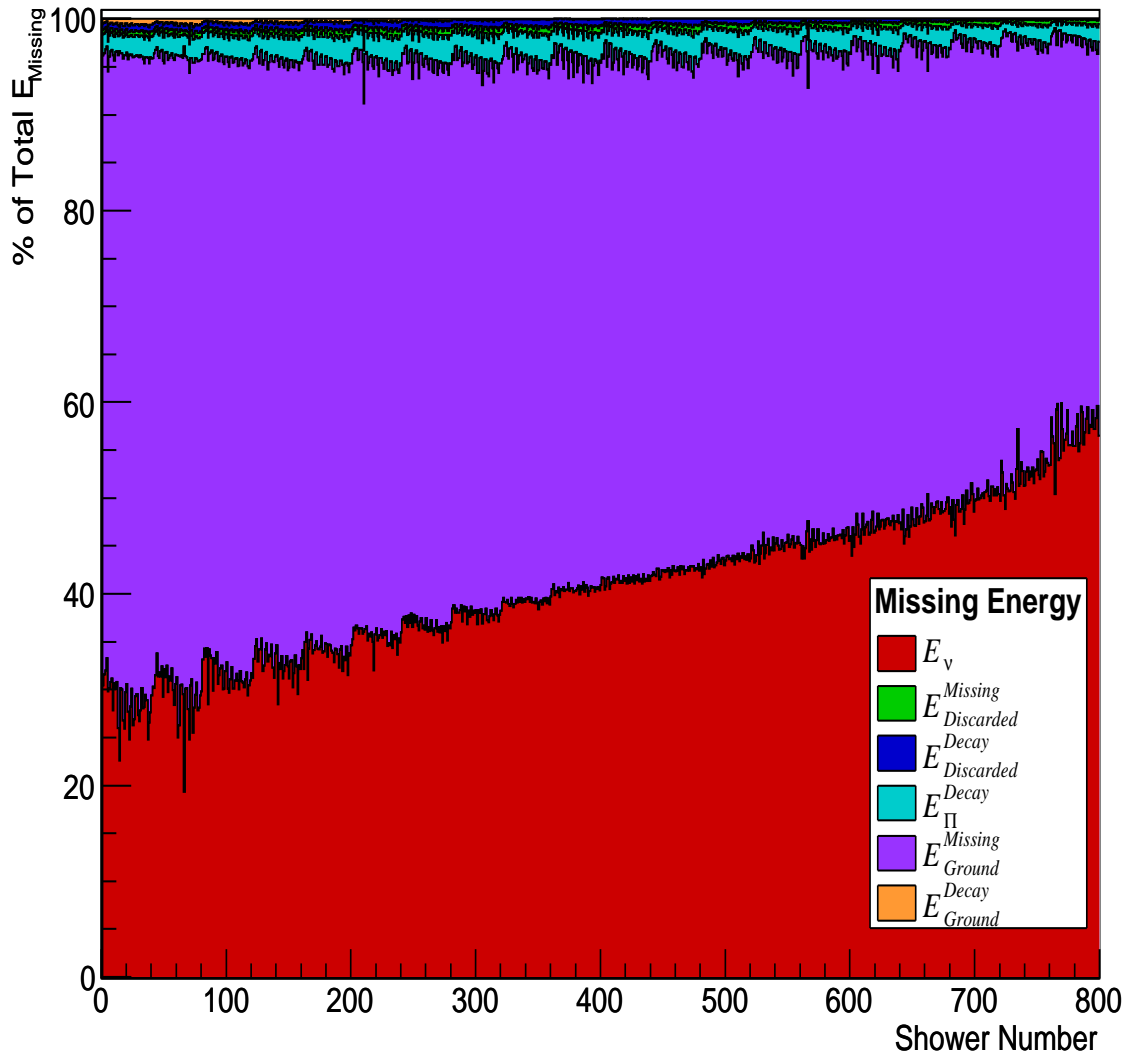


Figura B.3: Contribuciones a la energía invisible para las primeras 800 cascadas en nuestra librería. A medida que aumenta la inclinación del primario la cascada tiene un desarrollo mayor, dando lugar a un mayor número de neutrinos (E_ν) y menos energía disponible a nivel del suelo ($E_{Ground}^{Missing}$). La suma de ambas componentes presenta sólo una muy pequeña dependencia con los parámetros de la cascada, al igual que la pequeña contribución que tienen las partículas que caen en la categoría “Otras Partículas” y que son consideradas piones (E_{Π}^{Decay}).

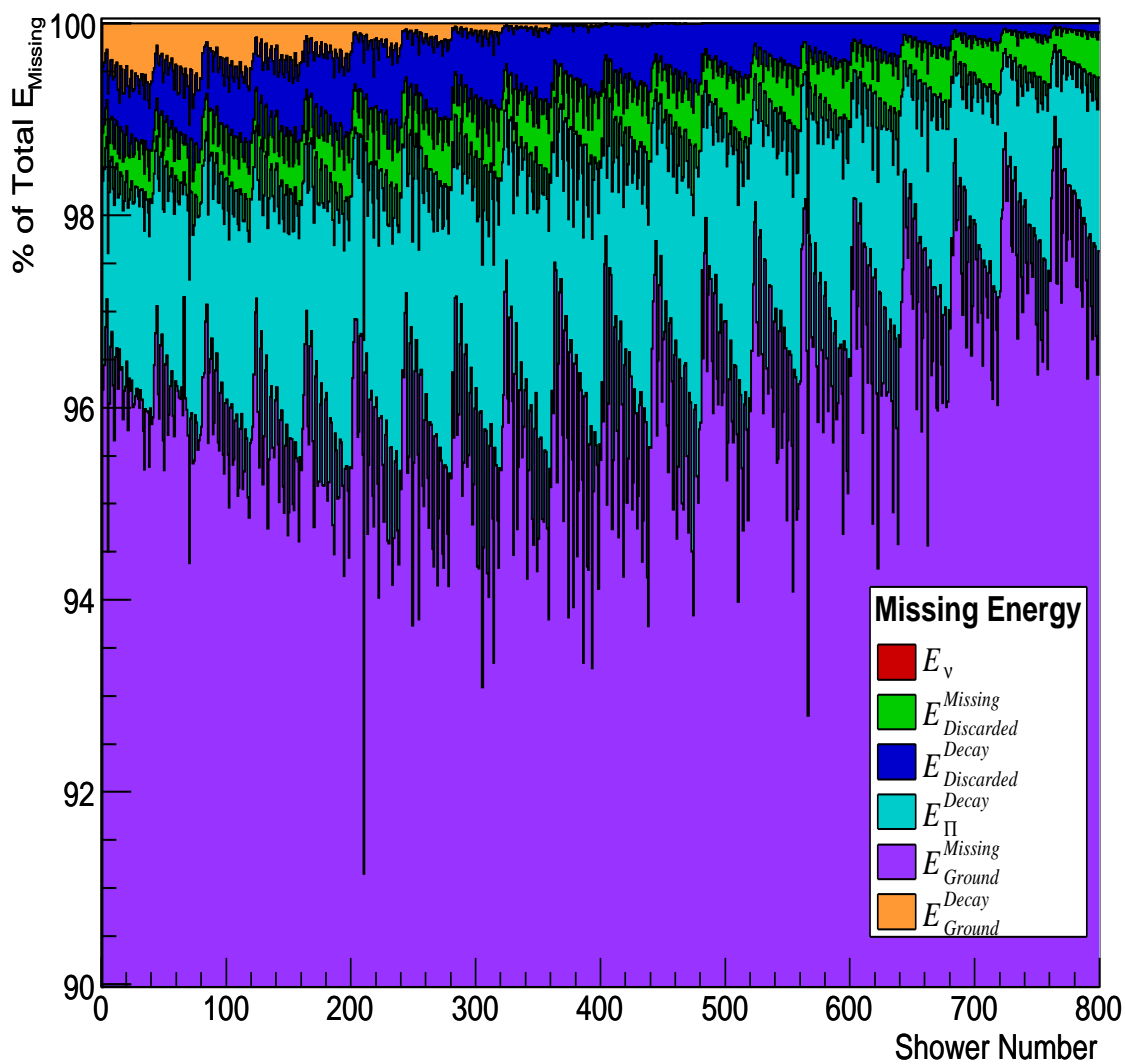


Figura B.4: Detalle de las contribuciones a la energía invisible para las primeras 800 cascadas en nuestra librería donde puede apreciarse la ínfima contribución de la masa en reposo de las partículas que llegan al nivel del suelo ($E_{\text{Ground}}^{\text{Decay}}$), de las partículas descartadas por el corte de baja energía ($E_{\text{Discarded}}^{\text{Decay}}$) y de su masa en reposo ($E_{\text{Discarded}}^{\text{Missing}}$).

Apéndice C

Características del Suelo de Malargüe

A partir de medidas realizadas en el área de “El Sosneado” (en las cercanías de las estaciones SD “Lety” y “Tierra del Fuego”) [5], obtuvimos la siguiente composición química promedio (% en masa):

SiO₂ 64.37 %, Al₂O₃ 12.06 %, Fe₂O₃ 5.62 %, CaO 4.91 %, Na₂O 4.27 %, MgO 2.52 %, K₂O 1.93 %, H₂O 3.82 % (estimado del contenido de humedad), Otros Óxidos (tratados como oxígeno puro) 0.4 %.

Para pasar a la composición elemental, utilizamos los pesos moleculares correspondientes obteniendo los resultados de la tabla C.1:

Elemento	Z	A	%(n átomos)
O	8	16	59.3
Si	14	28	20.47
H	1	1	8.1
Al	13	27	4.51
Na	11	23	2.63
Ca	20	40	1.68
Fe	26	56	1.34
Mg	12	24	1.2
K	19	39	0.76

Tabla C.1: Abundancia elemental en el suelo de “El Sosneado”

Con esta información calculamos el valor promedio del número atómico Z y el número másico A considerando distintas combinaciones de elementos:

Elementos	% considerado	$\langle Z \rangle$	$\langle A \rangle$	$\langle Z/A \rangle$
O+Si+H	87.87	8.75	17.41	0.503
O+Si+H+Al	92.4	8.96	17.88	0.501
O+Si+H+Al+Na	95.01	9.01	18.02	0.500
O+Si+H+Al+Na+Ca+Fe+Mg+K	100	9.54	19.3	0.499
O+Si+Al	84.3	9.72	19.5	0.498

Tabla C.2: Parámetros para diferentes combinaciones de elementos en el suelo de “El Sosneado”

Dado que AIREs utiliza tres elementos para describir el medio (en aire, 78 % N, 21 % O, 1 % Ar) [7] proponemos utilizar 70.33 % O, 24.29 % Si y 5.38 % Al para describir

el suelo de "El Sosneado". Esta composición es una renormalización del 84.3% que corresponde a estos 3 elementos para que representen el 100%, y da un valor cercano al Z y A promedio de la descripción completa de las muestras (una diferencia de sólo el 2%).

Cabe destacar que estos valores promedio son más bajos que los comúnmente utilizados para representar el "suelo estándar" ($Z=11$ y $A=22$, haciendo que "El Sosneado" sea un medio algo más "blando" (25% menos para los procesos que van con Z^2).

La longitud de radiación para esta composición, calculada de acuerdo a las parametrizaciones dadas en [6] es 30.74 g.cm^{-2} . El valor en utilizado para "suelo estándar" es 27.6 g.cm^{-2} .

La densidad promedio encontrada para el suelo de "El Sosneado" es 2.38 g/cm^3 , mucho mas denso que los 1.8 g/cm^3 asumidos para el "suelo estándar". Esto provoca que para contar con una capa de 540 g.cm^{-2} (17.5 longitudes de radiación) son necesarios sólo 2.3 m de profundidad, casi un 30% menos de los 3 m que preveía el diseño original de AMIGA.

Apéndice D

El Efecto LPM

- ‘How do you know I’m mad?’ said Alice.
- ‘You must be,’ said the Cat, - ‘or you wouldn’t have come here.’

Alice’s Adventures in Wonderland
Lewis Carroll

El efecto LPM fue predicho por Landau y Pomeranchuk [8] hace poco más de 50 años haciendo un tratamiento clásico de la radiación de una partícula de alta energía en un campo aleatoriamente fluctuante en presencia de un medio material de ancho infinito. Más tarde, Migdal [9] elaboró la correspondiente teoría mecánico cuántica (también para un medio infinito) dando expresiones analíticas de la radiación de frenado y de la creación de pares en presencia de materia.

Experimentos llevados a cabo en el SLAC [10] han confirmado la formulación de Migdal del efecto LPM, generando varios trabajos sobre sus posibles consecuencias en la física de las cascadas atmosféricas producidas por rayos cósmicos [11] [12].

Consideremos el caso de la radiación de frenado donde un electrón o un positrón de energía E y masa m_e emite un fotón de energía en la vecindad de un núcleo aislado de carga Z . A primer orden significativo en teoría de perturbaciones la sección eficaz diferencial de este proceso se obtiene calculando el diagrama de Feynman de la figura D.1 y se expresa como:

$$\frac{d\sigma_{BH}}{d\Omega dk} = 4\alpha r_e^2 \frac{1}{3k} \left[(2 - 2y + y^2) - \frac{2}{3}(1 - y) \right] Z^2 \quad (D.1)$$

donde $y = k/E$ es la fracción de energía transferida al fotón, $r_e = e^2/m$ es el radio clásico del electrón y α es la constante de estructura fina del electrón ($\hbar = c = 1$).

Tomando el caso en el que el estado electrónico del núcleo no cambia, y luego de considerar el apantallamiento de los electrones del núcleo, Bethe y Heithler [13] probaron que la sección eficaz de radiación puede escribirse como:

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dk} = 4\alpha r_e^2 \frac{1}{3k} \left[(2 - 2y + y^2) \phi_1 - \frac{2}{3}(1 - y) \phi_2 \right] Z^2 \quad (D.2)$$

para $E \gg m_e$, donde las $\phi(\delta)$ son las funciones calculadas en el trabajo citado. Dado que estamos interesados en partículas ultrarelativistas y analizando el límite donde $y \approx 0$, utilizaremos el límite en el que el apantallamiento de los electrones atómicos es total. En ese caso, la sección eficaz se expresa como:

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dk} = \frac{4\alpha r_e^2}{3k} \{ y^2 + 2 [1 + (1 - y)^2] \} Z^2 \ln \left(\frac{184}{Z^{1/3}} \right) \quad (D.3)$$

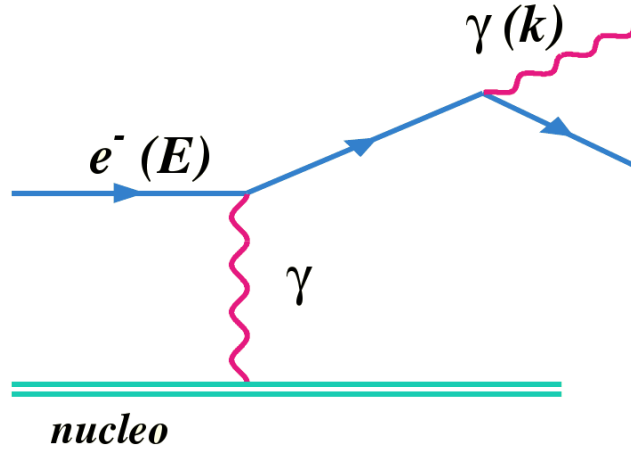


Figura D.1: Diagrama de Feynman de la radiación de frenado electrónico al primer orden no nulo en teoría de perturbaciones.

Este resultado supone que el electrón se mueve en presencia de un único átomo. Esta suposición deja de ser válida para el caso de un electrón ultra-relativista moviéndose a través de un medio material, donde no es posible descartar la presencia de otros átomos.

Si durante la emisión de la radiación de frenado existieran procesos que actúan sobre el electrón o el fotón recién formado, se rompe la coherencia de la función de onda reduciendo la longitud efectiva de formación (l_f) y, por ende, la probabilidad de emisión del fotón. La longitud de formación puede estimarse a partir del principio de incerteza como la inversa del momento longitudinal mínimo transferido al núcleo q_{\parallel} . Si no son tenidos en cuenta ni el ángulo de emisión del fotón ni la dispersión del electrón, cuando $E \gg k$ y $E \gg m_e$, q_{\parallel} está dado por [14]:

$$q_{\parallel} = \frac{km_e^2}{2E(E-k)} \quad (D.4)$$

denotaremos a la longitud de formación estimada de esta manera como $l_{f_0} = 1/q_{\parallel}$.

Supongamos entonces que un electrón atraviesa un medio material con la posibilidad de que se produzca radiación de frenado. El punto donde ocurre el proceso está dentro de una zona de incerteza dada por la longitud de formación. Cualquier proceso que cambie el camino del electrón dentro de esa distancia l_{f_0} reducirá la probabilidad de emisión. El proceso que más frecuentemente influye en este caso es la dispersión múltiple de Coulomb. Usando la aproximación de ángulos pequeños, y cuando $E \gg k$ y $E \gg m_e$, el momento longitudinal transferido puede expresarse como:

$$q_{\parallel lpm} = \frac{km_e^2}{2E(E-k)} + \frac{k\theta_{MS/2}^2}{2} \quad (D.5)$$

donde $\theta_{MS/2}^2$ es el ángulo de dispersión múltiple en la mitad de la región de formación dado por:

$$\theta_{MS/2}^2 = \frac{E_s}{E} \sqrt{l_f/(2X_0)} \quad (D.6)$$

con $E_s = m\sqrt{4\pi/\alpha} = 21,2$ MeV, $X_0 = [4\eta\alpha r_e^2 Z^2 \ln(184Z^{-1/3})]^{-1}$ la longitud de radiación y η el número de átomos por unidad de volumen.

Cuando el segundo término de la ecuación D.5 se hace comparable en magnitud con el primero, el efecto de la dispersión múltiple comienza a ser significativo, es decir cuando:

$$y \leq \frac{E}{E + E_{LPM}} \quad (D.7)$$

donde

$$E_{LPM} = \frac{m_e^4 X_0}{E_s^2} \rightarrow E_{LPM}[eV] = 7,6 \times 10^{12} X_0 [cm] \quad (D.8)$$

es la energía característica del proceso, que depende del material e indica si el efecto puede o no ser despreciado. Por (D.7), cuando $E \gg E_{LPM}$ el efecto se extiende para todo el espectro de energías del fotón emitido.

Escribiendo explícitamente X_0 y E_s la energía característica E_{LPM} de la ecuación D.8 puede expresarse como:

$$E_{LPM} = \frac{m_e^2}{16\pi\eta r_e^2 Z^2 \ln(184Z^{-1/3})} \quad (D.9)$$

de esta manera queda en evidencia que E_{LPM} disminuye cuando la densidad del medio aumenta.

En aire a nivel del mar el valor de E_{LPM} es 237 PeV y en la parte superior de la atmósfera 3.6 EeV, por lo que el efecto sólo es importante en las primeras interacciones de la cascada. Para los medios definidos en TIERRAS, E_{LPM} se encuentra entre 80 y 300 TeV, haciendo que el efecto sea muy importante durante todo el desarrollo de la cascada.

Con el efecto LPM, la longitud de formación pasa a ser $l_f \approx 1/q_{||LPM}$, con $q_{||LPM}$ dado por la ecuación D.5. Así, cuando la dispersión múltiple de Coulomb es dominante la nueva longitud de formación se puede escribir como:

$$l_f = l_{f0} \sqrt{\frac{kE_{LPM}}{E(E-k)}} \quad (D.10)$$

Para medir la intensidad del efecto es conveniente introducir un factor de supresión definido como:

$$S = \frac{d\sigma_{LPM}/dk}{d\sigma_{BH}/dk} \quad (D.11)$$

donde $d\sigma_{BH}/dk$ corresponde a la sección eficaz de la teoría de Bethe y Heitler. Como la sección eficaz es proporcional a la longitud de formación, tenemos por las ecuaciones D.10 y D.11 que:

$$S = \sqrt{\frac{kE_{LPM}}{E(E-k)}} \quad (D.12)$$

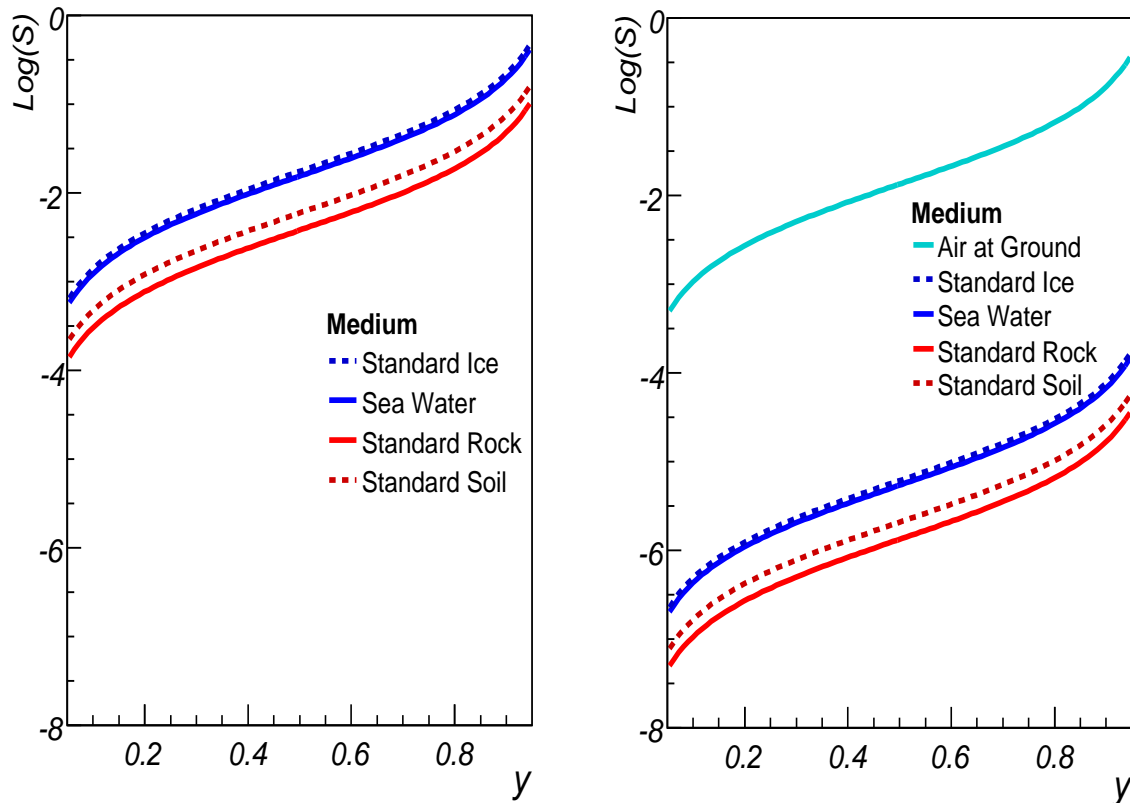


Figura D.2: Factor de supresión de la sección eficaz de Bethe-Heiliter por el efecto LPM según la ecuación D.12 para los distintos medios implementados en TIERRAS. Para un primario con energía de 10 PeV (a la izquierda): puede verse que a estas energías relativamente bajas la supresión en medios densos aún es importante; para un primario con energía 10 EeV incluyendo como referencia el valor en aire a nivel del suelo (a la derecha): puede verse que la supresión en medios densos es tres órdenes de magnitud mayor.

Al realizar una grafica de esta expresion (Figura D.2) queda en evidencia que, para energías mayores a la E_{LPM} , la supresión depende fuertemente de las características del medio y que la supresión de la sección eficaz en medios densos es muy importante incluso a energías de algunos PeV.

D.1. Supresión Dieléctrica

Cuando se tiene en cuenta la polarización del medio, la interacción de los fotones de baja energía con los electrones atómicos produce otro tipo de supresión de la sección eficaz, llamada supresión dieléctrica [9] [15]. Teniendo en cuenta que la constante dieléctrica es distinta de 1, $\epsilon = 1 - \omega_p^2/k^2$, donde ω_p es la frecuencia de plasma ($\omega_p^2 = 4\pi Z e^2 \eta / m_e$), el momento longitudinal transferido cambia en la ecuación D.4 a:

$$q_{\parallel sd} = \frac{k m_e^2}{2E(E-k)} + \frac{\omega_p^2}{2k} \quad (D.13)$$

Cuando el segundo término es comparable al primero, la supresión dieléctrica comienza a ser importante. Para esto, la energía del fotón emitido debe ser menor a una energía crítica dada por:

$$\omega_{crit} = \omega_p \sqrt{\frac{E(E-k)}{m_e^2}} \approx \omega_p \frac{E}{m_e} \quad (D.14)$$

Nótese que la corrección introducida por la constante dieléctrica es despreciable para la propagación pero no para la emisión, que cambia su espectro. La frecuencia crítica de la ecuación D.14 no es otra cosa que la frecuencia de plasma medida en el sistema de referencia del electrón. Definiendo

$$y_{diel} = \frac{\omega_p}{m_e} \quad (D.15)$$

y utilizando las ecuaciones D.13 y D.14, puede verse que la supresión dieléctrica es importante cuando $y \ll y_{diel}$, que corresponde a un valor de y del orden de 10^{-5} para los medios utilizados en TIERRAS.

D.2. LPM y Supresión Dieléctrica en Producción de Pares

En las secciones anteriores comentamos los efectos LPM y de supresión dieléctrica para la radiación de frenado. Para el efecto sobre la producción de pares podemos hacer las mismas consideraciones, pues su tratamiento es muy similar. La expresión para la sección eficaz diferencial en este proceso, donde un fotón de energía k produce un par e^+e^- de energías E y $k-E$, respectivamente, puede obtenerse de manera inmediata a partir de la encontrada para la radiación de frenado [9] [14].

La supresión dieléctrica en este proceso es siempre despreciable, ya que sólo influye sobre la emisión de fotones de baja energía, que no pueden producir pares.

Referencias de los Apéndices

- [1] Lord Rayleigh 1871 *Phil. Mag.*, **41**, p. 107.
- [2] A. Bucholtz 1995 *Appl. Opt.*, **34**, p. 2765.
- [3] F. Riewe y A.E.S. 1978 *Appl. Opt.*, **17**, p. 1923.
- [4] <http://cc.in2p3.fr>
- [5] Segemar Isntemin (2007) *Realización de estudios geológicos geotécnicos de la zona de El Sosneado, Malargüe, Mendoza*. Caracterización básica de suelos.
- [6] C. Amsler et al. [Particle Data Group] 2008 *Physics Letters*, **B667**, p. 1.
- [7] S. Sciutto, AIRES 2.6 user Manual, www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires
- [8] L. D. Landau y I. J. Pomeranchuk 1953 *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **92** **535**, p. 735.
- [9] A. B. Migdal 1956 *Phys. Rev.* **103**, p. 1811.
- [10] P. Anthony et al. 1997 *Phys. Rev. D* **56**, p. 1373.
- [11] J. Alvarez-Muñiz y E. Zas 1998 *Phys. Lett. B* **434**, p. 396.
- [12] J. Alvarez-Muñiz y E. Zas. Phys. 1997 *Phys. Lett. B* **411**, p. 218.
- [13] H. Bethe y W. Heitler 1943 *Proc. Roy. Soc.* **146**, p. 83.
- [14] S. Klein 1998 *Phys. Lett. B* textbf428, p. 120.
- [15] M. L. Ter-Mikaelian 1972 *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media* Jon Wiley & Sons, New York.

