



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS DE HIDALGO



FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”

“Estudio de la componente muónica en chubascos de partículas, producidos por rayos cósmicos en la atmósfera, usando el experimento KASCADE-Grande”

TESIS

PARA OBTENER EL GRADO DE:
LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

PRESENTA:

Antonio Tavera Vázquez

ASESOR:

Dr. Juan Carlos Arteaga Velázquez

Instituto de Física y Matemáticas

U.M.S.N.H

Morelia, Michoacán, México; agosto 2010

*Para mis padres Antonio y Alejandra,
y mi hermana Lucy*

Resumen

Los rayos cósmicos son núcleos de elementos químicos ligeros y pesados, como el hidrógeno y el hierro, y partículas varias como protones, electrones, neutrones, gammas y antimateria que viajan por todo el universo. Su espectro de energía se extiende a lo largo de once órdenes de magnitud, considerándose altas energías el rango $10^{14} - 10^{18}$ eV y ultra altas energías, $10^{18} - 10^{21}$ eV. Este trabajo comienza con un desarrollo histórico de los rayos cósmicos, desde su descubrimiento en 1912 por V. Hess hasta la época actual con experimentos cada vez más eficientes y con mayor capacidad para medir distintos parámetros de un chubasco.

El objetivo principal de la presente tesis es la investigación de los eventos observados por el experimento KASCADE-Grande, utilizando los datos de la componente muónica eligiendo al modelo de interacción hadrónica EPOS 1.99 para corregir el número de muones debido a las incertidumbres sistemáticas y para asignar energía a los eventos. Hay que aclarar que el experimento KASCADE-Grande trabaja en la región de $10^{14} - 10^{18}$ eV de energía primaria donde se encuentran propiedades interesantes en el espectro de energía, registrándose un cambio de índice espectral aproximadamente a 10^{15} eV, conocido como “rodilla” y un posible segundo cambio alrededor de 10^{17} eV, conocido como “segunda rodilla”. Se reconstruyó el espectro de energía de los rayos cósmicos aplicando el método de cortes a intensidades constantes (CIC) sobre el flujo integral de muones. Este método asume que los rayos cósmicos arriban a la Tierra en forma isotrópica. El objetivo del método es extraer las curvas de atenuación de los muones de los chubascos en la atmósfera, para corregir los datos del número de muones en la casacada debido al efecto de la profundidad atmosférica y combinar posteriormente la información proveniente de diferentes ángulos cenitales en forma independiente del modelo hadrónico. De las curvas de atenuación se extrajo un sólo flujo de muones a un ángulo cenital de referencia.

Con ayuda de las simulaciones de Monte Carlo se calculó la función de calibración, que relaciona el flujo de muones con el espectro de energía de la partícula primaria en el marco del modelo EPOS 1.99. Enseguida se obtuvo el espectro de energía asumiendo distintas composiciones para la partícula primaria: mixta, protones y hierro. Finalmente se aplicó la matriz de respuesta para corregir errores en la forma del espectro de energía, debidos al fenómeno de migración de eventos que provienen de las fluctuaciones en el desarrollo del chubasco.

De igual manera, se comparó la longitud de atenuación reconstruída a partir de EPOS 1.99, con aquella obtenida con QGSJET II, en ambos casos asumiendo una composición mixta. Estos resultados se confrontaron con los resultados experimentales para estimar la eficacia de los modelos de interacción hadrónica en la construcción de la longitud de atenuación de las partículas, por efecto de la profundidad atmosférica.

Con los resultados del trabajo se puede valorar por primera vez el comportamiento de EPOS 1.99 utilizando la componente penetrante del chubasco y aplicando el método de cortes a intensidades constantes.

Índice general

Resumen	III
Introducción	1
1. Rayos cósmicos de alta energía	3
1.1. Marco histórico	3
1.2. Composición de los rayos cósmicos	7
1.3. Espectro de energía	8
1.4. Fuentes y mecanismos de aceleración	10
1.4.1. Fuentes	11
1.4.2. Mecanismos de aceleración	11
2. Chubascos atmosféricos de partículas	15
3. Técnicas de detección	25
3.1. Detección directa	25
3.2. Detección indirecta	26
4. KASCADE-Grande	29
4.1. Características del detector KASCADE	29
4.1.1. Estación detectora	30
4.1.2. Detector central	32
4.1.3. Detector de trazas de muones	34
4.2. Características del detector Grande	35
4.3. Arreglo Piccolo	39
4.4. LOPES	39
4.5. Reconstrucción de eventos en KASCADE-Grande	40

ÍNDICE GENERAL

4.5.1. Función de corrección de la energía lateral	40
4.5.2. Dirección de arribo	41
4.5.3. Función de distribución lateral para partículas cargadas	43
4.5.4. Función de distribución lateral para muones	43
4.5.5. Precisión y resolución en KASCADE-Grande	46
5. Modelos de interacción hadrónica	49
5.1. Simulaciones de Monte Carlo	55
6. Método de cortes a intensidades constantes (CIC)	57
7. Reconstrucción del espectro de energía	63
7.1. Cortes de calidad	64
7.2. Índice espectral	66
7.3. Eficiencia	68
7.4. Función de corrección de muones	75
7.5. Espectro de muones	81
7.6. Flujo integral de muones y cortes a intensidad constante	87
7.7. Curvas de atenuación	88
7.8. Fórmula de calibración. $\log_{10}(E^{Real})$ vs $\log_{10}(N'_{\mu})$	93
7.9. Espectro de energía	97
7.10. Matriz de respuesta	101
8. EPOS 1.99, N_{μ} y la longitud de atenuación de hadrones	113
8.1. Longitud de atenuación	113
8.2. Producción de muones y electrones	118
Conclusiones	121
Referencias	125
Nomenclatura	131
Agradecimientos	135

Introducción

¿Qué es esto? ¿por qué ocurre? ¿cómo lo hace? ¿desde cuándo sucede?...

La motivación principal del quehacer científico es responder a estas y más incógnitas que surgen al maravillarse por todo lo existente en el universo, desde lo que parece muy simple y cotidiano como el rebote de una pelota, hasta algo complejo como el sistema meteorológico o el sistema planetario; basta que nos sorprendamos con alguno de sus componentes para empezar a cuestionarnos y buscar respuestas a tan fascinante entorno.

A lo largo de los años, como resultado de saciar la curiosidad del científico, se han hecho descubrimientos en todas las áreas de la ciencia y, por supuesto, la Física no es la excepción. En particular, la Astrofísica y la Física de Partículas han puesto énfasis en “objetos” pequeñísimos e imperceptibles a simple vista que viajan por todo el universo y consecuentemente en la atmósfera terrestre, los cuales nos acompañan todos los días sin siquiera darnos cuenta. Estas pequeñeces, de un interés nada pequeño, son los *rayos cósmicos*: núcleos cargados de elementos químicos y partículas varias como protones, electrones, neutrones, gammas y antimateria, o por qué no decirlo *mensajeros del espacio*. Pero, ¿de dónde vienen? ¿cómo se aceleran? ¿cómo se transportan? ¿qué influencia tienen sobre todos los seres vivos de nuestro planeta? La búsqueda de respuestas a estas incógnitas que parece sencillo formular pero que contestar no lo es en absoluto, es la motivación esencial para el estudio y entendimiento de la Física de Astropartículas; motivación y fuente de inspiración que comparto para desarrollar esta tesis.

Las ganas de resolver el misterio de los rayos cósmicos se remontan a las fechas en que se descubrió su existencia hace casi 100 años. Desde entonces, las técnicas para su detección han evolucionado. Se han implementado cada vez más y mejores mecanismos para vislumbrar sus propiedades, como en el caso de detectores más sofisticados o redes de estaciones detectoras cada vez más eficientes y con varias técnicas de detección; se han propuesto mecanismos de aceleración congruentes con los resultados del cálculo de su espectro de energía; se han desarrollado diversos modelos hadrónicos para intentar comprender la interacción de los rayos cósmicos con las moléculas que conforman la atmósfera terrestre y se cuenta con simulaciones Monte Carlo de los chubascos atmosféricos. En pocas palabras, el ser humano se ha esforzado por tratar de entender estas partículas extraterrestres y qué mejor ejemplo que las grandes colaboraciones que reúnen cientos de participantes de diferentes latitudes.

El objetivo de este trabajo es el de caracterizar el comportamiento del modelo de interacción hadrónica EPOS 1.99 (ver capítulo 5) reconstruyendo el espectro de energía de

los rayos cósmicos aplicando el método de cortes a intensidades constantes (CIC) a los datos almacenados, a partir de la componente muónica de los chubascos de partículas detectados por el experimento KASCADE-Grande, ubicado en el Campus Norte del Instituto Tecnológico de Karlsruhe, Alemania, el cual contribuye con la detección de partículas en el rango de energía $10^{14} - 10^{18}$ eV. En el capítulo 4 se detalla el experimento al igual que el método de reconstrucción de eventos y en el capítulo 7 se sigue la metodología para la reconstrucción del espectro de energía a partir de la componente penetrante de las cascadas, bajo la aplicación de EPOS 1.99.

Por otro lado, resulta educativo comparar los resultados obtenidos con distintos modelos de interacción hadrónica, en este caso se calculó la longitud de atenuación de los chubascos de partículas aplicando EPOS 1.99 y QGSJET II. Ambos resultados se compararon con los resultados experimentales, presentados en el capítulo 8, los cuales nos permiten identificar los alcances de los múltiples modelos hadrónicos.

Las conclusiones de la presente tesis se ubican al final del escrito.

Es importante destacar que para poder llevar a buen fin este cometido ha sido necesario entender los aspectos generales y varios particulares del funcionamiento de KASCADE-Grande, desde los componentes electrónicos hasta la forma de calibración de las estaciones detectoras y los diferentes métodos de reconstrucción del espectro de energía de los rayos cósmicos. El entendimiento se logró realizando una estancia de dos meses y medio en el Campus Norte del Instituto Tecnológico de Karlsruhe, teniendo contacto directo y charlas con los expertos diseñadores y constructores del experimento, con la gente que trabaja con el análisis de los datos recabados y analizando los alcances y objetivos principales del proyecto en el cual participan investigadores pertenecientes a 10 institutos de 8 países distintos (Alemania, Italia, Rumania, Polonia, Bélgica, Noruega, México y Brasil).

No queda más que darle un vistazo al trabajo desarrollado en las próximas páginas, esperando que a través de estas líneas el lector se sienta atraído por la Física y la ciencia en general y no desfallezca antes de aventurarse a desenvolver sus misterios. Que cada palabra contribuya al mejoramiento del conocimiento humano.

...por el descubrimiento de la verdad.

Capítulo 1

Rayos cósmicos de alta energía

El universo está compuesto por diversas clases de estructuras, entre ellas las galaxias, diferentes tipos de estrellas, sistemas solares, cometas, meteoritos, polvo estelar, radiación electromagnética; estructuras exóticas, como los agujeros negros y la materia oscura, y elementos como la energía oscura, además de otras componentes para que varias teorías tengan fundamento. Mientras más preciso y minucioso se quiera ser con el estudio de la composición del universo, encontraremos estructuras cada vez más simples y esenciales, entre ellas las partículas fundamentales que describe el Modelo Estándar [1–3]. Estas estructuras incluyen diversas partículas cargadas altamente energéticas que permean todo el universo y que continuamente golpean a la atmósfera de la Tierra, denominadas como *rayos cósmicos*. La mayoría de éstos consisten en núcleos cargados y protones, además de una fracción de electrones, neutrones, gammas y antimateria.

1.1. Marco histórico

Los primeros reportes acerca de la existencia de una radiación penetrante en la atmósfera se dieron antes de la reunión de la Sociedad Americana de Física (“American Physical Society”) del 31 de Diciembre de 1902 en Washington D.C. Tales reportes provenían de dos grupos de investigación independientes: E. Rutherford y H. L. Cooke, en la ciudad de Montreal, y J. C. McLennan y E. F. Burton, en la ciudad de Toronto. Al principio se creía que el origen de esta radiación penetrante se encontraba en la superficie de la Tierra [1, 4].

Tiempo después, en 1910, T. Wulf se dió cuenta de una reducción del 60% en la intensidad de ionización de la atmósfera con ayuda de un electrómetro que colocó en la parte superior de la torre Eiffel, aparentemente confirmando el origen terrestre de la radiación ionizante de la atmósfera por la disminución que detectó respecto a la intensidad al nivel de la superficie terrestre. Ese mismo año, A. Gockel estimó la conductividad eléctrica de la atmósfera como función de la altura, midiendo la razón de escape de partículas cargadas de un electrómetro aislado de Wulf, llegando hasta una altura de 4 km, ascendiendo en globo aerostático. Se encontró que la razón de escape de la carga era mayor a esta altura que cerca de la superficie terrestre, lo que significaba que la ionización de la atmósfera era superior en comparación con los valores cerca del suelo. Aunque Gockel no tenía explicación para este fenómeno, fue

Capítulo 1. Rayos cósmicos de alta energía

precursor del descubrimiento de la radiación cósmica [5].

Los rayos cósmicos oficialmente fueron descubiertos en 1912 por el austriaco V. Hess, homenajeado con el Premio Nobel en 1936, quien mostró que con la altura existe un incremento en la ionización de la atmósfera (previamente detectado por Gockel pero sin explicación alguna), con ayuda de envases de vidrio herméticamente cerrados en cuyo interior se encontraban dos electrodos a un alto voltaje. Las muestras eran tomadas hasta una altura de 5 km gracias al uso de un globo aerostático. Hess descubrió que se alcanza un mínimo de ionización de la atmósfera a una altura de aproximadamente 700 m y, además, se percató de que este efecto de ionización se incrementaba con la altura a partir de este punto, primero lentamente y luego más rápidamente, por lo tanto, se especulaba que el fenómeno debía ser provocado por un agente proveniente del exterior de la Tierra [1, 6]. El mismo año, Wilson desarrolló la cámara de niebla e hizo lo posible para detectar y seguir las trazas dejadas por las partículas ionizantes. Su desarrollo de la cámara de niebla lo hizo acreedor al Premio Nobel en 1927. En 1914 W. Kohlhöster, confirmó los resultados de Hess experimentando hasta alturas de 9 km [1, 4]. Kohlhöster estimó que el coeficiente de absorción de la radiación extraterrestre era de $\mu = 0.57 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ de agua, cantidad que después sería refutada y corregida [4].

R. A. Millikan se interesó en el estudio de los rayos cósmicos mientras se encontraba en el Instituto Tecnológico de California. Los primeros electroscopios y barómetros fueron construidos por él con ayuda de I. S. Bowen, en 1922 y enviados hasta una altura de 15.5 km. Con ayuda de algunos de sus estudiantes, realizó mediciones en el monte Whitney a una altura de 4130 m y en la punta del Pico de Pike a 4300 m. Millikan encontró una discrepancia con las mediciones del coeficiente de absorción de Kohlhöster. Fue cuando el mismo Kohlhöster realizó nuevas mediciones de los rayos cósmicos, ahora en cuevas de hielo en el glaciar Jungfrau, Suiza, encontrando que el coeficiente de absorción de la radiación era de $\mu = 0.25 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ de agua; superior a la de otros tipos de radiación conocidos hasta el momento, lo que mostraba el carácter penetrante de los primeros.

Millikan continuó haciendo experimentos con electroscopios pero ahora en las profundidades de algunos lagos, con la colaboración de G. H. Cameron. Los lagos elegidos fueron el lago Muir a 3540 m de altura, ubicado cerca del risco del monte Whitney, y el lago Arrowhead a una altura de 1530 m, al sur de California. La máxima profundidad alcanzada para estos experimentos fue 27 m. Obtuvieron resultados tan finos en sus curvas de absorción, que marcaron el inicio de la precisión de las mediciones en los trabajos concernientes a rayos cósmicos. Dos resultados importantes se obtuvieron a partir de estos experimentos:

1. Se concluyó que la radiación penetrante proviene de alguna parte a mayor altura que el lago que se encuentra a mayor altitud y que además, según la precisión de las mediciones, ninguna parte de esta radiación tiene su origen en las capas de aire ubicadas entre los dos lagos.
2. La segunda conclusión a la que se llegó fue que la radiación tiene varias componentes, una denominada suave y otra dura, cuyos coeficientes de absorción varían entre $\mu = 0.30 \text{ cm}^{-1}$ y $\mu = 0.18 \text{ cm}^{-1}$.

Fue Millikan quien, a raíz de este experimento, bautizó a esta radiación con el nombre de *rayos cósmicos*. Después de estos experimentos, algunos otros científicos llevaron a cabo mediciones a diferentes alturas y profundidades en agua, encontrando más componentes en esta radiación penetrante [4,7]. Millikan se había dado cuenta de que esta radiación detectada podría ser una radiación secundaria, no proveniente directamente del exterior de la Tierra.

Estudios posteriores desarrollados por físicos como P. Auger, en 1938 [8], e independientemente por Kohlhöster [9], llevaron al descubrimiento de los chubascos de partículas en la atmósfera. Esto es, cuando una partícula altamente energética ingresa en la atmósfera terrestre comienza a interactuar con los núcleos de las partículas que componen el aire, iniciando una cascada de interacciones secundarias que dan como resultado un chubasco de fotones, leptones, mesones y hadrones los cuales alcanzan la superficie de la Tierra, abarcando un área de hasta 20 km^2 ; cuya estructura se explica con detalle en el capítulo 2. P. Auger y sus colaboradores hicieron las primeras estimaciones sobre el espectro de energía de las partículas que conforman el chubasco y a partir de éstas, la energía de las partículas primarias. Usualmente la primera partícula que interactúa es llamada *partícula primaria*, mientras que las que resultan de las interacciones siguientes son llamadas *partículas secundarias*. A lo largo de las décadas se han detectado chubascos de partículas para energías más allá de 10^{15} eV . El espectro de energía describe el flujo de rayos cósmicos como función de la energía, el cual presenta distintas características de acuerdo con el cambio en el índice de la función que lo parametriza, teniendo en promedio un índice espectral de $\gamma = 3$. Mayores detalles se dan en la sección 1.3.

Uno de los fenómenos presentes en el espectro de energía es el de la “rodilla”, que se observa alrededor de 10^{15} eV , donde la pendiente del espectro cambia. Éste fenómeno fue detectado en 1958 por G. V. Kulikov y G. B. Khristiansen, a partir de la detección y medición de la componente cargada de los chubascos atmosféricos, con ayuda de una red de detectores de $20 \times 20 \text{ m}^2$ [10]. Estos científicos realizaron estudios posteriores con la finalidad de averiguar la anomalía que se presenta en el espectro de energía [11].

En enero de 1989 comenzó la etapa de adquisición de datos en el experimento EAS-TOP, misma que culminó su trabajo en mayo del 2000. EAS-TOP se encontraba ubicado sobre el laboratorio subterráneo Gran Sasso en el Campo Imperatore, centro de Italia, estudiando los chubascos atmosféricos de partículas para reconstruir el espectro de energía primaria en la región de $10^{14} - 10^{16} \text{ eV}$. Consistía en una red de 35 módulos de detectores de plástico centelleador, de 10 m^2 cada uno, distribuidos sobre una superficie de 10^5 m^2 . La principal investigación llevada a cabo con este experimento abarcó el estudio de la forma del espectro de energía de los rayos cósmicos, la composición química de estas partículas, la investigación de posibles anisotropías en el flujo de los rayos cósmicos y la búsqueda de fuentes de rayos γ que podrían ser también emisores de rayos cósmicos [12]; lo anterior, analizando la componente muónica y la electromagnética del chubasco, además de la relación existente entre la densidad promedio de muones, su distribución a lo largo del chubasco y el número de partículas cargadas, asumiendo tres grupos de masa primarios (composición química): protones o 50 % protones - 50 % helio, nitrógeno y hierro. Estos estudios arrojaron valiosas aportaciones como [13]:

- La detección de un cambio en la pendiente del espectro de energía en la región $E^{He} \approx$

Capítulo 1. Rayos cósmicos de alta energía

$(3.5 \pm 0.3) \times 10^6$ GeV (región del fenómeno de la “rodilla”), asumiendo una composición primaria de helio, guiando a la conclusión de un cambio en el índice espectral, para la composición ligera, de $\gamma_{p,He} > 3.1$.

- Un posible cambio en la pendiente del espectro para la composición intermedia, en la región de $E^{CNO} \approx (6 - 7) \times 10^6$ GeV, con un índice espectral de $\gamma_{CNO} \approx 2.75$.
- Una pendiente constante para el espectro de energía, asumiendo una composición pesada, $\gamma_{Fe} \approx 2.3 - 2.7$, consistente con los resultados de experimentos de detección directa.
- Consistencia entre la evolución de la composición para los distintos grupos de masa y los modelos estándar de aceleración y propagación de los rayos cósmicos en nuestra galaxia, prediciendo una dependencia rígida entre la ruptura del espectro de energía y las diferentes composiciones.

En 1996 comenzó el periodo de adquisición de datos del experimento KASCADE, construido para detectar chubascos atmosféricos en la región de $10^{14} - 10^{16}$ eV de energía primaria. KASCADE ha aportado información acerca de la estructura de la “rodilla” en el espectro de energía para distintas composiciones primarias, además, el montaje experimental de los detectores ha permitido separar directamente la componente electromagnética y la muónica en cuatro umbrales de energía distintos. Por otro lado, se han examinado diversos modelos de interacción hadrónica [14] (ver capítulo 5) con los datos de KASCADE y se ha desarrollado el programa de simulaciones de chubascos atmosféricos CORSIKA (“COsmic Ray SIMulations for KAScade”) basado en el código Monte Carlo [15], con la versión actual 6.970 lanzada el 19 de julio del 2010. En 2003, el experimento fue ampliado a KASCADE-Grande agregando a KASCADE, una red de 0.5 km^2 , formada por 37 detectores de centelleo del experimento EAS-TOP, con objeto de estudiar los rayos cósmicos en la región de $10^{14} - 10^{18}$ eV de energía primaria. Una de las principales metas de KASCADE-Grande es la búsqueda de una posible “rodilla” en el espectro del hierro, y una “segunda rodilla” en el espectro primario de rayos cósmicos, estructuras que quizá están conectadas con la “rodilla” alrededor de 3×10^{15} eV en el espectro primario de energía. En el capítulo 4 se detallan las características del experimento.

Más allá de las energías estudiadas por el experimento KASCADE-Grande, se encuentra la región de ultra altas energías, detectandose el primer evento en 1962, arriba de 10^{20} eV, empleando el experimento Volcano Ranch, ubicado en Nuevo México, Estados Unidos de América, el cual consistía en una red de 20 detectores de centelleo con un área de 3.3 m^2 cada uno, separados entre sí por una distancia de 147 m, cubriendo una superficie de 884 m^2 [16].

Para el estudio de los rayos cósmicos a las más altas energías, en 2004, durante su construcción, se inició la captura de datos con el experimento Pierre Auger ubicado en la Pampa Amarilla, Argentina; proyecto ideado en 1991 en la Conferencia Internacional de Rayos Cósmicos en Dublín, Irlanda, con el diseño propuesto entre 1992 y 1995 por Jim Cronin de la Universidad de Chicago, Alan Watson de la Universidad de Leeds y Murat Moratav de París VI y VII [17]; inaugurando su construcción el 18 de marzo de 1999 en Malargüe, Argentina, finalizando en junio del 2008 [18]. Abarca un área de 3000 km^2 y está formado por más de 1600

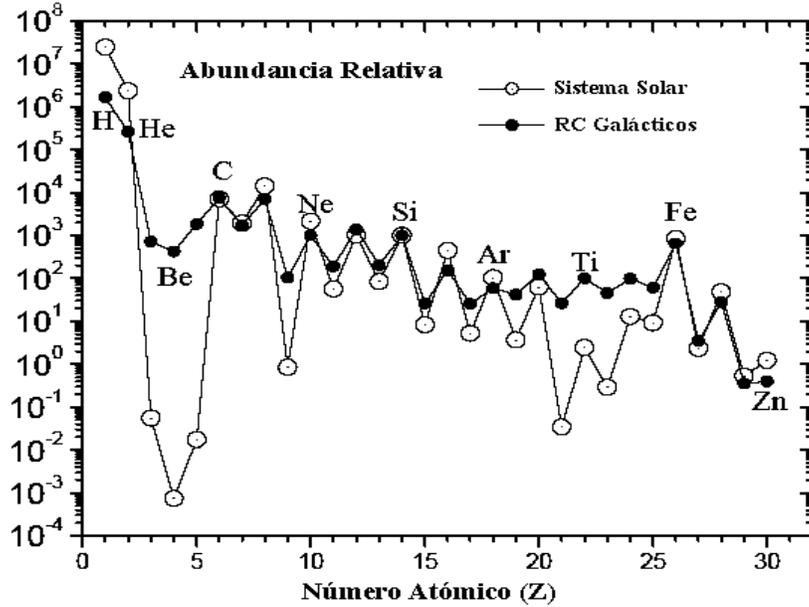


Figura 1.1: Se muestra la abundancia relativa (eje y) de elementos químicos en el Sol y nuestra galaxia [24].

detectores Cherenkov de agua y por 24 telescopios de fluorescencia, lo que lo hace único en su categoría: híbrido por las dos diferentes técnicas de detección que utiliza y el más extenso por la enorme superficie que cubre. El observatorio está diseñado para capturar datos a ultra altas energías, (más allá de 10^{18} eV) para poder analizar fenómenos como el “tobillo”, el efecto Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) y estudiar el origen, energía y propagación de dichas partículas [19, 20]. Actualmente se está planeando la construcción de la segunda parte del experimento Pierre Auger en Estados Unidos, el cual tendrá una extensión aproximada de 20000 km² y completará el proyecto de una gran colaboración con lo que se tendrá una visión de ambos hemisferios terrestres [21].

1.2. Composición de los rayos cósmicos

Mediante los experimentos en la atmósfera con globos y satélites, se ha estimado que, hasta energías de 1 – 2 TeV/nucleón, aproximadamente el 98 % de estas partículas son hadrones, mientras que el 2 % restante es una mezcla de electrones y fotones. Por otra parte 87 % de la componete hadrónica está formada por protones, 12 % por núcleos de helio y el resto por núcleos completamente ionizados o elementos más pesados que los ya mencionados [22].

La abundancia de elementos químicos observada en las mediciones de los rayos cósmicos es similar, a primera aproximación, a la abundancia observada en el medio interestelar como se aprecia en la figura 1.1.

De esta figura observamos que, a pesar de que la composición en rayos cósmicos y en el sistema solar es muy similar, hay algunas diferencias importantes que habrá que resaltar. Por ejemplo, la abundancia de litio ($Z = 3$), berilio y boro es mayor en el medio interestelar que en el sistema solar. Por otra parte, la concentración de hierro es consistente con la abundancia en el sistema solar, pero hay un exceso de elementos un poco más ligeros que el hierro. Ahora bien, la composición de hidrógeno y helio es menor en el medio interestelar que en el sistema solar. Una forma de comprender las observaciones anteriores es asumir que en su origen, los rayos cósmicos tienen la misma abundancia que la materia solar. Como estas partículas atraviesan el medio interestelar, interactúan con gas y polvo y en el proceso los núcleos pesados se rompen en núcleos más ligeros. Modelos detallados muestran una consistencia entre la abundancia de rayos cósmicos y la materia solar considerando que esta desintegración de los núcleos pesados (conocida como espalación) proviene de los efectos de propagación en el medio interestelar.

La composición de los rayos cósmicos para energías entre TeV y PeV es, aproximadamente, 50 % protones, 25 % partículas α , 13 % CNO y 13 % hierro, según observaciones. Los electrones comprenden $\leq 10^{-2}$ % y las partículas gamma, del orden de 10^{-3} % [23].

La composición química de los rayos cósmicos es conocida sólo para energías abajo de 10^{14} eV ya que arriba de este valor una medición directa de las partículas primarias es prácticamente imposible, por el poco flujo de eventos (gran cantidad de tiempo de arribo de las partículas, abarcando superficies pequeñas), debiendo estimarse a partir de mediciones indirectas con arreglos de detectores a nivel del suelo o bajo éste, como es el caso de KASCADE-Grande, para energías entre 10^{15} y 10^{18} eV, y el Observatorio Pierre Auger, para energías entre 10^{19} y 10^{21} eV.

Al cambiar el rango de energía de las partículas, se observa de igual manera un cambio en la composición química de la partícula primaria, detectándose los ya mencionados cambios en el espectro de los rayos cósmicos a distintas energías: la “rodilla”, la “segunda rodilla” y el “tobillo”.

1.3. Espectro de energía

El espectro de energía de los rayos cósmicos se extiende por más de 11 órdenes de magnitud, desde cientos de varios MeV, hasta 10^{20} eV. Se ha observado que el flujo de partículas, F , obedece una ley de potencias:

$$F(E) \propto E^{-\gamma}, \quad (1.1)$$

donde γ es el denominado índice espectral. Diversos autores prefieren incluir el signo negativo dentro del índice espectral; nosotros utilizaremos el índice espectral sin el signo negativo.

El flujo de rayos cósmicos decrece de $\approx 1000 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, a $E \approx 1 \text{ GeV}$, hasta $1 \text{ km}^{-2}\text{siglo}^{-1}$ a las más altas energías ($E \approx 10^{20} \text{ eV}$). Esto marca un límite a las técnicas de detección directa de rayos cósmicos. Debajo de 10^{15} eV el flujo es bastante grande ($\Phi > 1 \text{ m}^{-2}\text{año}^{-1}$) como para detectar a los rayos cósmicos de forma directa con experimentos en globos, satélites y aviones. En cambio, arriba de 10^{15} eV el flujo disminuye rápidamente por lo que la detección directa es impráctica. Se aplica entonces la observación indirecta a través de la detección de los chubascos de partículas que los rayos cósmicos producen en la atmósfera terrestre, a su llegada a nuestro planeta.

En el espectro de energía existen dos estructuras intrigantes que han derivado en nuevas investigaciones. A energías $E \approx 3 \times 10^{15} \text{ eV}$ se observa un cambio en la ley de potencias, variando el índice espectral desde 2.7 a 3.1, dando lugar a la estructura conocida como “rodilla”, motivo de estudio del detector KASCADE [10, 25], mientras que alrededor de $E \approx 5 \times 10^{18} \text{ eV}$ el espectro se torna plano, el índice espectral toma el valor de 2.8, formando el “tobillo”. Se especula que el “tobillo” se debe a un cambio de composición galáctica a extragaláctica. Algunos experimentos reportan otro cambio en la pendiente del espectro a $E \approx 3 - 7 \times 10^{17} \text{ eV}$, formando lo que se conoce como “segunda rodilla”.

Estudiar estas estructuras es de gran interés ya que se especula que a las energías donde se detectan estos cambios, se puede dar una transición entre la composición química dominante de los rayos cósmicos, abriendo las puertas a la designación, de forma más precisa, de candidatas a fuentes de rayos cósmicos; de la misma manera, estas pueden ser energías de referencia para distinguir entre rayos cósmicos originados en la galaxia o rayos cósmicos originados extragalácticamente, permitiendo especular más acerca del origen de los rayos cósmicos e incluso, indagar acerca de sus mecanismos de aceleración y transporte.

Por otro lado, la región superior del espectro de energía sobre los 10^{20} eV , muestra un corte conocido como GZK. Esta región de alta energía es objeto de investigación del Observatorio Pierre Auger.

El espectro primario de energía de rayos cósmicos se puede apreciar en la figura 1.2.

El corte GZK fue predicho por Greisen, Zatsepin y Kuzmin, en 1966 [26], el cual se debe a que los rayos cósmicos con energías mayores a $6 \times 10^{19} \text{ eV}$, interaccionarían con la radiación cósmica de fondo (microondas) de la siguiente forma:



Los protones de mayores energías perderían energía rápidamente debido a este proceso de interacción, causando que el espectro se vea “cortado” a energías alrededor de $6 \times 10^{19} \text{ eV}$.

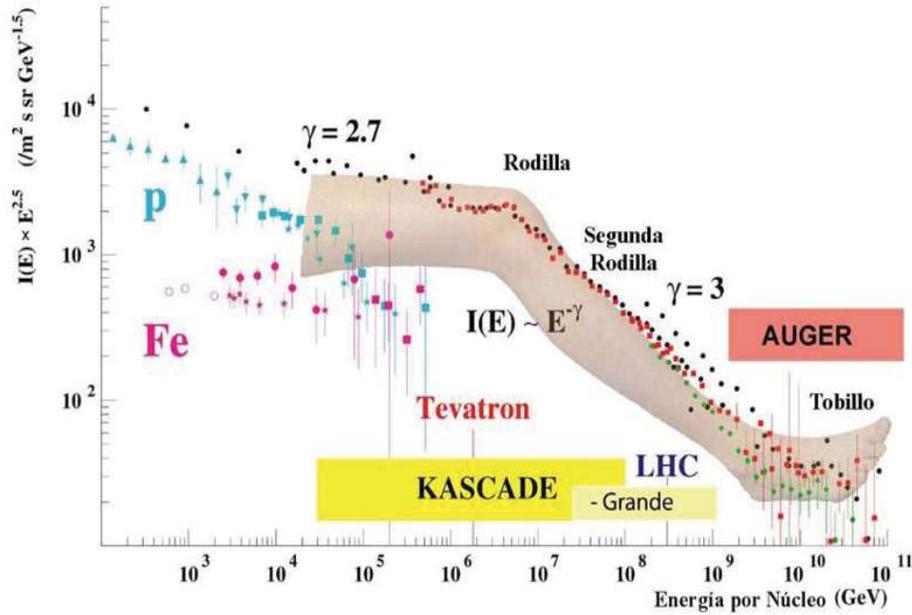


Figura 1.2: Espectro de energía de rayos cósmicos, multiplicado por $E^{2.5}$, para observar las estructuras del mismo. Se aprecian las regiones donde el índice espectral (γ) sufre cambios drásticos; fenómenos que son objeto de estudio. La “rodilla” ubicada en $E \approx 3 \times 10^{15}$ eV, la “segunda rodilla” ubicada en $E \approx 3 - 7 \times 10^{17}$ eV y el “tobillo” ubicado en $E \approx 5 \times 10^{18}$ eV. Crédito de la imagen: Andreas Haungs [27].

La existencia de dicho corte fue confirmada por mediciones recientes del observatorio Pierre Auger [28, 29].

1.4. Fuentes y mecanismos de aceleración

El origen de los rayos cósmicos es uno de los mayores problemas astrofísicos sin resolver. Cuando se discute el origen de los rayos cósmicos, se debe distinguir entre la fuente y los mecanismos de aceleración aunque ambos pueden estar estrechamente relacionados.

Los rayos cósmicos pueden ser producidos por interacciones entre partículas en los lugares de aceleración, o bien, pueden ser parte de la materia nuclear de la fuente o el medio que los rodea, como en los pulsares. Por supuesto que los mecanismos de aceleración pueden estar basados en física convencional usando potenciales gravitacionales o electromagnéticos, tal como en remanentes de supernovas o en núcleos galácticos activos [1]. Se asume generalmente que los rayos cósmicos son acelerados en la fuente o cerca de ella.

A continuación se discutirán algunas de las posibles fuentes de rayos cósmicos y los mecanismos de aceleración.

1.4.1. Fuentes

Son candidatos de fuentes de rayos cósmicos y de aceleración: las explosiones de supernovas, pulsares, magnetares, agujeros negros con discos de acreción y los centros de galaxias con núcleos activos [1].

1.4.2. Mecanismos de aceleración

Existen varios modelos de aceleración, lo que indica que aún no se entiende en su totalidad el mecanismo real. Cabe mencionar que es posible que diferentes mecanismos de aceleración estén actuando para diferentes energías.

En general, los mecanismos de aceleración se pueden clasificar en tres tipos [9]:

- **Modelos estocásticos de aceleración:**

En este tipo de modelos, los rayos cósmicos ganan su energía debido a diversas interacciones con un frente de choque (onda de choque). El frente de choque, con respecto al medio interestelar, está compuesto de material expulsado por supernovas al momento de su explosión; siendo este material núcleos cargados de elementos pesados de la familia del hierro, cobalto y níquel. Los rayos cósmicos son acelerados dentro de la región de la onda de choque al estar confinados por acción del campo magnético existente. Estas partículas se mantienen ahí hasta que alcanzan una energía suficiente para escapar del alcance del campo magnético y, por lo tanto, aceleradas lo suficiente. Esta aceleración que ganan los rayos cósmicos puede ser descrita de manera acertada por el mecanismo de Fermi de primer orden [1, 30]. Asumamos que el frente de choque se mueve con velocidad u_1 . Detrás del frente de choque, el gas remanente se mueve con velocidad u_2 . Esto significa que el gas tiene una velocidad de $u_1 - u_2$ en el sistema del laboratorio. Supongamos que una partícula (rayo cósmico) con velocidad v choca con el frente de choque y rebota en éste, lo que da lugar a que gane una energía

$$\Delta E = \frac{1}{2}m(v + (u_1 - u_2))^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(2v(u_1 - u_2) + (u_1 - u_2)^2). \quad (1.4)$$

Como los términos lineales dominan ($v \gg u_1, u_2; u_1 > u_2$), de este modelo simple se obtiene una ganancia relativa de energía

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{2(u_1 - u_2)}{v}. \quad (1.5)$$

Un tratamiento más general, relativista, de aceleración de choque, incluyendo también ángulos variables de dispersión, nos llevan a la ecuación:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c}, \quad (1.6)$$

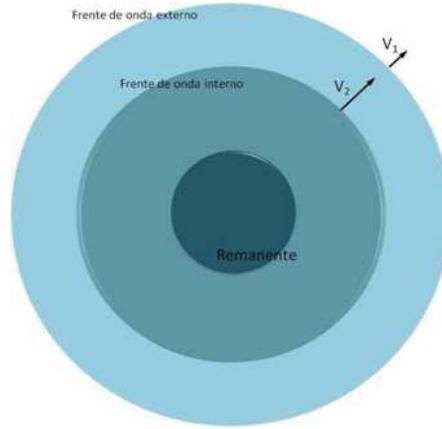


Figura 1.3: Representación de dos frentes de onda de choque originados durante la explosión de una supernova, los cuales se desplazan a distinta velocidad. El círculo central representa el remanente de la supernova.

donde se ha asumido que la velocidad v de la partícula es aproximada a la velocidad c de la luz. Resultados similares se obtienen si se asume que los rayos cósmicos se ven atrapados entre dos frentes de choque y rebotan entre estos dos, como se representa en la figura 1.3.

Usualmente el frente de choque interno tiene una velocidad mucho mayor (v_2), comparada con la velocidad del frente externo (v_1), el cual es desacelerado por interacciones con la materia interestelar. El frente de choque interno puede proveer de una velocidad hasta de 20000 km/s. El frente de choque externo llega a suministrar velocidades entre 100 km/s y 1000 km/s

Para darnos una idea de este comportamiento, podemos hacer analogía a un juego de ping-pong entre los dos frentes de choque. Esto significa que la energía alcanzable para las partículas está limitada por el tiempo de vida de la onda de choque, generando un espectro de energía con un comportamiento en ley de potencias de $\gamma \approx 2.0$ (independientemente de la configuración de la onda de choque).

Una partícula con velocidad v , reflejada en el frente de choque interno, obtiene una energía

$$\Delta E_1 = \frac{1}{2}m(v + v_2)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(v_2^2 + 2vv_2). \quad (1.7)$$

Un rebote en el frente de onda externo propiciará en la partícula una pérdida de energía dada por:

$$\Delta E_2 = \frac{1}{2}m(v_1 - v_2)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(v_1^2 - 2vv_1), \quad (1.8)$$

por lo que la partícula gana una energía promedio de:

$$\Delta E = \frac{1}{2}m(v_1^2 + v_2^2 + 2v(v_2 - v_1)). \quad (1.9)$$

Como los términos cuadráticos son despreciables y además $v_2 > v_1$, obtenemos:

$$\Delta E \approx mv\Delta, \quad \frac{\Delta E}{E} \approx 2\frac{\Delta v}{v}, \quad (1.10)$$

dando lugar al modelo de Fermi.

El modelo de Fermi es el paradigma actual en la descripción de la aceleración de rayos cósmicos en el medio galáctico ya que reproduce acertadamente el comportamiento en ley de potencias de los rayos cósmicos, con índice espectral γ alrededor de 2.7, en la región de energía primaria de 10^{15} hasta 10^{20} eV.

Ondas de choque se pueden presentar en explosiones de supernova, zona de transición del viento galáctico o estelar al solar. Estas fuentes pueden acelerar partículas hasta 10^{19} eV.

■ **Modelos de aceleración directa:**

Estos modelos describen la aceleración de partículas como un proceso muy eficiente donde las partículas ganan su energía completa en tan sólo unos pasos. Los modelos proponen fuertes campos magnéticos y eléctricos incluso para fuentes extragalácticas. Sus fuentes pueden ser chorros de supernovas, chorros en núcleos galácticos activos, chorros relativistas, o coronas polares de pulsares girando rápidamente. Estos modelos permiten acelerar partículas sobre 10^{16} eV.

■ **Modelos Top-Down:**

Estos modelos describen las grandes energías hasta ahora observadas, como resultado físico más allá del Modelo Estándar de partículas elementales; posiblemente la desintegración de una partícula exótica ultra pesada que posibilita la creación de partículas ultra energéticas mediante su decaimiento. Como ejemplos tenemos cuerdas cósmicas y en general defectos topológicos, remanentes del “Big Bang” [1, 2]. Estos modelos permiten acelerar partículas alrededor y sobre los 10^{20} eV.

También es posible que exista una aceleración de rayos cósmicos a través de extensas nubes de polvo magnéticas. Estas nubes de gas son originadas entre las irregularidades de campos magnéticos; las partículas cargadas pueden ganar energía en procesos de dispersión con los constituyentes de estas nubes magnéticas.

Aún existen muchas preguntas por responder, entre las respuestas a encontrarse están las que nos digan cuáles son los modelos de aceleración que predicen y describen mejor las observaciones y cuál es el origen certero de los rayos cósmicos. Hasta el momento, los modelos de aceleración aquí presentados son los que se encuentran vigentes.

Capítulo 2

Chubascos atmosféricos de partículas

Ya se ha comentado en el capítulo 1 que en 1938 Pierre Auger junto con sus colaboradores descubrieron los chubascos atmosféricos de partículas (EAS: “Extensive Air Showers” en inglés) [8], al igual que Kohlhörster pero de forma independiente y a menores energías. Los chubascos atmosféricos son cascadas iniciadas por los rayos cósmicos de alta energía ($E \geq 10^{15}$ eV) que provienen del espacio exterior (llamadas primarias), las cuales se desarrollan a lo largo de la atmósfera por la interacción con los núcleos que se encuentran en el aire.

Para energías más allá de 10^{15} eV no existen mediciones directas de los rayos cósmicos [23] ya que la frecuencia de su flujo es muy baja, por ejemplo, alrededor de $E \sim 10^{15}$ eV es aproximadamente de $1 \text{ partícula} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{año}^{-1}$ [1], disminuyendo conforme la energía aumenta; es por esto que se recurre a las mediciones indirectas de los rayos cósmicos primarios empleando a la atmósfera terrestre como detector y usando grandes superficies de detección. En este caso se detectan al nivel del suelo las partículas secundarias generadas en los chubascos, los cuales abarcan desde varios m^2 hasta los cientos de m^2 y decenas de km^2 , con una red de detectores. Sobre los detectores se darán más detalles en el capítulo 3 y, en el capítulo 4, específicamente sobre el montaje del experimento KASCADE-Grande.

Podemos dividir las partículas de la cascada atmosférica en cuatro grupos como se detalla a continuación:

- **Componente hadrónica:** conformada principalmente por hadrones secundarios; los más abundantes son los mesones π^+ , π^- y π^0 , aunque también pueden aparecer kaones con una abundancia del 10% comparada con los piones [1]. En menor cantidad encontramos bariones como protones y neutrones. Originada por la interacción de las partículas primarias, generalmente protones con aproximadamente el 85% de probabilidad y núcleos de algunos elementos como He, C, Si, Fe y sus fragmentos. Como la longitud de interacción de los hadrones es aproximadamente 90 g/cm^2 (definida más adelante en este capítulo), los protones primarios inician una cascada hadrónica en la capa de la atmósfera correspondiente a $100 \text{ mbar} = 9.87 \times 10^{-2} \text{ atm}$, entre los 15 y

Capítulo 2. Chubascos atmosféricos de partículas

20 km de altitud, dependiendo de la energía primaria [1]. Los piones con energía mayor a 100 GeV pueden interactuar contribuyendo a la componente hadrónica, o pueden decaer de acuerdo a:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (2.1)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (2.2)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.3)$$

sumando sus productos a la componente electromagnética, a la componente muónica y a la componente de neutrinos. La vida media de los piones cargados es de alrededor de $\tau \sim 2.6 \times 10^{-8}$ s. El decaimiento de los piones generalmente ocurre en las capas superiores de la atmósfera, donde las partículas cruzan una región de baja densidad, debido a esto los mesones cargados tienen una gran probabilidad de decaer antes de interactuar [22].

- **Componente muónica:** conformada por muones, llamada también componente penetrante, se origina a partir del decaimiento de los piones cargados, mostrado en las ecuaciones (2.2) y (2.3), y algunas veces por el decaimiento de los kaones cargados. Los muones tienen una vida media de 2.2×10^{-6} s y un factor de Lorentz $\gamma \approx 90$ (no se confunda esta γ con el índice espectral), para energías del orden de $E_\mu = 10$ GeV, por esto los muones deben atravesar toda la atmósfera prácticamente antes de decaer. Los muones pierden energía principalmente por procesos de ionización y procesos radiativos, por ejemplo, debido a la desaceleración o cambio de dirección en el movimiento, proceso conocido como *bremstrahlung* (palabra tomada del alemán). Este fenómeno se presenta cuando una partícula cargada se dispersa en el campo electromagnético de otra, como se muestra en la figura 2.1. Muones con poca energía pueden decaer en electrones y neutrinos antes de que alcancen el nivel del suelo de acuerdo con las relaciones:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.4)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (2.5)$$

- **Componente electromagnética:** conformada por fotones y electrones. Esta componente es alimentada al inicio de la cascada por el decaimiento de los piones neutros en dos fotones, de acuerdo con la ecuación (2.1), lo cual ocurre 10^{-16} s después de la creación del pión. También puede existir una aportación por parte de los muones según las ecuaciones (2.4) y (2.5). Los fotones del decaimiento del pión neutral pueden crear pares electrón-positrón y estos a su vez pueden emitir partículas γ en procesos *bremstrahlung*, alternándose con la creación de pares, lo que da origen al desarrollo de la cascada electromagnética. Muchas veces se producen piones neutros a lo largo de todo el chubasco, generando diversas subcascadas electromagnéticas, que se suman a la componente electromagnética total.

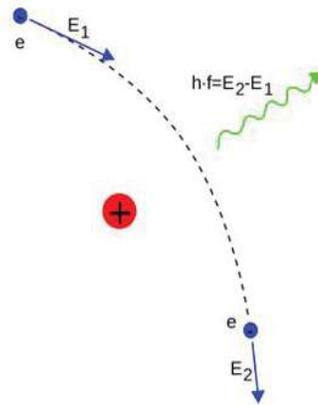


Figura 2.1: Radiación generada por la dispersión entre partículas cargadas debido a la desaceleración o cambio en la dirección de movimiento de las partículas. Este fenómeno se conoce como bremsstrahlung, palabra alemana con la que fue denominada originalmente esta radiación.

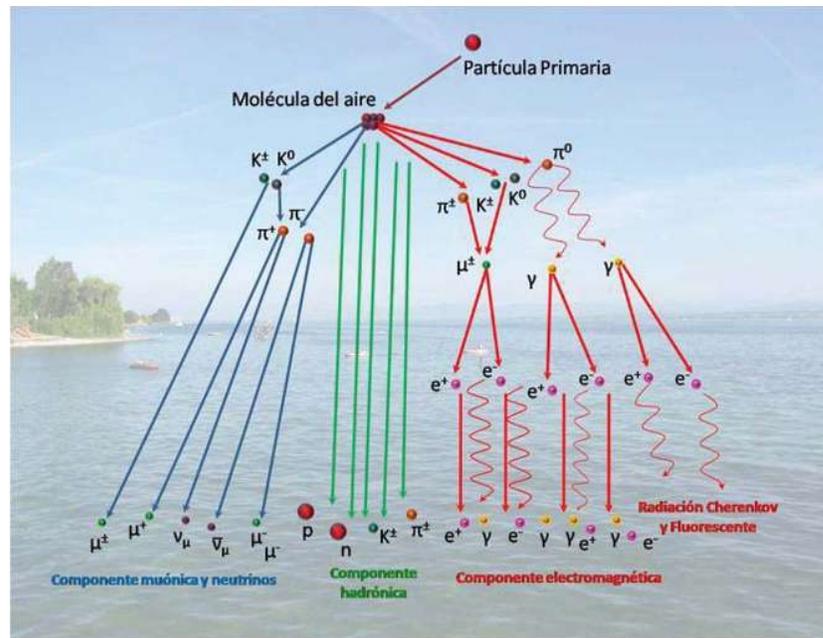


Figura 2.2: Cascada de partículas producida por un rayo cósmico que interacciona con las moléculas de la atmósfera. Se muestran las distintas componentes del chubasco.

- **Componente de neutrinos:** como su nombre lo indica, son neutrinos y antineutrinos generados por el decaimiento de piones o kaones, e incluso muones. Estos neutrinos pueden ser del electrón o del muón.

La figura 2.2 nos muestra un esquema del desarrollo del chubasco, junto con sus distintas

Capítulo 2. Chubascos atmosféricos de partículas

componentes, a lo largo de la atmósfera.

Los rayos cósmicos primarios se ven afectados en la atmósfera al momento de interactuar con las moléculas que la conforman. La probabilidad de que un rayo cósmico interactúe con alguna molécula de la atmósfera depende de la sección eficaz inelástica entre las partículas (σ), la cual está en función de la energía; esta probabilidad también depende de la cantidad de moléculas que el rayo cósmico encuentre a su paso, de tal manera que la densidad atmosférica juega un papel importante en la generación de los chubascos atmosféricos, cuyo valor se estima que es aproximadamente 1000 g/cm^2 , cuando la presión atmosférica es alrededor de 100 kPa (cerca del nivel del mar). Hay que considerar que para direcciones inclinadas el grosor de la atmósfera aumenta fuertemente, aproximadamente como

$$1/\cos(\theta), \quad (2.6)$$

con θ igual al ángulo cenital (ángulo de incidencia de las partículas respecto a la vertical) [1]. Esta dependencia se refleja en los resultados mostrados en el capítulo 7, al reconstruir el espectro de energía.

Otro factor importante ligado a los demás, para la interacción de los rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera, es la altitud sobre el nivel del mar ya que de ésta depende también la primera interacción con la atmósfera, la cual está sujeta a fluctuaciones aún considerando la misma energía primaria, encontrándose la altitud promedio de interacción entre 15 y 20 km [1]. Para conocer la altitud de interacción de los rayos cósmicos con las partículas atmosféricas, es importante considerar el grosor de la atmósfera en unidades de *longitud de interacción* (medida convencional de la densidad atmosférica que nos proporciona un referente de la distancia que los rayos cósmicos recorren en la atmósfera antes de que interactúen con las moléculas de aire), dada por:

$$\lambda = \frac{A}{N_A \sigma_{h-a}}, \quad (2.7)$$

donde A es la masa atómica del blanco (en este caso las moléculas de aire), N_A el número de Avogadro (número de núcleos por gramo) y σ_{h-a} la sección eficaz total entre el rayo cósmico (hadrón) y el aire. Las unidades de la longitud de interacción son g/cm^2 . Anteriormente se ha mencionado que la longitud de interacción para los hadrones es en promedio 90 g/cm^2 (para energías arriba de 10^{14} eV), significando que el tamaño longitudinal de la atmósfera equivale a 11 longitudes de interacción para los hadrones. Con esto podemos especular que prácticamente ningún hadrón primario alcanza el nivel del mar.

Existe otro parámetro para caracterizar la dispersión tanto de los rayos cósmicos al interactuar con el aire, como de las partículas secundarias generadas en el chubasco. Este parámetro es llamado *longitud de radiación* y es la distancia que las partículas cargadas recorren en la atmósfera antes de que emitan radiación, perdiendo energía principalmente por efecto *bremsstrahlung*. Las partículas ligeras, como los electrones y positrones, son las más propensas a este efecto por poseer menos energía que las partículas masivas. Para darnos una idea, la longitud de radiación para electrones y fotones, en el aire, es $X_0 = 36.66 \text{ g/cm}^2$ (de aquí que la profundidad atmosférica corresponda a 27 longitudes de radiación del electrón y del fotón).

El chubasco se desarrolla tanto longitudinal como transversalmente. Experimentalmente el desarrollo del chubasco se puede estudiar analizando la función de distribución lateral de la componente cargada, la distribución lateral de la luz Cherenkov producida por las partículas cargadas del chubasco durante su traslado en la atmósfera y la función de distribución lateral de muones producidos por decaimientos de piones y kaones. El desarrollo longitudinal del chubasco puede ser analizado de manera indirecta calculando la distribución lateral. A continuación se explicarán brevemente algunos detalles sobre el desarrollo longitudinal y lateral del chubasco.

Desarrollo longitudinal: representa el cambio y generación de las partículas secundarias como función de la *profundidad atmosférica*. Para cada tipo de partícula en la cascada se puede definir una energía crítica E_c debajo de la cual se vuelven más probables los decaimientos y pérdidas de energía que la producción de partículas secundarias. Para los rayos γ este punto se alcanza cuando toma más importancia la dispersión Compton que la producción de pares. Cuando el chubasco alcanza este punto o *edad*, se dice que la cascada llega a su máximo desarrollo. Después de esto, el chubasco empieza a decaer y a morir mediante su absorción en la atmósfera.

Para ejemplificar el desarrollo longitudinal del chubasco, tomemos como ejemplo el desarrollo de la componente electromagnética de acuerdo al modelo de Heitler [32]: supongamos que un fotón incide con energía E_0 y que recorre una distancia R antes de interactuar y crear un par electrón-positrón. Cada leptón del par electrón-positrón tendrá, en promedio, la mitad de la energía inicial del fotón. Después de viajar otra distancia R , cada electrón (positrón) produce, a su vez, un par de fotones por *bremsstrahlung*, cada uno con energía $E_0/4$. Después de haber recorrido una distancia nR se habrán producido entonces 2^n partículas, cada una con una energía promedio de $E_0/2^n$. Este proceso multiplicativo continúa hasta que cada partícula llega a tener una energía promedio de E_c debajo de la cual no hay energía suficiente para seguir produciendo partículas secundarias. Este es el punto donde el chubasco electromagnético alcanza su máximo desarrollo, definiéndose el parámetro conocido como *edad*. La edad es igual a 1 cuando se alcanza el máximo del chubasco; igual a cero cuando el chubasco inicia su vida e igual a 2, cuando se ha desintegrado por completo. En este modelo, el número total de fotones y electrones cuando se alcanza el máximo del chubasco es simplemente E_0/E_c .

Hasta el momento, la única forma directa de estudiar el desarrollo longitudinal del chubasco

Capítulo 2. Chubascos atmosféricos de partículas

es mediante la observación directa de la fluorescencia atmosférica emitida al paso de las partículas cargadas de la cascada a través de la atmósfera. Anteriormente, el experimento que podía medir esta fluorescencia de manera directa era el Fly’s Eye (HiRes, High Resolution Fly’s Eye) de la Universidad de Utah en Estados Unidos [33]. En la actualidad, el experimento híbrido del observatorio Pierre Auger puede hacer estas mediciones con los telescopios de fluorescencia con los que cuenta [19, 29].

Una característica importante del desarrollo longitudinal de los chubascos, es que a largas profundidades atmosféricas, después del desarrollo máximo, el tamaño del chubasco decrece exponencialmente con la profundidad, debido a procesos de ionización para partículas cargadas, y dispersión Compton y efecto fotoeléctrico para fotones, cuya unidad de medida, comunmente utilizada, es la *longitud de atenuación*, distinta para cada tipo de partícula. En los capítulos 6 y 8 se menciona la relación entre la longitud de atenuación y el flujo del número de muones en el chubasco. La relación inversa de la longitud de atenuación es conocida como *coeficiente de absorción* o *longitud de absorción*, la cual nos da una idea de la absorción que tienen las partículas primarias al entrar en contacto con la atmósfera [31].

Distribución lateral: describe la distribución de la densidad de partículas como función de la distancia al eje del chubasco. La distribución lateral es diferente para cada componente y es un reflejo del mecanismo de producción de cada una de ellas y su evolución a través de la atmósfera.

La componente hadrónica está concentrada cerca del eje del chubasco y está caracterizada por los bajos momentos transversales con el que las partículas son producidas ($p_T \sim 0.4 \text{ GeV}$). Si un hadrón con momento p es generado a una altura h desde el punto de observación, su dispersión lateral será $r = (p_T/p)h$ [22].

La distribución lateral de la componente electromagnética está dominada por la dispersión múltiple de Coulomb. El radio de Molière, definido como $r_M = E_s/E_c \cdot X_0 = 9.50 \text{ g/cm}^2$ es la unidad natural del desarrollo lateral de la componente electromagnética, donde $E_s = 21.2 \text{ MeV}$ para electrones. A nivel del mar $r_M \approx 100 \text{ m}$ [22].

La distribución lateral que caracteriza la componente muónica es el resultado de la distribución de los momentos transversales de los piones y kaones “padres” que se producen en las interacciones hadrónicas, con una pequeña contribución debido a la dispersión múltiple de los muones, cuya probabilidad es menor por un factor de $(m_e/m_\mu)^2 \approx 2 \times 10^{-5}$ comparado con los electrones. Debido a esta supresión y a que los muones no son afectados por interacciones fuertes, estas partículas penetran casi toda la atmósfera y la recorren en línea recta [22].

El número de muones encontrados en chubascos iniciados por hadrones depende de la probabilidad de que los piones/kaones producidos decaigan en vez de interactuar, y por lo tanto depende de la energía del pión/kaón y de la densidad local del aire. Para altitudes de 5 km, piones con energía menor a 30 GeV son más propensos a decaer que a interactuar; mientras que a altitudes mayores, donde la densidad del aire es menor, piones más energéticos

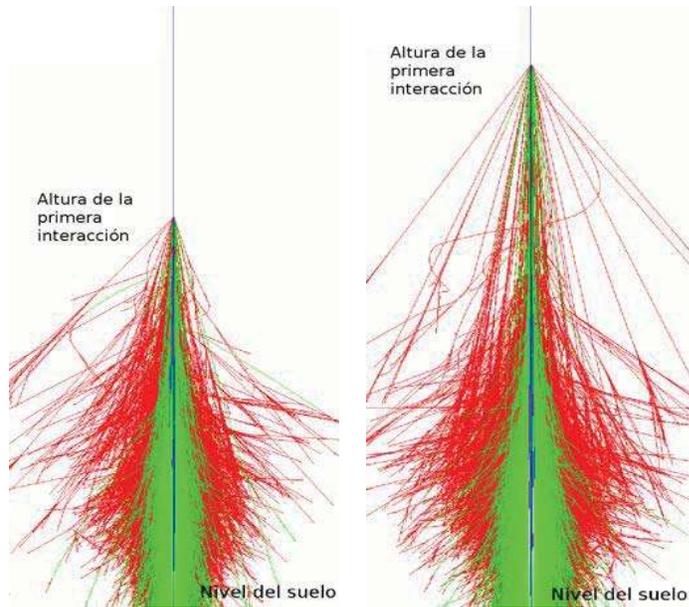
serán mas propensos aún, a decaer. Eso significa que los muones detectados con mayor energía a nivel del mar son el reflejo de procesos tempranos en el desarrollo del chubasco, por lo que la componente muónica está relacionada con la componente hadrónica del chubasco (mientras más pesado sea el rayo cósmico, mayor será el número mesones producidos, los cuales decaen en muones, aumentando así la componente penetrante del chubasco) y refleja propiedades del hadrón inicial de forma más directa (como energía y composición) que la componente electromagnética [23].

Para poder medir el tamaño (cantidad de partículas) de las diferentes componentes del chubasco, un típico experimento que se utiliza consiste en cubrir una gran superficie con una red de estaciones detectoras con la que se registra la distribución de densidades laterales de partículas del frente del chubasco. Después, usando una forma previamente definida para la distribución lateral, o función de distribución lateral, donde el número total de partículas es una constante de normalización, la densidad lateral de partículas es ajustada y se determina el tamaño de la componente respectiva del chubasco.

Para el procedimiento de reconstrucción de los parámetros de un chubasco de partículas, además del tamaño del chubasco, es necesario considerar la distribución lateral de las componentes del chubasco. El desarrollo de este punto se lleva a cabo en el capítulo 4 del presente trabajo donde se presentan algunos ejemplos de las funciones de distribución lateral utilizadas en el experimento KASCADE-Grande.

Hemos mencionado que el desarrollo de los chubascos atmosféricos depende de la sección eficaz de interacción del rayo cósmico primario en la atmósfera, entonces el chubasco generado por un protón será diferente al de un núcleo de un elemento pesado ya que el chubasco comienza a diferentes profundidades (distinta longitud de interacción). Por otro lado para partículas más pesadas existe mayor producción de mesones, siendo distinto el tamaño de las componentes electromagnética y muónica del chubasco. Las figuras 2.3(a) y 2.3(b) muestran una comparación entre un chubasco generado por un protón y un núcleo de hierro, respectivamente. En este mismo renglón podemos denotar que la sección eficaz de interacción de una partícula primaria depende de la naturaleza química de ésta (dependencia de la carga neta), por estar relacionada con la energía que alcanza el rayo cósmico a través de los mecanismos de aceleración.

Para finalizar esta sección vale la pena mencionar que, para fines prácticos, se considera plano el frente del chubasco de partículas para poder reconstruir su dirección de arribo. Sin embargo, este frente tiene una forma de disco, ligeramente más grueso en los bordes que en el centro (eje del chubasco) y diámetro de 1 km, con el grueso de 1 m cerca del núcleo del chubasco y acercándose a 100 m cerca del borde del frente de partículas (a energías alrededor de $10^{17} - 10^{18}$ eV). La figura 2.4 representa la forma del frente del chubasco cerca del nivel del suelo. El frente del chubasco toma esta forma por dos razones principales:



(a) Chubasco atmosférico generado por un protón.

(b) Chubasco atmosférico generado por un núcleo de hierro.

Figura 2.3: (a) Chubasco atmosférico originado por la interacción entre un protón energético y las moléculas de la atmósfera. Primera interacción a una altura aproximada de 21 km. (b) Chubasco atmosférico originado por la interacción entre un núcleo de hierro y las moléculas de la atmósfera. Primera interacción a una altura aproximada de 24 km. Se distingue la altura en la atmósfera a la que empieza a interaccionar la partícula primaria, reaccionando primero el núcleo de hierro debido a su mayor sección eficaz (menor longitud de interacción). Ambos chubascos han sido simulados en CORSIKA [15], con partículas primarias a 100 TeV. Las líneas azules representan la componente hadrónica, las líneas verdes representan la componente muónica y las líneas rojas la componente electromagnética. Crédito de la imagen: Andreas Haungs [27].

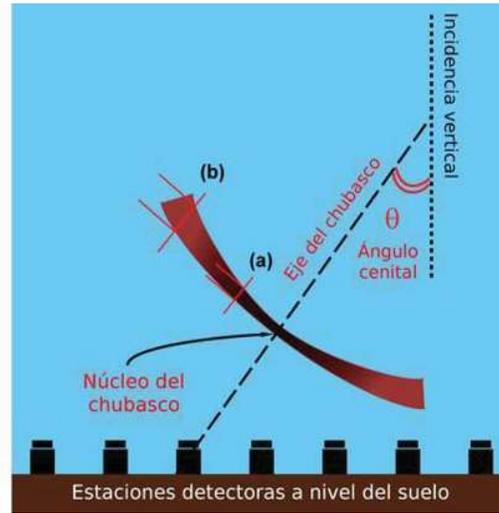


Figura 2.4: Estructura geométrica del chubasco de partículas en relación con el plano de los detectores. Las dos marcas transversales (a) y (b), nos dan una idea de cómo se incrementa el grosor del frente del chubasco conforme crece la distancia al núcleo de la cascada. Crédito de la imagen: Gabriel Toma [9].

1. La velocidad de todos los componentes del chubasco es prácticamente la misma, considerada igual a la velocidad de la luz, lo que significa que las partículas alejadas del eje del chubasco deben sufrir un “retraso” porque no pueden tener una velocidad mayor a la de la luz, pero tienen que recorrer una mayor distancia que la componente hadrónica, lo que da origen a la forma de disco del frente del chubasco (forma achatada).
2. El grosor del frente del chubasco aumenta en las regiones alejadas de su eje debido al incremento de las componentes electromagnética y muónica.

Esta forma de disco se aprecia más cuando la partícula primaria es un núcleo pesado ya que genera mayor producción de mesones, a mayor altitud, lo que genera una mayor dispersión lateral de la componente penetrante.

Capítulo 3

Técnicas de detección

Como se ha ido desarrollando a lo largo de los capítulos anteriores, existen diversas técnicas de detección de los rayos cósmicos. Hay un parteaguas alrededor de 10^{15} eV, donde, bajo este umbral de energía, el flujo de rayos cósmicos es suficientemente alto como para permitir sus mediciones directas. Arriba de este umbral el flujo de partículas es tan pequeño ($1 \text{ partícula} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{año}^{-1}$), como se ha mencionado en los capítulos anteriores, y decrece muy rápidamente (siguiendo una ley de potencias), lo que hace imposible la medición directa de las partículas.

3.1. Detección directa

Las técnicas y herramientas utilizadas son similares a las usadas en otros experimentos de Física de Altas Energías. Calorímetros, emulsiones y detectores de transición de radiación son montados en globos aerostáticos, en satélites y en transbordadores espaciales. Estas técnicas proporcionan mediciones directas del espectro y la composición de rayos cósmicos hasta energías de 10^{15} eV. Esta región de energía se superpone a aquella que se puede lograr en algunos experimentos con aceleradores de partículas, siendo el Gran Colisionador de Hadrones en el CERN en Suiza (“Large Hadron Collider”, LHC), el experimento más prometedor para estudiar colisiones tal como las que suceden en las primeras capas de la atmósfera generadas por los rayos cósmicos. El LHC está diseñado para producir colisiones a energías más allá de 10^{14} eV en el sistema centro de masa, lo que permitirá poner a prueba modelos de interacción hadrónica más precisos que los actuales a muy altas energías y podrá estimar de manera más acertada la composición de las partículas primarias en los rayos cósmicos en estos rangos de energía.

Una ventaja de la medición directa de rayos cósmicos es que se puede determinar la composición química y su espectro de energía sin tener que recurrir a modelos hadrónicos.

3.2. Detección indirecta

En el capítulo 2 hemos explicado que, a su llegada a la Tierra, los rayos cósmicos (protones o núcleos pesados) interaccionan con los núcleos de nitrógeno y oxígeno de la atmósfera, generando un chubasco atmosférico de partículas. Se pueden detectar y analizar a nivel del suelo las partículas secundarias, productos del chubasco, y a partir de éstas reconstruir el espectro de energía y estudiar la composición de las partículas primarias. Además, de esta forma se pueden estudiar tanto su dirección de arribo, como su distribución, entre otras propiedades del chubasco. La desventaja es que no es posible obtener la composición de la partícula primaria de manera directa, sólo a través de modelos de interacción hadrónica mediante los cuales se interprete la información que se registra en el experimento. Los modelos de interacción hadrónica se calibran con los resultados directos que se obtienen de los aceleradores de partículas para que ajusten lo mejor posible los resultados conocidos y posteriormente se extrapolan para estudiar las colisiones de rayos cósmicos a muy altas energías [23].

La mejor forma hasta ahora conocida para detectar los chubascos atmosféricos es utilizando redes de detectores a nivel del suelo, y de gran extensión. El tamaño de las redes van desde algunos cientos de metros cuadrados, hasta 3000 km^2 hoy en día. Como ejemplo está el observatorio Pierre Auger Sur ubicado en la Pampa Amarilla, Argentina [19]. El observatorio Norte comprenderá una red de 20000 km^2 , cuyos planes de diseño y construcción siguen en discusión [21].

En la tabla 3.1 se muestra diferentes experimentos de rayos cósmicos, el rango de energía y la técnica con la que trabajan, además de la composición primaria a la que son sensibles. En las últimas décadas se ha hecho un gran esfuerzo por incrementar los datos en la región de energía de $10 \text{ TeV} - 10 \text{ PeV}$, que ha dado lugar al desarrollo de experimentos más refinados en detección directa (i.e., ATIC, JACEE, RUNJOB, CREAM [23, 34]) e indirecta, a través de sistemas de detectores de diferentes clases colocados a nivel del suelo (como GRAPES, TIBET, KASCADE, EAS-TOP [34]) sensibles a componentes específicos del chubasco.

Se han hecho estudios para revisar la congruencia y consistencia de los experimentos a altas energías (detección indirecta) con los de bajas energías (detección directa) mostrando resultados satisfactorios dentro de las incertidumbres experimentales en la región de $\text{TeV} - \text{PeV}$ [34].

La figura 3.1 ilustra distintas técnicas de detección de chubascos dependiendo de la componente con la que se quiera trabajar.

Los experimentos que pueden dar una mejor descripción del chubasco son los que utilizan varias técnicas de detección. En estos casos se puede comparar la congruencia entre los resultados de las diferentes técnicas de medición y además se pueden estudiar diferentes aspectos de la cascada que no podrían ser investigados con una sola técnica.

3.2 Detección indirecta

Tipo	Técnica	Rango de Energía	Exp. y sensibilidad a composición
dir.	Espectrómetro	1 – 200 GeV	AMS (p-He), BESS (p,He), HEAO (CNO-Fe)
dir.	Calorímetro	30 GeV-500 TeV	ATIC(todas), CREAM (todas)
dir.	Cámaras de emulsión	100 – 500 TeV	JACEE, RUNJOB (todas)
ind.	Calorímetro de hadrones	500 GeV-1 PeV	KASCADE, EAS-TOP (p)
ind.	Espectrómetro de muones	100 GeV-10 TeV	L3+C (mayormente p,He)
ind.	Cherenkov + TeV μ	50 – 300 TeV	EAS-TOP/MACRO (p,He,CNO)
ind.	Detectores de centelleo ($N_e - N_\mu$)	100 TeV-10 PeV	GRAPES, KASCADE, EAS-TOP (todas)
ind.	Cámaras de emulsión	5 – 300 TeV	Tibet AS γ (p,He)
ind.	Telescopios de fluorescencia	$> 10^{17.2}$ eV	HiRes [33]
ind.	Tanques de agua Cherenkov	100 PeV-1 EeV	Haverah Park [35]
ind.	Cherenkov atmosféricos	100 PeV-100 EeV	Yakutsk [36,37]
ind.	Detectores de centelleo (N_{ch})	100 TeV-1 EeV	KASCADE-Grande [38]
ind.	Detectores de centelleo	100 PeV-100 EeV	AGASA [42]
ind.	Cherenkov, fluorescencia	1 – 100 EeV	Observatorio Pierre Auger [20,29]

Tabla 3.1: Experimentos de rayos cósmicos pasados y presentes [23, 34]. Simbología: dir. = experimentos con técnicas de detección directa, ind. = experimentos con técnicas de detección indirecta.

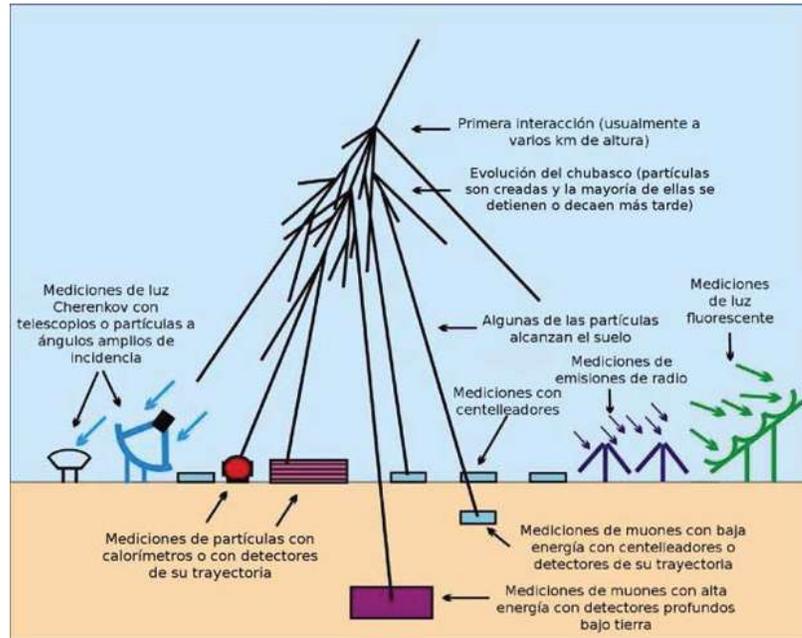


Figura 3.1: Distintas técnicas de detección indirecta de rayos cósmicos, midiendo las partículas secundarias generadas en los chubascos atmosféricos o radiación secundaria asociada. Crédito de la imagen: Andreas Haungs [27].

En el siguiente capítulo describiremos al detector KASCADE-Grande, el cual implementa varias técnicas de observación de chubascos y el cual, será parte del motivo de atención de la presente tesis.

Capítulo 4

KASCADE-Grande

KASCADE-Grande (“KARlsruhe Shower Core and Array DEtector - Grande”) es un arreglo multidetector de partículas, ubicado en el Instituto Tecnológico de Karlsruhe, Campus Norte (“Karlsruhe Institut für Technologie”, KIT), antes conocido como Forschungszentrum Karlsruhe, Alemania. Ubicado en el valle del río Rhin, se encuentra a una altitud de 110 m.s.n.m (49.1°N, 8.4°E) correspondiente a una profundidad atmosférica promedio de 1022 gr/cm². El detector se encuentra tomando datos de forma estable desde diciembre del 2003. La figura 4.1 muestra una vista panorámica del arreglo de detectores.

KASCADE es una red de detectores que cubre un área de $200 \times 200 \text{ m}^2$, diseñado para investigar rayos cósmicos en la región de energía alrededor de 1 PeV. En el año 2003, KASCADE fué extendido a KASCADE-Grande, mediante la instalación de una red de 37 estaciones provenientes del experimento EAS-TOP [12], en Italia. KASCADE-Grande abarca un área de 0.5 km². De forma complementaria existe también un pequeño arreglo llamado Piccolo, el cual tiene el propósito de proporcionar una respuesta rápida y coordinada entre los componentes de KASCADE y los de Grande.

4.1. Características del detector KASCADE

KASCADE está diseñado para realizar investigación sobre chubascos atmosféricos de partículas en la región de $10^{14} - 10^{17} \text{ eV}$ de energía primaria [43]. El experimento tiene la capacidad de medir una gran variedad de observables, entre ellas la componente electromagnética del chubasco, la componente penetrante o muónica a cuatro diferentes umbrales de energía, y la componente hadrónica [44, 45].

Las principales componentes de KASCADE [45] son: una red de estaciones detectoras de centelleo para la componente e/γ y μ , un detector central y un detector de trazas de muones subterráneo (“Muon Tracking Detector”, MTD).

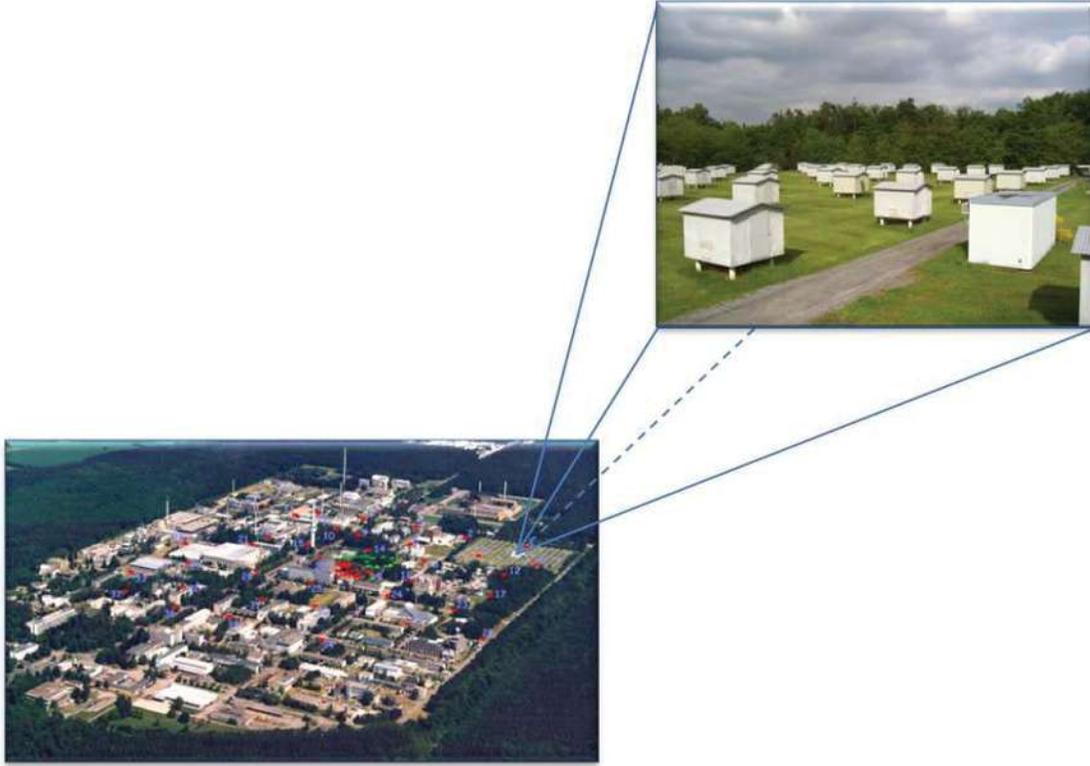


Figura 4.1: KASCADE-Grande en el KIT, Campus Norte, Karlsruhe, Alemania. Cada punto rojo representa una estación del detector Grande, los puntos verdes formando una circunferencia son las estaciones Piccolo, mientras el detector KASCADE se encuentra en la esquina Noreste del KIT (parte superior derecha de la imagen aérea del KIT).

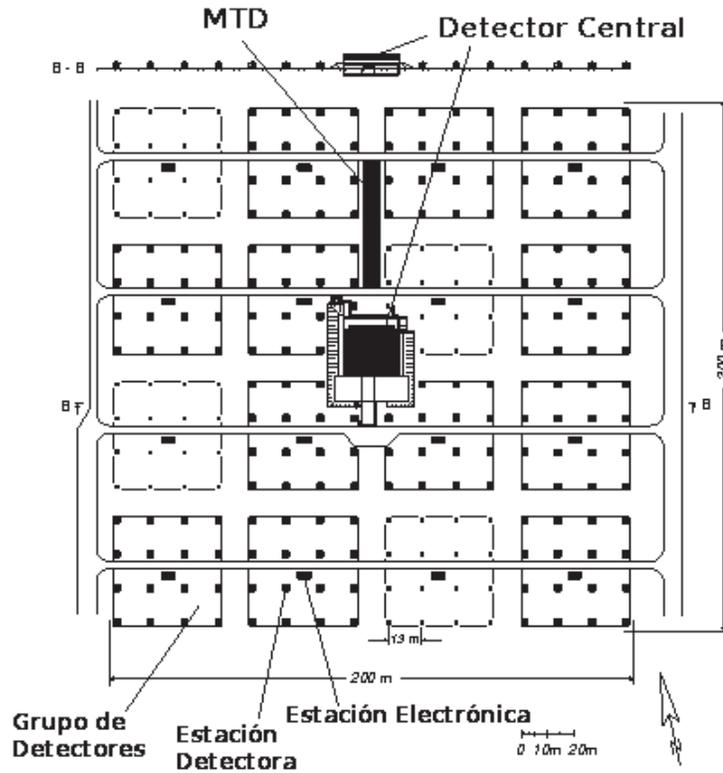
4.1.1. Estación detectora

El arreglo de detectores de KASCADE permite calcular el número total de electrones y de muones (en el umbral de energía $E_\mu > 230 \text{ MeV}$) del chubasco. Este arreglo consta de 252 estaciones detectoras de centelleo que en conjunto ocupan un área de $200 \times 200 \text{ m}^2$. Los detectores están colocados de forma regular en una superficie cuadrangular con 13 m de separación entre cada estación, organizadas electrónicamente en 16 grupos de 16 estaciones cada uno, excepto los cuatro grupos interiores, los cuales cuentan con 15 estaciones cada uno. La figura 4.2(a) esquematiza este arreglo.

La excelente resolución de tiempo ($< 1 \text{ ns}$ para los detectores de e/γ) permite también calcular la posición del núcleo y la dirección de arribo del chubasco, lo último es crucial en la búsqueda de anisotropías de la dirección de arribo de los rayos cósmicos y en la detección de fuentes puntuales de rayos cósmicos.

Cada estación cuenta con 4 detectores e/γ . Algunos de ellos posicionados sobre una placa de 10 cm de grueso de plomo y otra de 4 cm de grueso de hierro correspondiente a un umbral de

4.1 Características del detector KASCADE



(a) Esquema que muestra la instalación de la red de detectores de KASCADE. Se aprecian los 16 grupos en que se organiza la red.



(b) Imagen que muestra el interior de una estación detectora e/γ de KASCADE.

Figura 4.2: Detalles del experimento KASCADE.

detección de 230 MeV para muones en dirección vertical. Por debajo del blindaje se encuentra un plástico centellador. El blindaje y el plástico centellador hacen las veces de un detector de muones. Los detectores e/γ contienen líquido centellador vertido en un anillo circular de 1 m de diámetro y 5 cm de altura, acoplado con un colector de luz de forma cónica. Las figuras 4.2(b), 4.3(a) y 4.3(b) presentan los dispositivos que en conjunto constituyen una estación de KASCADE.

Para los centelladores se optó por utilizar el líquido centellador PDP: líquido con 2 g/l de centelleador PMP (1-phenyl-3-mesityl-2-pyrazolino) en 80 % parafina y 20 % de pseudocumene. El cono colector de luz está pintado de blanco por dentro para aumentar la eficiencia. Los fotomultiplicadores elegidos para cada cono colector de luz fueron: EMI 9822 y Valvo XP3462, de 3" de diámetro [43].

Como ya se mencionó, cada estación de KASCADE contiene también un detector de muones, excepto las estaciones que se encuentran en los grupos centrales de KASCADE debido a la saturación que pueden tener los detectores por la gran cantidad de partículas detectadas cerca del núcleo del chubasco.

Cada detector de muones consiste de cuatro placas de plástico centellador de 3 cm de grosor del tipo Bicron BD-416 de $90 \times 90 \text{ cm}^2$ [43] (ver figura 4.4). La luz producida en el plástico centellador debido a la excitación del material provocada por los muones generados en los chubascos atmosféricos, es colectada por barras desplazadoras de longitud de onda ("wavelength shifter bars") y transferida a través de guías de onda de lucita hacia cuatro fotomultiplicadores de 1.5" del tipo EMI 9902 o Valvo XP2081, los cuales se acoplan a las guías de onda mediante almohadillas de silicio.

4.1.2. Detector central

El detector central abarca un área de 320 m^2 . La parte principal del detector central consiste de un calorímetro de hadrones para estudiar la componente hadrónica del núcleo del chubasco. El calorímetro está compuesto por 8 hileras de blindaje de hierro intercaladas con 9 capas de cámaras de ionización. Además, cuenta con un aproximado de 11000 cámaras de ionización y 44000 canales de lectura. Debajo del tercer plano de absorción, una placa de plástico centellador se utiliza para registrar la estructura temporal de los chubascos atmosféricos, además de servir para iniciar el sistema de lectura o disparo ("trigger") en las cámaras de ionización al igual que en los detectores de muones en forma paralela al sistema de disparo del arreglo de estaciones detectoras de KASCADE [43].

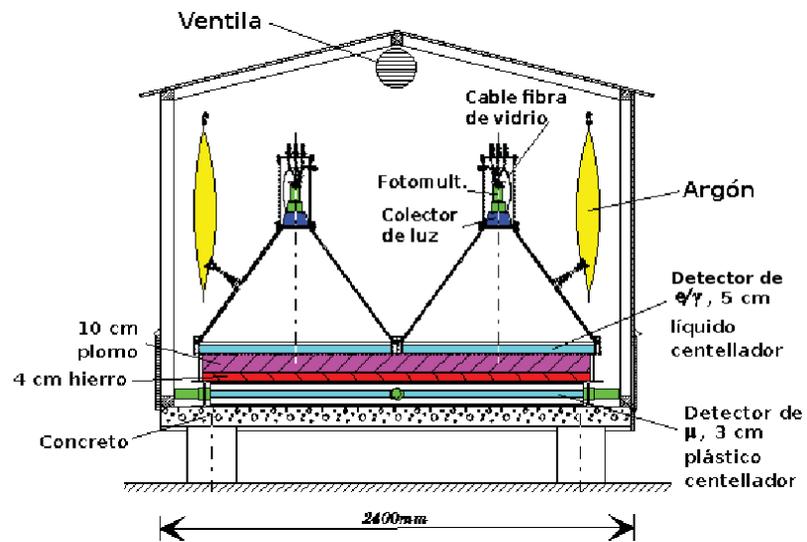
Las cámaras de ionización están llenas con tetramethylsilano (TMS) purificado o tetramethylpentano (TMP).

El calorímetro de hadrones estuvo en operación, tomando datos desde el año 1996 hasta el año 2003. Dejó de hacer mediciones porque en su periodo de operación recabó suficientes datos para analizar 2.4×10^6 hadrones con energía mayor a 100 GeV y 1.2×10^6 hadrones con energía mayor a 200 GeV.

4.1 Características del detector KASCADE



(a) Dentro de cada estación e/γ de KASCADE se encuentran cuatro colectores de luz como los que se muestran en la presente figura.



(b) Esquema que muestra los dispositivos que integran un detector de KASCADE.

Figura 4.3: Interior de una estación detectora de KASCADE.

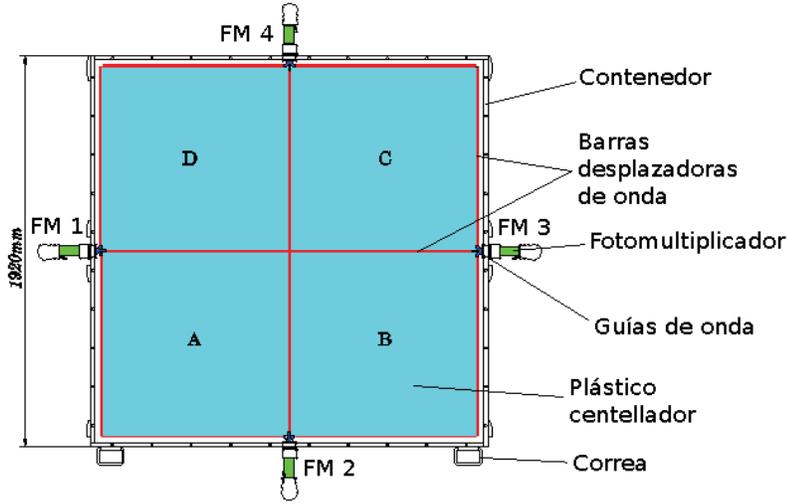
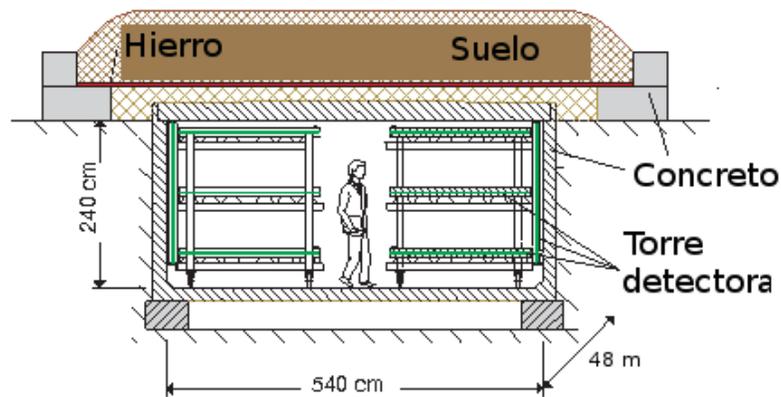


Figura 4.4: Plástico centellador empleado para la detección de los muones con energía mayor a 230 MeV, en una estación de KASCADE.

4.1.3. Detector de trazas de muones

Al norte del detector central se encuentra el detector de trazas de muones (“Muon Tracking Detector”, MTD) [44], ubicado en un túnel de $5.4 \times 2.4 \times 48 \text{ m}^3$ bajo un blindaje de concreto, hierro y tierra correspondiente a tres longitudes de interacción hadrónica, lo que implica un umbral de energía para los muones de 0.8 GeV. El MTD se extiende casi a lo largo de la dirección Norte-Sur, con una inclinación de 14.9° al Este. Su centro se encuentra a 54.65 m al Norte del centro de KASCADE. La figura 4.5(a) esquematiza el detector y la figura 4.5(b) muestra el interior de la cámara subterránea que contiene al MTD.

Para medir la trayectoria de los muones el MTD emplea tres planos de “limited streamer tubes” separados verticalmente 82 cm uno de otro. Este arreglo permite determinar con precisión el ángulo de incidencia de los muones y extrapolar la dirección de arribo para encontrar la altura a la que fueron creados, por medio de una triangulación. La longitud del detector es 32 m y provee un área efectiva de detección de 128 m^2 para partículas que inciden verticalmente. Las tres capas horizontales están complementadas a los lados por cámaras de ionización verticales para poder registrar también muones con direcciones inclinadas, incrementando la aceptación del detector alrededor de $500 \text{ m}^2 \text{ sr}$. El gas utilizado en las caras de muones está formado por una mezcla de 20 % argón, 60 % isobutano y 20 % CO_2 . Cada cámara tiene una eficiencia del 85 % y un sistema compuesto por tres de ellas del 60 %, para el registro del paso de un muón [43]. Los datos obtenidos con el detector central y con el detector de traza de muones han sido usados también para probar los modelos de interacción hadrónica [46].



(a) Vista transversal del MTD. Se señalan las dimensiones reales del túnel donde se ubica el detector.



(b) Imagen que muestra el MTD de KASCADE desde su interior. Se puede apreciar parte de la electrónica que conforma al aparato.

Figura 4.5: Detector de trazas de muones (MTD).

4.2. Características del detector Grande

La finalidad de haber extendido KASCADE a KASCADE-Grande fue detectar en menor tiempo una cantidad mayor de chubascos producidos por rayos cósmicos en el rango de energía de 10^{16} a 10^{18} eV, que permitieron un estudio estadístico de estas partículas. Dentro de este intervalo de energía se encuentran fenómenos interesantes que hay que destacar, por ejemplo: la posible transición entre los rayos cósmicos de origen galáctico y los extragalácticos y la existencia de una posible “rodilla” en el espectro de la componente pesada de los rayos

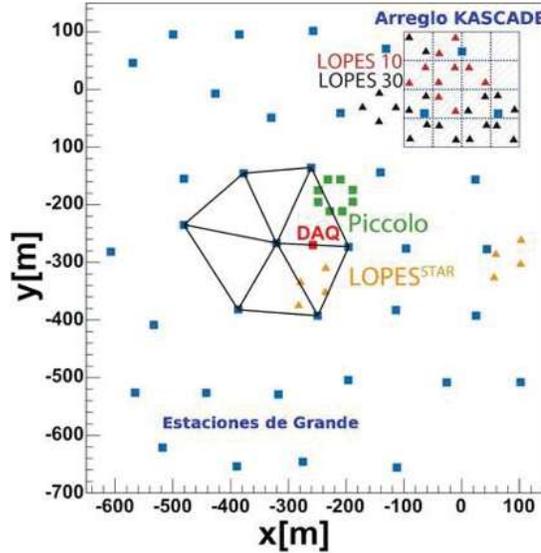


Figura 4.6: Diagrama donde se muestra la distribución de las estaciones de KASCADE-Grande y las antenas de LOPES. Se muestra una celda hexagonal de las que forman parte del sistema de disparo (“trigger”) de Grande.

cósmicos [38, 47]. Hay que destacar que la frecuencia de eventos decrece como una ley de potencias con la energía de las partículas primarias, es por eso que se necesita monitorear una superficie mayor para poder registrar más eventos en una cantidad de tiempo menor. Por otro lado, al detectar chubascos de partículas más energéticas, los chubascos se encuentran más densamente poblados de partículas, lo que puede provocar una saturación de los detectores en la región cercana al núcleo del chubasco.

La red Grande consta de 37 estaciones distribuidas en todo el campus del KIT, cada una con un área efectiva de 10 m^2 de plástico centellador y espaciadas una de otra por una distancia aproximada de 130 m , cubriendo un área total de $\approx 0.5\text{ km}^2$. A diferencia de KASCADE, Grande no cuenta con un blindaje en los detectores lo que significa que no puede separar la componente muónica de la electromagnética en los chubascos. La figura 4.6 muestra las estaciones detectoras de Grande dentro de un sistema de referencia cartesiano cuyo origen está ubicado en el centro de KASCADE. Los ejes del sistema de referencia coordinado son paralelos a los bordes de la red de KASCADE. Se puede distinguir también la posición de KASCADE y de las radio antenas del experimento LOPES (ver sección 4.4).

Cada estación consta de 16 cajas de acero inoxidable cuyas paredes tienen un grosor de 1 mm y están recubiertas en su interior por una capa difusiva. Cada una de estas cajas hospeda una placa centelladora (NE102A), con un fotomultiplicador de alta ganancia (Philips XP3462B) colocado por debajo de la placa centelladora, mirando hacia ella, a una distancia de 30 cm . Los cuatro módulos centrales están equipados con un fotomultiplicador extra operado a un alto voltaje para tener una baja ganancia y está optimizado para tener una respuesta lineal a un amplio rango de densidades de partículas [38]. La figuras 4.7(b) y 4.7(c) muestran

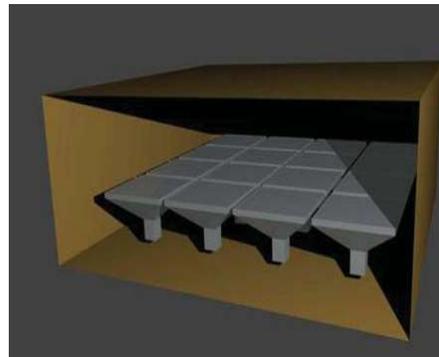
4.2 Características del detector Grande



(a) Imagen de una de las estaciones de Grande.



(b) Fotografía de los distintos módulos de cada estación. Se aprecian en la parte inferior de los módulos con forma piramidal, los fotomultiplicadores con los que cada módulo cuenta.



(c) Esquema de los módulos que conforman cada estación de Grande. Crédito de la imagen: Gabriel Toma [9]

Figura 4.7: Estación detectora de Grande.

este arreglo.

En el centro de la red de KASCADE-Grande se encuentra una estación para la adquisición de datos (DAQ) en la cual se recaba y guardan todos los eventos detectados por el experimento.

El arreglo Grande está organizado en 18 grupos (“clusters”) que activan el sistema de disparo del experimento, sobrepuestos unos con otros. La figura 4.8 muestra el esquema de la organización de los grupos. Cada grupo incluye 7 estaciones detectoras: 6 formando un hexágono irregular y el faltante ubicado en el centro del hexágono. La activación de las estaciones de Grande para la adquisición de datos se presenta cuando 4 de las 7 estaciones de un arreglo (4/7), incluyendo siempre la estación del centro, registran una coincidencia en

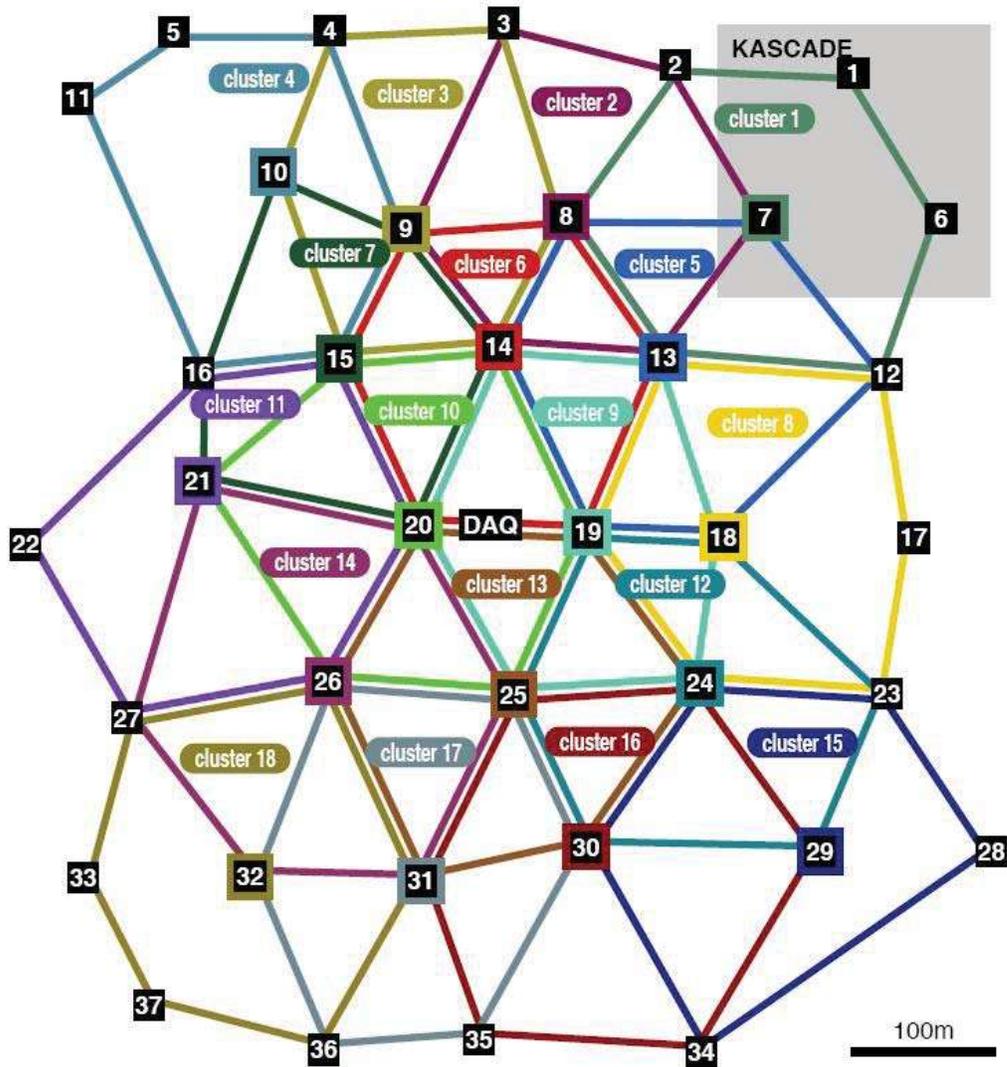


Figura 4.8: Agrupación de las estaciones detectoras de Grande para la activación del sistema de disparo. El término “cluster” refiere a los grupos de detectores. Crédito de la imagen: Fabiana Cossavella [22].

las mediciones en una ventana de tiempo de $\pm 4\mu\text{s}$ alrededor del instante en el cual se activa el sistema de disparo (razón de la activación del sistema de disparo $\sim 5\text{ Hz}$) o cuando se activa el sistema de disparo central de KASCADE (razón activación $\sim 3.5\text{ Hz}$). Cualquier coincidencia completa 7/7 de las siete estaciones en un arreglo (razón de activación $\sim 0.5\text{ Hz}$) es transmitida también a KASCADE [38].

Detector	Partícula	Área m ²	Umbral
Grande (Plásticos centelladores)	Cargada	370	3 MeV
Piccolo (Plásticos centelladores)	Cargada	80	3 MeV
KASCADE (Líquido centellador)	e/γ	490	5 MeV
KASCADE (Plástico centellador blindado)	μ	622	230 MeV
MTD (Streamer Tubes)	μ	4×128	800 MeV
Cámaras proporcionales multialámbricas DC	μ	2×129	2.4 GeV
Limited Streamer Tubes DC	μ	250	2.4 GeV
Calorímetro DC	hadrones	9×304	10 – 50 GeV
Antenas de radio LOPES	señales de radio	-	-

Tabla 4.1: Características de los detectores de KASCADE-Grande: se muestran la componente a la cual es sensible el detector, el área total de detección y el umbral de energía para partículas que inciden verticalmente. Simbología: MTD = Detector de trazas de muones, DC = Detector central.

4.3. Arreglo Piccolo

El propósito principal de Piccolo es proveer a KASCADE de un sistema de disparo (“trigger”) rápido en eventos donde el núcleo del chubasco impacte sobre Grande. Piccolo cuenta con 8 estaciones distribuidas en un octágono a una distancia de 20 m una de otra. Cada estación contiene dos módulos y cada módulo está hecho de 6 placas centelladoras de $300 \times 30 \times 3 \text{ cm}^3$, cada placa con 2 fotomultiplicadores para ampliar la señal detectada. Las señales que provienen de cada dos placas centelladoras son sumadas para crear el sistema de disparo rápido. Este último se obtiene cuando existe señal en 2 de las 8 estaciones [38].

Piccolo estuvo en operación desde el 2003 hasta el 2008, no siendo necesario en lo sucesivo ya que se tiene una buena coordinación en el sistema de disparo entre las estaciones de Grande y KASCADE.

4.4. LOPES

Como componente especial, un sistema de 30 radio antenas LOPES [48] (“LOFAR Prototype Station”, Estaciones Prototipo de la Red de Baja Frecuencia) ha sido instalado dentro del área donde se ubica KASCADE-Grande. Desde que se descubrió el fenómeno de emisión de radio de los chubascos atmosféricos de partículas, ha habido una gran actividad para detectar emisiones de radio de la cascada. Las antenas de LOPES son capaces de detectar radiación emitida por chubascos originados por rayos cósmicos con energías mayores a 10^{16} eV y hasta 10^{20} eV , trabajando adecuadamente dentro del intervalo de energía al que trabaja KASCADE-Grande. LOPES está calibrado de forma que se active cuando el sistema de disparo registra un evento con un gran número de estaciones de KASCADE activadas ($E \geq 10^{16} \text{ eV}$) [49]. La ventaja de tener a LOPES en el arreglo de KASCADE-Grande es que las mediciones hechas con LOPES pueden calibrarse con aquellas de técnicas estándar empleadas por KASCADE-Grande. Las antenas de LOPES han sido organizadas en distintas

configuraciones, dependiendo del número de antenas disponibles y las mediciones que se quieren realizar. De esta forma, se puede hablar de LOPES-10, LOPES-30, LOPES^{STAR}. Recientemente se ha decidido fusionar varias antenas para crear una red capaz de detectar emisiones de radio en 3 dimensiones.

La tabla 4.1 muestra un resumen de las características esenciales de los detectores de KASCADE-Grande [38].

4.5. Reconstrucción de eventos en KASCADE-Grande

En esta sección se describe el proceso de reconstrucción de diversos parámetros asociados a los chubascos atmosféricos, a partir de la energía depositada de las partículas en los detectores. Los parámetros a reconstruir son: la posición del núcleo del chubasco, la dirección de arribo, la pendiente de la función de distribución lateral, el tamaño del chubasco (i. e., la cantidad de partículas cargadas) y el número de muones generados en el chubasco y detectados a nivel del suelo. Para una descripción detallada, se recomienda consultar [38].

4.5.1. Función de corrección de la energía lateral

El primer paso es convertir la cantidad de energía depositada en los detectores de Grande a partículas cargadas, lo que se logra aplicando una función de corrección de la distribución lateral dada por la ecuación:

$$F_{cel}(r) = \Delta E(r)/n_{ch}, \quad (4.1)$$

la cual transforma la energía depositada en partículas secundarias tomando en cuenta efectos de frenado de las partículas y la energía liberada por la conversión de fotones en el detector y sus alrededores. Esta función de corrección se obtiene por medio de simulaciones basadas en el código CORSIKA (“COsmic Ray SIMulations for KASCADE”) tomando en cuenta partículas cargadas (electrones y muones) con energías mayores a 3 MeV y 100 MeV, respectivamente. Explícitamente, la función de corrección utilizada es:

$$F_{cel}(r) = \begin{cases} e^{1-0.1r} + 7.51 + 0.02r + 5.5 \times 10^{-5}r^2 + 5.4 \times 10^{-8}r^3, & r \leq 450\text{m} \\ F_{cel}(450), & r > 450\text{m} \end{cases} \quad (4.2)$$

donde r es la distancia que hay del centro de KASCADE al núcleo del chubasco. El valor constante arriba de 450 m de distancia del núcleo corresponde a la energía media depositada por un muón con incidencia vertical. Es en la región $r = 300 - 400$ m donde la componente muónica comienza a ser dominante. Pequeños efectos que provienen del tamaño total del

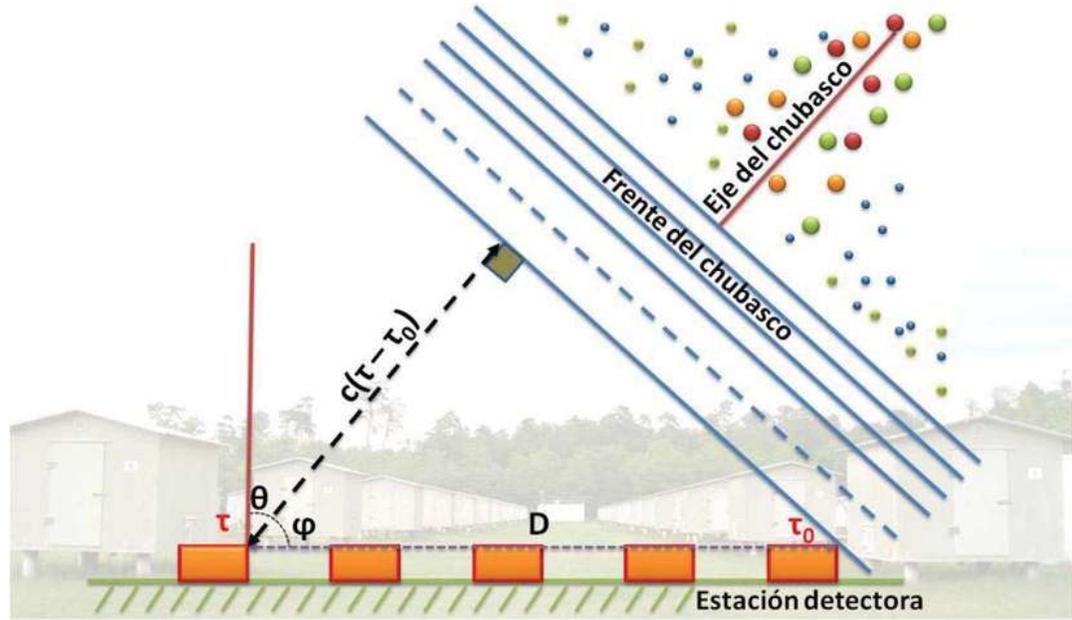


Figura 4.9: Arribo de un chubasco con un frente plano, a las estaciones detectoras. La distancia entre las estaciones es conocida y suponemos una velocidad de las partículas cercana a la de la luz para la reconstrucción.

chubasco y del modelo de interacción hadrónica utilizado en la simulación son despreciables.

A partir de las ecuaciones (4.1) y (4.2) se obtiene el número de partículas cargadas registradas en cada estación.

4.5.2. Dirección de arribo

La dirección de los chubascos atmosféricos de partículas se reconstruye a partir de una minimización χ^2 del tiempo de arribo de las partículas detectadas por Grande y el tiempo esperado teóricamente. En las simulaciones se encuentra que el frente del chubasco es curvo (ver figura 2.4), este frente se parametriza y se utiliza para describir teóricamente el frente del chubasco.

Conociendo la distancia entre las estaciones y el tiempo inicial, τ_0 , en el que se detectó la primera partícula del frente del chubasco, entonces se puede conocer el tiempo τ de arribo de la primera partícula en una estación ubicada a una distancia D de la primera. Si consideramos que la velocidad de las partículas es del orden de la velocidad de la luz c , entonces la distancia que recorre el frente del chubasco para alcanzar al detector ubicado en D , es $c(\tau - \tau_0)$. Podemos observar en la figura 4.9 el arreglo geométrico, de donde se desprende: $D \cos(\varphi) = c(\tau - \tau_0) = D \sin(\theta)$, con θ igual al ángulo cenital asociado a la dirección de arribo del chubasco. De esta relación obtenemos que:

$$(\tau - \tau_0) = \frac{D \operatorname{sen}(\theta)}{c}, \quad (4.3)$$

que es el tiempo de arribo esperado teóricamente para un frente plano.

Debemos tomar en cuenta también la distribución temporal que tienen las partículas en el frente del chubasco. El valor promedio de las distribuciones temporales de las partículas fue calculado a partir de simulaciones con CORSIKA, asumiendo protones como partículas primarias a una energía de 10^{17} eV y a un ángulo cenital de 22° . El resultado es:

$$\bar{t} = 2.43 \cdot \left(1 + \frac{r}{30m}\right)^{1.55} \text{ ns}, \quad (4.4)$$

con r siendo la distancia al centro del núcleo. La anchura del frente corresponde a:

$$\sigma_{\bar{t}} = 1.43 \cdot \left(1 + \frac{r}{30m}\right)^{1.39} \text{ ns}. \quad (4.5)$$

Las simulaciones muestran que el tiempo de arribo de la primera partícula a cada estación detectora puede ser descrito con una expresión de la forma:

$$t_1 = \frac{\bar{t}}{\sqrt{N}}, \quad (4.6)$$

con una incertidumbre de:

$$\sigma_{t_1} = \frac{\sigma_{\bar{t}}}{\sqrt{N}}, \quad (4.7)$$

siendo N el número total de partículas cargadas detectadas en la estación. Por lo tanto, la incertidumbre total en la medición del tiempo de arribo de las partículas se estima como:

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_{\tau, instr}^2 + \frac{\sigma_{\bar{t}}^2}{N}} \quad (4.8)$$

tomando en cuenta que $\sigma_{\tau, instr}^2 \approx 2 \text{ ns}$ incluye la incertidumbre sistemática generada al momento de calibrar los detectores y considerar la influencia de otros efectos instrumentales. Después de las últimas consideraciones podemos minimizar la función:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(t_{medido,i} - t_0(\overline{r_{eje}}, \overline{\theta}) - (z_i - z_0(\overline{r_{eje}}, \overline{\theta}))/c - t_{1,i}(r))^2}{\sigma_t(r)^2}, \quad (4.9)$$

para encontrar la dirección de arribo del chubasco. En la ecuación (4.9) las coordenadas del punto de impacto del chubasco se definen con $\overline{r_{eje}}$ y $\overline{\theta}$ es la dirección de arribo del chubasco (la proyección de la dirección de arribo sobre el plano se calcula con los cosenos directores), $t_{medido,i}$ es el tiempo de arribo de la primera partícula, registrado en cada estación, t_0 es el

tiempo de arribo esperado si el frente del chubasco fuera plano, $(z_i - z_0)/c$ considera diferencias de altitud entre detectores y $t_{1,i}$ toma en cuenta correcciones introducidas debido a que el frente en realidad es curvo (calculados con CORSIKA en base a (4.6)).

Al minimizar 4.9, se obtiene una estimación de la dirección de arribo del chubasco.

4.5.3. Función de distribución lateral para partículas cargadas

La pendiente de la función de distribución lateral (parámetro de edad del chubasco, s) y la cantidad de partículas cargadas (N_{ch}) son calculadas encontrando el máximo de la función “log-likelihood”, construida a partir de la probabilidad de observar el número de partículas registrado por detector dado un perfil de densidad lateral tipo NKG modificado (función Nishimura Kamata Greisen) [50, 51]:

$$\rho_{ch}(r) = N_{ch} \cdot f_{ch}(r) = N_{ch} \cdot C(s) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{s-\alpha} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{s-\beta}, \quad (4.10)$$

donde r es la distancia al núcleo del chubasco. N_{ch} y s son los parámetros libres a estimar. El factor de normalización es $C(s) = \Gamma(\beta - s) / (2\pi r_0^2 \cdot \Gamma(s - \alpha + 2) \cdot \Gamma(\alpha + \beta - 2s - 2))$. Los parámetros $\alpha = 1.6$, $\beta = 3.4$ y $r_0 = 30$ m son obtenidos por medio de simulaciones con CORSIKA.

La función “log-likelihood” esta definida como [52]:

$$L = \prod_i \frac{n_i^{N_i} e^{-n_i}}{N_i!} \prod_i \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-\frac{(N_i - n_i)^2}{2\sigma_i^2}} \prod_i \int_{N_i}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-\frac{(N_i - n_i)^2}{2\sigma_i^2}} dN, \quad (4.11)$$

donde N_i es el número de partículas medidas en la estación i mientras que n_i es el valor de partículas esperado de acuerdo a (4.10). El primer término de la expresión (4.11) corresponde a las estaciones con número de partículas detectadas $N_i < 10$, donde la probabilidad se modela mediante una distribución de Poisson; el segundo término corresponde a estaciones con número de partículas detectadas $N_i \geq 10$, donde se emplea una distribución gaussiana para la probabilidad y el tercer término es para aquellas estaciones saturadas.

La figura 4.10 muestra la distribución lateral media para chubascos verticales ($\theta \leq 18^\circ$) y para diferentes tamaños del chubasco (N_{ch}) dentro del rango $6.0 < \log_{10}(N_{ch}) < 8.0$. Se comparan las mediciones con la función teórica (4.10).

4.5.4. Función de distribución lateral para muones

Para reconstruir la distribución lateral de muones, primero se debe convertir la energía depositada en los detectores de KASCADE al número de partículas por medio de una función

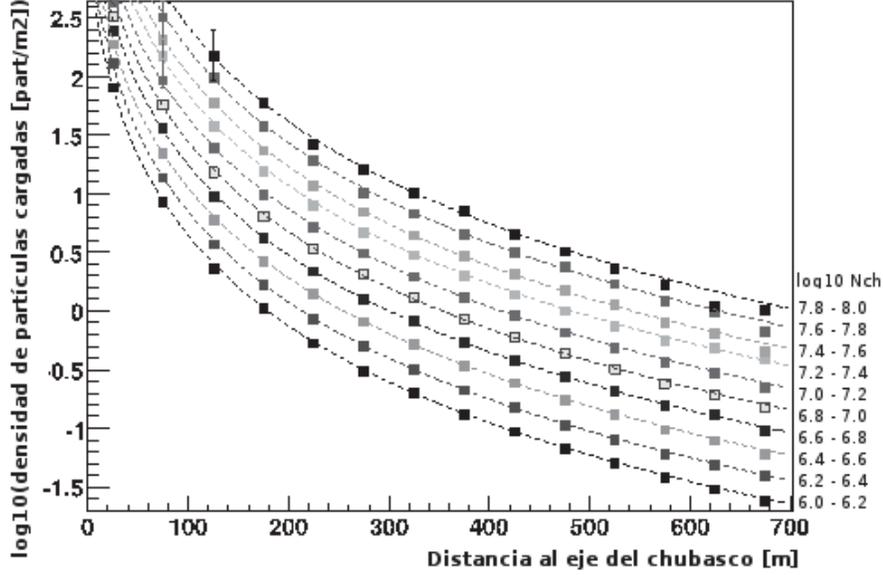


Figura 4.10: Distribución lateral de partículas cargadas para diferentes bins de N_{ch} y ángulo cenital $\theta \leq 18^\circ$. Las líneas representan el ajuste con la expresión (4.10), usando el promedio del valor de s en el intervalo de N_{ch} correspondiente y los puntos representan los datos experimentales medidos con KASCADE-Grande.

de conversión de la misma manera que como se hizo para todas las partículas cargadas sólo que ahora tomando en cuenta las características de los detectores de muones ($F_{\mu cel}(r) = \Delta E(r)/n_\mu$). La parametrización $F_{\mu cel}(r)$ se presenta en la siguiente ecuación:

$$F_{\mu cel}(r) = (7.461 + e^{1.762 - 0.0166 \cdot r} + 0.0002886 \cdot r) \text{ MeV}. \quad (4.12)$$

Como antes, las correcciones debidas a los modelos de interacción hadrónica y a la dependencia con el tamaño del chubasco son pequeñas y pueden ser despreciadas.

El número total de muones N_μ con una energía mayor a 230 MeV, en el disco del chubasco, se deriva encontrando el máximo de la función “log-likelihood” asumiendo que los muones detectados localmente

$$N_\mu^{rec} = \sum_{i=1}^k n_i / \sum_{i=1}^k (f(r_i) \cdot A_i \cdot \cos(\theta)), \quad (4.13)$$

fluctúan de acuerdo con una distribución de tipo Poisson. En la expresión anterior n_i es número de muones medidos a una distancia r_i del núcleo del chubasco en uno de los k

detectores de muones con área efectiva A_i , θ es el ángulo cenital del eje del chubasco y $f(r)$ la función de distribución lateral apropiada. Se ha elegido una función de distribución lateral basada en una propuesta hecha por Lagutin y Raikin [53] para la componente electromagnética,

$$\rho_\mu(r) = N_\mu \cdot f_\mu(r) = N_\mu \cdot \frac{0.28}{r_0^2} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{p_1} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{p_2} \cdot \left(1 + \left(\frac{r}{10 \cdot r_0}\right)^2\right)^{p_3}. \quad (4.14)$$

Los parámetros $p_1 = -0.69$, $p_2 = -2.39$, $p_3 = -1.0$ y $r_0 = 320$ m son obtenidos por medio de simulaciones con CORSIKA. Los valores empleados son casi independientes del modelo de interacción hadrónica que se utilice. En la función (4.14) sólo N_μ es parámetro independiente debido a que el número de datos por evento en este caso es menor ya que sólo se usan las estaciones detectoras de KASCADE.

La distribución lateral de muones promedio medida en el experimento y la función de distribución lateral (4.14), resultado del ajuste, se muestran en la figura 4.11. En general, las densidades observadas son bien descritas por la función de distribución lateral en el intervalo de r mostrado, lo cual significa que existe un buen acuerdo entre las cantidades medidas y las reconstruidas.

El procedimiento de ajuste de la función de distribución lateral para reconstruir los parámetros del chubasco se puede condensar en los siguientes puntos, pasos que son iterativos para reconstruir las variables de manera más refinada:

1. Cálculo de la posición del chubasco (centro de masa) por medio de la densidad de partículas detectada en cada estación. Enseguida se hace una primera evaluación de la dirección de arribo del chubasco suponiendo un frente del chubasco plano como en la figura 4.9.
2. Se calcula la dirección de arribo (ángulo cenital θ y ángulo acimutal ϕ) asumiendo el frente del chubasco curvo.
3. La posición del núcleo se “mueve” sobre una red de 7×7 celdas de 8 m de lado cada una. En cada vértice de las celdas, s y N_{ch} se calculan con la ecuación (4.10) para después maximizar la función “log-likelihood” (4.11), dejando fijos todos los demás parámetros del chubasco. El vértice en el que obtengamos el mínimo χ^2 (que contiene todos los parámetros fijos) se escoge como punto de partida.
4. La dirección de arribo es reconstruida encontrando el tiempo de arribo de las partículas con el método χ^2 (ecuación (4.9)).
5. La distribución lateral de partículas cargadas se calcula usando la expresión (4.10) con N_{ch} y s como parámetros libres a determinar nuevamente fijando todos los demás parámetros.

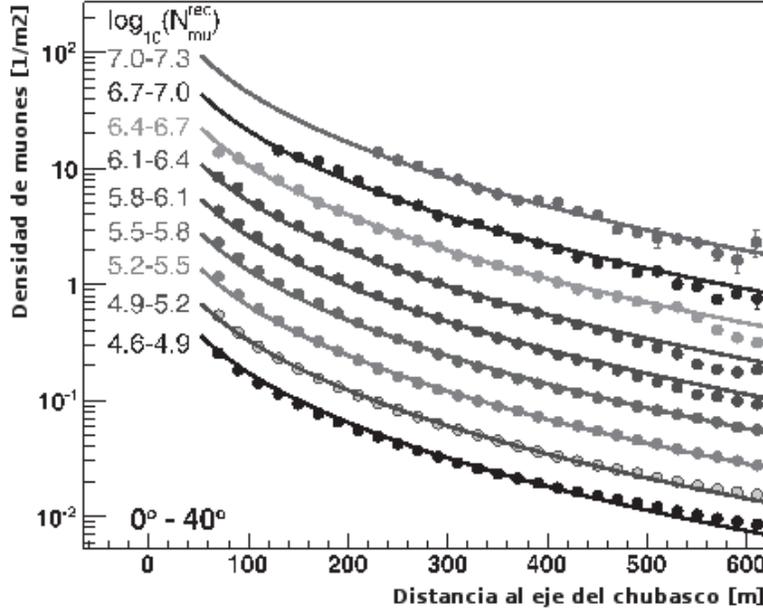


Figura 4.11: Los puntos muestran la distribución lateral de muones medida para ángulos cenitales $\theta \leq 40^\circ$ y diferentes intervalos de N_{μ} . Las funciones de distribución lateral calculadas con la ecuación (4.14) se muestran con líneas continuas, para diferentes intervalos del número de muones.

6. El ajuste de la distribución lateral se realiza dejando ahora a x_c y y_c como parámetros libres (dejando fijos los parámetros calculados en los puntos anteriores). x_c y y_c son las coordenadas del núcleo del chubasco.
7. Los pasos 4 y 5 se repiten para obtener los valores finales de la dirección de arribo del chubasco, N_{ch} y s .
8. Se calcula N_{μ} de la misma manera.

4.5.5. Precisión y resolución en KASCADE-Grande

Se ha mencionado la reconstrucción de eventos en KASCADE-Grande, pero, ¿qué tan precisa es esta? Podemos calcular las incertidumbres y la eficacia en la reconstrucción de los eventos detectados experimentalmente comparando los reconstruidos con la red de estaciones de Grande y los reconstruidos con KASCADE. Este análisis es posible si consideramos un subconjunto de eventos tales que el núcleo del chubasco abarque el área fiducial de KASCADE y de Grande al mismo tiempo, además de que se alcance máxima eficiencia para ambas redes de detectores.

La precisión en la posición del núcleo del chubasco se deriva por medio de la distribución:

$$\delta_r = \sqrt{(x_G - x_K)^2 + (y_G - y_K)^2}, \quad (4.15)$$

donde (x_G, y_G) y (x_K, y_K) son las coordenadas de la posición del núcleo reconstruido por Grande y KASCADE respectivamente. La resolución está definida por la condición de que el 68 % de los eventos tienen una desviación menor a (4.15). La precisión en la posición del núcleo del chubasco en función del tamaño del chubasco (N_{ch}) mejora desde 8 hasta 5 m, alcanzando la máxima precisión cuando $N_{ch} \approx 10^7$ [38].

La precisión en la dirección de arribo se obtiene de la distribución angular de la dirección de arribo reconstruida (θ y ϕ) por Grande y KASCADE, definida también con la condición de que el 68 % de los eventos tengan desviaciones menores a ésta:

$$\delta_\alpha = \arccos [\cos(\theta_K) \cdot \cos(\theta_G) + \sin(\theta_K) \cdot \sin(\theta_G) \cdot \cos(\phi_K - \phi_G)], \quad (4.16)$$

con $\theta_G(\phi_G)$ y $\theta_K(\phi_K)$ los ángulos cenital y acimutal de dirección de arribo del chubasco para Grande y KASCADE respectivamente. La precisión tiene una pequeña dependencia de N_{ch} con un mínimo de desviación angular de 0.8° cuando $N_{ch} \approx 10^{6.4}$, llegando hasta 1.2° cuando $N_{ch} > 10^7$ [38].

Las incertidumbres estadísticas y sistemáticas de los valores reconstruidos de N_{ch} se obtuvieron como el valor RMS (“root mean square”) de la distribución:

$$\delta N_{ch} = \frac{N_{ch}^G - N_{ch}^K}{N_{ch}^K}. \quad (4.17)$$

Se alcanza una precisión entre 10 – 15 %, siendo mejor cuando $N_{ch} \approx 10^7$ [38].

En resumen, el experimento KASCADE-Grande es distinto a otros por varias razones:

1. Es un experimento multicomponente, con un detector central que contiene un calorímetro de hadrones, un detector de trazas de muones, una red de detectores capaz de separar la componente muónica del chubasco de la componente cargada total además de reconstruir el número total de estos eventos, una red de detectores que puede medir chubascos de partículas de rayos cósmicos con una energía de alrededor de 10^{18} eV y una serie de antenas de radio que aún siguen en la etapa de experimentación para detectar las ondas de radio producidas por las partículas del chubasco.
2. Su infraestructura permite detectar muones con cuatro diferentes umbrales de energía, esencial para reconstruir chubascos de diferente tamaño generados por rayos cósmicos a distintas energías.

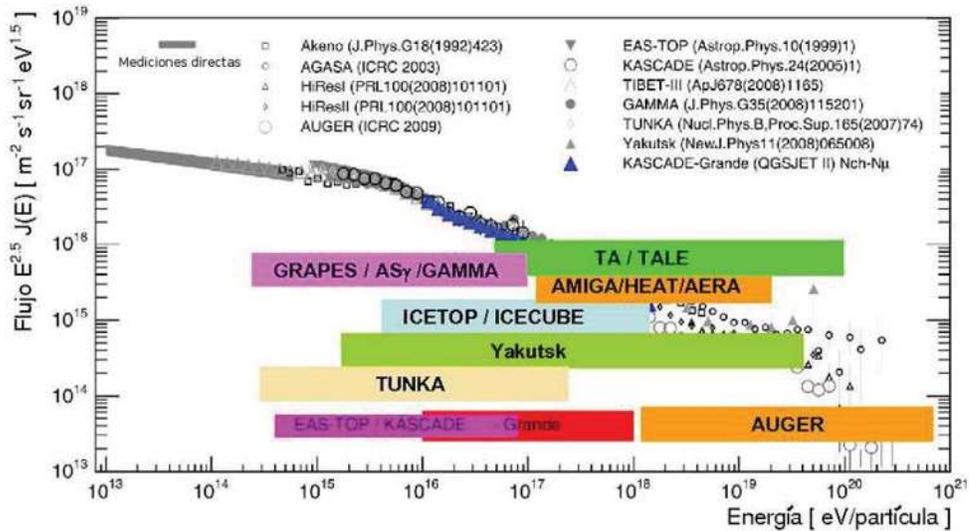


Figura 4.12: Espectro de energía que muestra algunos experimentos que analizan rayos cósmicos sobre su respectivo rango de energía.

3. El detector de trazas de muones permite reconstruir la trayectoria de los muones de manera precisa, contribuyendo en la reconstrucción de la forma, composición y variables del chubasco.
4. Las distintas variables del chubasco que se pueden reconstruir ubican como buena opción al experimento KASCADE-Grande para poner a prueba distintos modelos de interacción hadrónica.
5. Sus resultados contribuyen en la interpretación de los fenómenos de la “rodilla” y la “segunda rodilla”.
6. KASCADE-Grande puede ser usado como experimento de calibración de componentes (hardware en general) de otros experimentos ya que cuenta con un sistema de disparo muy preciso para la detección de eventos.

En un futuro muy cercano existirán experimentos que estudiarán los rayos cósmicos en la misma región de energía que KASCADE-Grande ($10^{14} - 10^{18}$ eV). Entre estos están ICETOP/ICECUBE [39], AMIGA [40] y TA/TALE [41]. La figura 4.12 esquematiza sobre el espectro de energía de los rayos cósmicos, los experimentos que contribuyen a conocerlos y entenderlos en la región de energía alrededor de la que KASCADE-Grande trabaja. Algunos han cerrado su periodo de experimentación mientras que otros todavía están en construcción.

Capítulo 5

Modelos de interacción hadrónica

En capítulos anteriores se ha mencionado que el estudio de los rayos cósmicos a energías mayores a 10^{14} eV sólo es posible a través de los chubascos de partículas que éstos generan en las capas de la atmósfera, detectando éstas partículas secundarias con ayuda de redes de detectores de cientos de metros cuadrados de extensión a nivel del suelo. Sin embargo, el trabajo no es tan sencillo ya que no se sabe el comportamiento exacto de los rayos cósmicos a altas energías al momento de interactuar con las moléculas atmosféricas. Una solución a este problema sería contar con colisionadores de partículas que estudien el comportamiento de las interacciones hadrónicas a altas energías pero por el momento no se ha conseguido. En un futuro cercano se espera que el LHC acelere partículas que alcancen al menos el rango de energía, en el sistema del laboratorio, en el que trabaja el experimento KASCADE-Grande ($10^{14} - 10^{18}$ eV) al momento de colisionar.

Por ahora, el estudio de los rayos cósmicos a altas energías está ligado con el desarrollo de simulaciones de chubascos de partículas, las cuales dependen fuertemente de los *modelos de interacción hadrónica* que, como su nombre lo dice, modelan la interacción del rayo cósmico primario con las moléculas que componen la atmósfera.

Es necesario resaltar que existen distintos parámetros involucrados en las interacciones hadrónicas, todos estos cambiando constantemente con la energía primaria y, además, sólo pueden ser medidos a bajas energías. Cuando éstos se extrapolan a altas energías se generan una gran cantidad de incertidumbres, por lo que existe toda una variedad de modelos de interacción hadrónica, con ciertas características fenomenológicas inherentes a cada uno. Algunas de las características de los modelos de interacción hadrónica relacionadas directamente con el desarrollo del chubasco son [54]:

- **Sección eficaz de los hadrones a altas energías:** σ_{prod} , determina la distribución de los puntos de interacción de las partículas primarias. Al mismo tiempo, está relacionado con las subsecuentes interacciones de las partículas hadrónicas secundarias, interviniendo en la velocidad de desarrollo del chubasco.
- **Multiplicidad de partículas secundarias:** n_{mult} , está relacionada con la distribución de energía entre las partículas secundarias. Un mayor n_{mult} implica una energía menor en cada partícula secundaria del chubasco.

- **Difracción:** es un fenómeno de la mecánica cuántica. En este tipo de interacción los hadrones proyectil y el blanco se disocian produciendo muy pocas partículas secundarias.
- **Elasticidad:** $k_{el} = E/E_{tot}$, cuantifica qué fracción de energía total es retenida por la partícula principal. Sólo la parte inelástica de la interacción participa en la producción de partículas secundarias. Podemos clasificar como difractivas a las interacciones con elasticidad cercana a 1, con disociación del blanco, dejando al proyectil casi intacto, teniendo por lo tanto poco impacto en el desarrollo del chubasco.
- **Fracción de energía en partículas electromagnéticas:** $r_{em} = E_{em}/E_{tot}$, mide que tan rápido inicia la cascada electromagnética.

Existen más características del modelo de interacción hadrónica que influyen en la simulación del chubasco de partículas. Las señaladas aquí son sólo algunas de las más importantes.

Como los diferentes modelos de interacción hadrónica se pueden construir con variantes en sus características fenomenológicas, estos difieren en sus predicciones a altas energías, por lo que existe la libertad de elegir cualquiera de ellos dependiendo del tipo de investigación que se hace sobre los chubascos de partículas y de los rayos cósmicos. Ninguno de los modelos existentes de interacción hadrónica es capaz de describir completamente bien los datos experimentales que se tienen de los chubascos de partículas. En el mejor de los casos se pueden explicar observables individuales del chubasco con un modelo hadrónico pero siendo completamente inconsistente con los resultados para alguna otra observable. En el experimento KASCADE-Grande se ponen a prueba predicciones de los modelos de interacción hadrónica [14, 43, 45, 47].

Aunque existe una teoría, conocida como Cromodinámica Cuántica, bien establecida para describir la interacción entre los hadrones (“Quantum Chromo-dynamics”, QCD), aún no es posible calcular todos los procesos hadrónicos de producción de partículas. Los parámetros y la fenomenología que se asume en los modelos son probados mediante mediciones en los experimentos con aceleradores, sin embargo, esto sólo se da a bajas energías comparadas con las utilizadas en los rayos cósmicos, por lo que es común que existan diferencias entre las predicciones de los distintos modelos de interacción hadrónica que hay disponibles, en particular, si éstas son extrapoladas a ultra altas energías.

Habiendo dado un panorama general de algunas características esenciales de los modelos de interacción hadrónica, podemos clasificarlos en dos grupos: los que se modelan para eventos a bajas energías y los que se crean para modelar eventos a altas energías.

Modelos de interacción hadrónica a bajas energías: estos modelos cubren un rango de energía hasta 200 GeV en el sistema de referencia del laboratorio. UrQMD [55], FLUKA [56] o GEISHA [57] pertenecen a esta clase de modelos a bajas energías. Son importantes para bajas energías para el entendimiento de las colisiones hadrónicas a nivel de los experimentos de colisionadores.

Modelos de interacción hadrónica a altas energías: los modelos de interacción hadrónica más usados actualmente están basados en la teoría de campo Gribov-Regge [58], la cual describe el intercambio de cuasipartículas llamadas “pomerones” y “reggeones”. Por otro lado, la multiplicidad de partículas secundarias es dominada en gran parte por el número de minichorros producidos en las colisiones hadrónicas. Además, aunque teorías perturbativas de QCD son aplicadas en todos estos modelos, la región de espacio fase es diferente para cada aplicación y para la producción de minichorros. Otra fuente importante de cambios entre cada modelo es la forma en que se tratan los partones (partículas que conforman un hadrón las cuales interaccionan en forma individual cuando se consideran energías relativistas) dentro de las colisiones hadrónicas.

A continuación se listarán algunos de los modelos de interacción hadrónica con los que se ha hecho investigación en el experimento KASCADE-Grande: QGSJET versiones 98, 01 y II [66–68], VENUS [60], SIBYLL versiones 1.6 y 2.1 [62–64], DPMJET, NEXUS [65] y EPOS versiones 1.61 y 1.99 [59]. Se dará mayor énfasis a los modelos EPOS dado que la presente tesis abarca un estudio del espectro de energía con EPOS 1.99. Además, en el capítulo 8 se presenta una comparación entre distintas observables para EPOS 1.99 y QGSJET II. Describiremos brevemente las características de QGSJET y EPOS.

- QGSJET 01 [66–68]:

Es una implementación del modelo de cuerdas quark-gluón de Kaidalov [69, 70]. En este modelo eventos no difractivos están caracterizados por interacciones múltiples suaves y duras. Una componente de minichorro se agregó al modelo en 1997 [66]. Se considera que QGSJET 01 describe de manera muy buena los datos de muchos detectores de chubascos de partículas, sin embargo, hoy en día algunas de sus características fenomenológicas se consideran obsoletas. Las predicciones del modelo están caracterizadas por la producción de una gran cantidad de partículas secundarias a altas energías. Por otro lado, cuenta con grandes fluctuaciones en la multiplicidad y la inelasticidad.

- QGSJET II [71, 72]:

En adición a la física implementada en QGSJET 01, en este modelo se toman en cuenta las interacciones pomerón-pomerón. Además, nuevas densidades de partones son aplicadas para la producción de minichorros y la proporción entre sección eficaz difractiva y sección eficaz elástica disminuye al incrementarse la energía.

La implementación de interacciones pomerón-pomerón hace posible el uso de densidades de partones actualizadas y mantiene un corte independiente de la energía en el momento transversal para distinguir entre interacciones suaves y duras. Otra característica es que la multiplicidad de partículas secundarias es menor a la presentada en QGSJET 01 sobre un amplio rango de energía, sin embargo, a ultra altas energías, este modelo produce aún más partículas secundarias que ningún otro modelo.

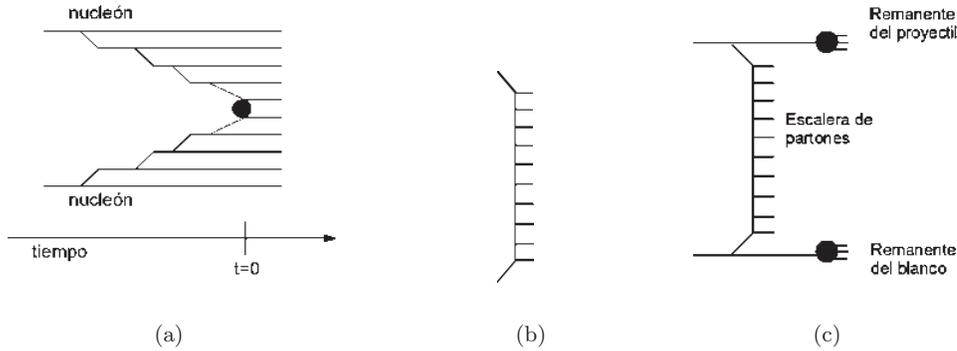


Figura 5.1: Esquemas del comportamiento de los partones en colisión en el modelo EPOS 1.61. (a) Representa la dispersión partón-partón elemental con sucesiva emisión de partones. (b) Escalera de partones. (c) Escalera de partones incluyendo remanentes.

■ EPOS 1.61 [73–76]:

Nacido como el sucesor de NEXUS, es una aproximación de dispersión múltiple basado en la mecánica cuántica. Basado en un modelo simple de partones como base para las interacciones hadrón-hadrón a altas energías (por partón nos referimos a un quark, antiquark, diquark o antidiquark). En este caso la sección eficaz inclusiva está dada como convolución de dos funciones de distribución de partones con sección eficaz parton-parton elemental. Esta sección eficaz se obtiene a partir de QCD perturbativa y la distribución de partones se deduce del fenómeno de dispersión inelástica. La producción de partículas y la sección eficaz son calculadas consistentemente tomando en cuenta conservación de la energía en ambos casos, tratamiento que no se da de la misma forma en otros modelos.

Otra característica diferente a la considerada en otros modelos son los efectos de alta densidad promoviendo un comportamiento colectivo en colisiones de iones pesados (o sistemas ligeros). Además, este modelo es aplicado originalmente en la física de aceleradores, siendo consistente con los datos del RHIC [77] (“Relativistic Heavy Ion Collider”, Colisionador Relativista de Iones Pesados). Probablemente esta es la mayor diferencia con otros modelos.

En este modelo se da una emisión sucesiva de partones que se puede caracterizar como una cascada de dichas partículas. Esta cascada es conocida técnicamente como “escalera de partones” y se presenta entre los dos hadrones que interactúan.

La figura 5.1 muestra una interacción con sólo dos partones, uno como proyectil y otro como blanco. En general podrían interactuar más partones generando escaleras de mayor tamaño. Otra peculiaridad de EPOS que es otra fuente de producción de partículas es el tratamiento especial que da a los remanentes del proyectil y del blanco dando una mejor descripción de la producción barión-antibarión, consideración que no se hace para otros modelos de interacción hadrónica usados para el análisis de rayos cósmicos. La figura 5.1(c) esquematiza el tratamiento de los remanentes de partones en las colisiones.

Podemos entonces especificar que los puntos claves del modelo EPOS son la conservación de la energía-momento y el tratamiento de los remanentes de las partículas en interacción, ya que estos aspectos influyen directamente en la multiplicidad y la inelasticidad del modelo.

Un atributo más en EPOS es la producción de muones en mayor medida que otros modelos de interacción hadrónica. Hemos mencionado detalladamente en el capítulo 2 la evolución de los chubascos de partículas sabiendo ahora que parte de la energía del chubasco se reparte en la componente de mesones, tanto cargados como no cargados. Mientras el producto de los piones neutros se suma a la componente electromagnética, los piones cargados continúan la cascada hasta decaer en muones. La proporción entre éstas dos razones de producción (que llamaremos R) es una medida de la producción de muones. Comparando EPOS con otros modelos, el valor de R de piones neutros entre hadrones cargados, en interacciones hadrónicas individuales, es significativamente menor, lo que incrementa la producción de muones. Además, el valor reducido de R se debe también a la realizada producción de bariones, lo que incrementa la creación de subcascadas bariónicas, dando origen a una fuente adicional de muones.

Es importante denotar que EPOS 1.61 no es compatible con los datos experimentales de KASCADE ya que la energía que llevan los hadrones, en las simulaciones, es muy baja, lo que significa que el chubasco es muy viejo al momento de alcanzar el nivel del suelo, dado por un problema en el cálculo de la sección transversal nuclear y una alta inelasticidad [47, 78]. Pero, por otro lado, las simulaciones generadas con EPOS 1.61 son consistentes con los datos del Observatorio Pierre Auger.

Para una explicación más detallada de EPOS 1.61 referirse a [73–76].

■ EPOS 1.99 [79–81]:

Tiene la misma base mecánico cuántica que EPOS 1.61 con algunos cambios que mejoran su funcionamiento y eficiencia. De los datos de KASCADE se aprendió que la energía contenida por los hadrones en EPOS 1.61 es muy pequeña, lo que significa que el chubasco es muy viejo cuando alcanza el nivel del suelo, dado por un problema con el cálculo de la sección eficaz nuclear y por un rompimiento de los remanentes de partones a altas energías (originando una alta inelasticidad). Para mejorar el poder descriptivo de EPOS, el tratamiento efectivo de efectos no lineales descritos en [73] se ha hecho consistente para describir datos de interacciones protón-protón, hadrón-núcleo y núcleo-núcleo con una única escala de saturación la cual puede ser fijada gracias a colisiones protón-protón y al estudio del efecto Cronin en colisiones de dAu en el RHIC.

La producción de partículas en EPOS 1.99 se lleva a cabo de manera especial, fijando el número de pomerones existentes entre el proyectil y el blanco dando lugar a que la energía inicial sea compartida entre los pomerones y los remanentes. La producción de partículas está dada entonces por el decaimiento de los remanentes y por el corte de pomerones. Un análisis detallado de este procedimiento se puede encontrar en [80, 81]. Comparado con EPOS 1.61, EPOS 1.99 tiene una reducida probabilidad de excitación a altas energías, incrementando

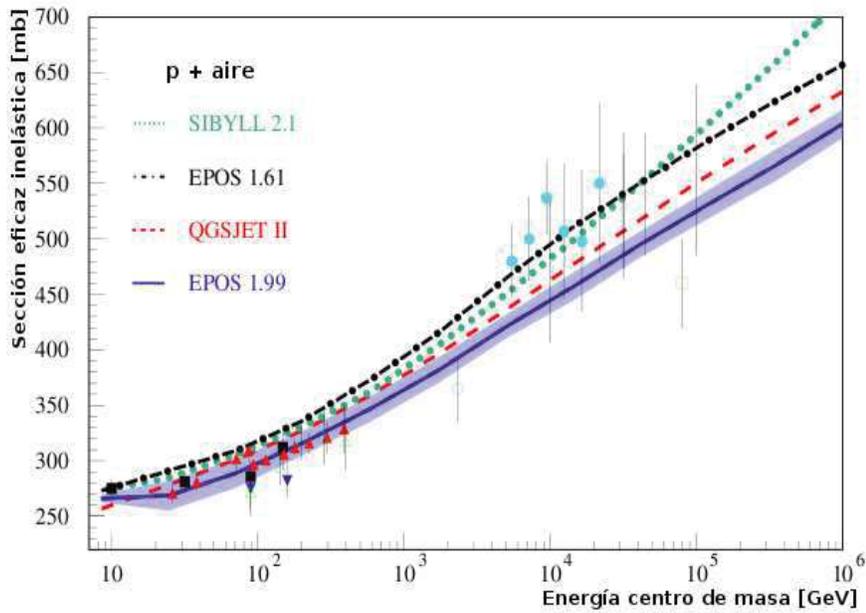


Figura 5.2: Sección eficaz inelástica calculada para colisiones de protones con las moléculas de aire en función de la energía en el centro de masa de la colisión. Se presentan los resultados para distintos modelos de interacción hadrónica. Los puntos con barras de incertidumbre representan los datos experimentales con los que se comparan los modelos. La banda que rodea la curva de EPOS 1.99 toma en cuenta errores estadísticos y sistemáticos. Crédito de la imagen: Tanguy Pierog [80].

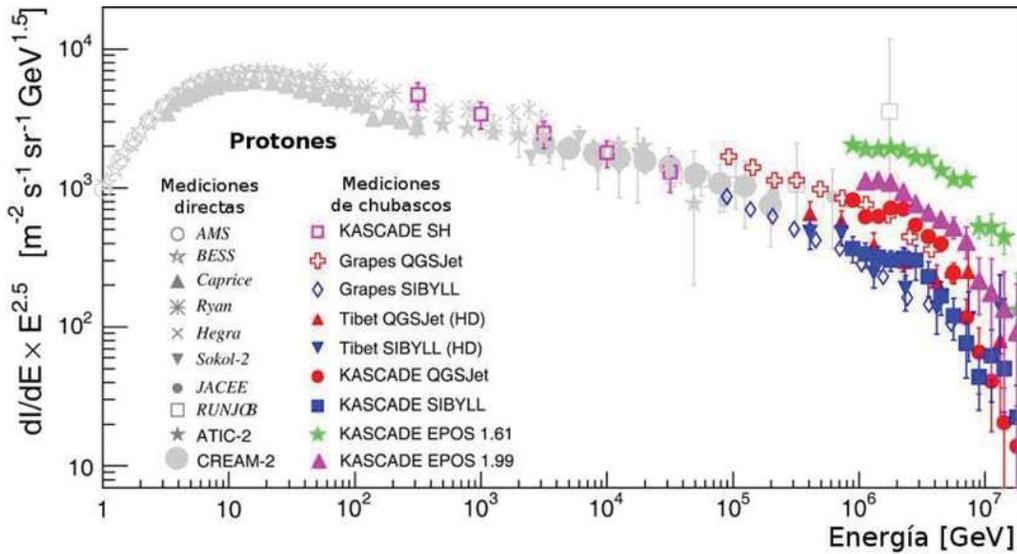


Figura 5.3: Espectro de energía en la región de $10^9 - 10^{16}$ eV. Se puede comparar el espectro calculado con distintos experimentos y con distintos modelos de interacción hadrónica. Crédito de la imagen: Andreas Haungs [82].

el número de protones en la dirección de desarrollo del chubasco y reduciendo la inelasticidad.

Vale la pena comparar el comportamiento de los modelos hadrónicos en términos de distintos parámetros involucrados en la evolución del chubasco de partículas. La figura 5.2 muestra el valor de la sección eficaz inelástica (protón-aire) en función de la energía del centro de masa en la colisión.

Se aprecia claramente una diferencia entre todos los modelos de interacción hadrónica, la cual no se mantiene constante, variando conforme la energía cambia en la colisión hadrónica.

La figura 5.3 muestra el espectro de energía multiplicado por $E^{2.5}$, calculado por distintos experimentos y distintos modelos de interacción hadrónica. En particular se muestran los datos de KASCADE los cuales son interpretados en términos de varios modelos hadrónicos. Se observa en estos casos un cambio en la magnitud del espectro pero se mantiene la misma forma.

5.1. Simulaciones de Monte Carlo

A lo largo de todo el texto se ha mencionado el uso de las simulaciones de Monte Carlo junto con los modelos de interacción hadrónica. Es importante dejar clara la definición de una simulación de Monte Carlo.

El método Monte Carlo consiste en una serie de algoritmos computacionales, los cuales permiten tomar muestras aleatorias de un conjunto de eventos, en nuestro caso, se toman comportamientos aleatorios al simular las interacciones hadrónicas y los chubascos de partículas. Este método es completamente estadístico, utilizado computacionalmente cuando es imposible hacer un cálculo determinista del comportamiento del fenómeno que se esté considerando.

Las simulaciones de Monte Carlo se usan especialmente para estudiar sistemas con un gran número de grados de libertad (por ejemplo, miles de partículas simuladas en un chubasco), propiedad relacionada con la incertidumbre para calcular el comportamiento exacto del sistema.

El término “Monte Carlo” fue tomado en 1940 por físicos trabajando en proyectos de armas nucleares en los Laboratorios Nacionales Alamos en Estados Unidos, haciendo alusión a un famoso casino de Mónaco.

Capítulo 6

Método de cortes a intensidades constantes (CIC)

Para la reconstrucción del espectro de energía de los rayos cósmicos primarios se han desarrollado varios métodos, entre ellos el método de *cortes a intensidades constantes* (CIC) [31] el cual es utilizado ampliamente por la colaboración de KASCADE-Grande en una de las técnicas de reconstrucción del espectro de energía a partir de la componente electromagnética [83], de la componente penetrante [84] y utilizando el parámetro S(500) en el análisis de la distribución lateral del chubasco atmosférico de partículas [85].

El método CIC asume que los rayos cósmicos arriban a la Tierra en forma isotrópica, esto quiere decir que la intensidad o frecuencia con la que arriban los rayos cósmicos, a una energía dada, no depende de la dirección de la que provengan, trabajando con una eficiencia de detección del 100% . En el experimento KASCADE-Grande se asume una distribución isotrópica de rayos cósmicos en la región de energía hasta 10^{18} eV, lo cual se justifica por las observaciones [86]. Esto permite que apliquemos el método CIC.

La cantidad de atmósfera que las partículas del chubasco deben atravesar (profundidad atmosférica) depende de la dirección de arribo y se incrementa a medida que crece el ángulo cenital θ (ver capítulo 2, ecuación (2.6)). La figura 6.1 ayuda a visualizar la diferencia en la profundidad atmosférica.

Por esta razón el número de partículas secundarias que conforman un chubasco atmosférico se ve directamente relacionado con la dirección de arribo de la partícula primaria y su primera interacción con las moléculas de la atmósfera ya que la profundidad atmosférica juega un rol fundamental al atenuar el chubasco conforme éste recorre las distintas capas de la atmósfera.

En KASCADE-Grande se organizan los datos en 5 diferentes intervalos de ángulo cenital. Estos intervalos son:

1. $0.00^\circ \leq \theta < 16.71^\circ$,

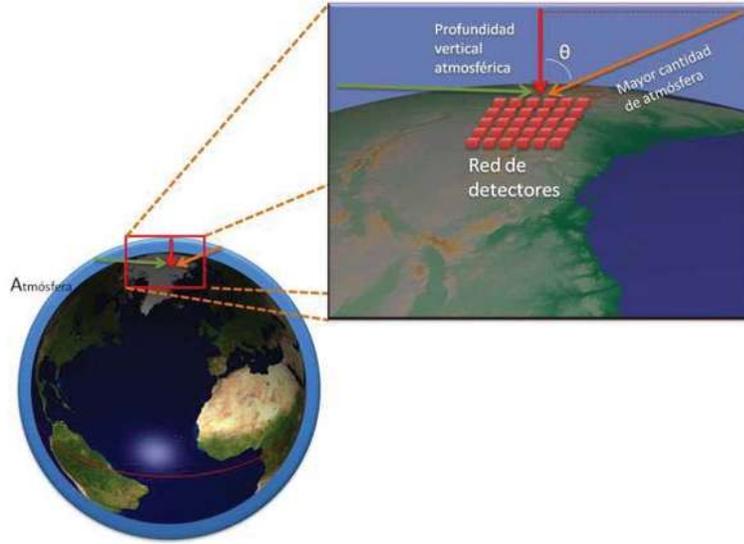


Figura 6.1: Variación de la profundidad atmosférica con el ángulo cenital θ . Mientras mayor sea la inclinación respecto a la normal con la superficie terrestre, mayor es el grosor de la capa atmosférica que deben atravesar las partículas.

2. $16.71^\circ \leq \theta < 23.99^\circ$,
3. $23.99^\circ \leq \theta < 29.86^\circ$,
4. $29.86^\circ \leq \theta < 35.09^\circ$,
5. $35.09^\circ \leq \theta < 40.00^\circ$,

definidos así para tener cada uno la misma aceptación en cada caso y, por tanto, el mismo número de partículas primarias registradas con los detectores, por ángulo sólido, por unidad de tiempo y área. La aceptación se define como:

$$\Delta A_\theta = \Delta T \cdot \Delta A \int_\theta^{\theta+\Delta\theta} \cos(\theta) d\Omega = \pi/2 \cdot \Delta T \cdot \Delta A \cdot [\cos(2\theta_0) - \cos(2(\theta + \Delta\theta))], \quad (6.1)$$

donde ΔA es el área efectiva del detector, ΔT es el tiempo efectivo de toma de datos y θ el ángulo cenital. La integral representa el ángulo sólido.

El objetivo del método CIC es extraer las curvas de atenuación de los muones del chubasco en la atmósfera o de cualquier otra componente como N_e o N_{ch} (en nuestro caso, lo aplicamos en muones), para corregir su tamaño debido al efecto de la profundidad atmosférica y combinar posteriormente la información proveniente de diferentes ángulos cenitales, para construir un

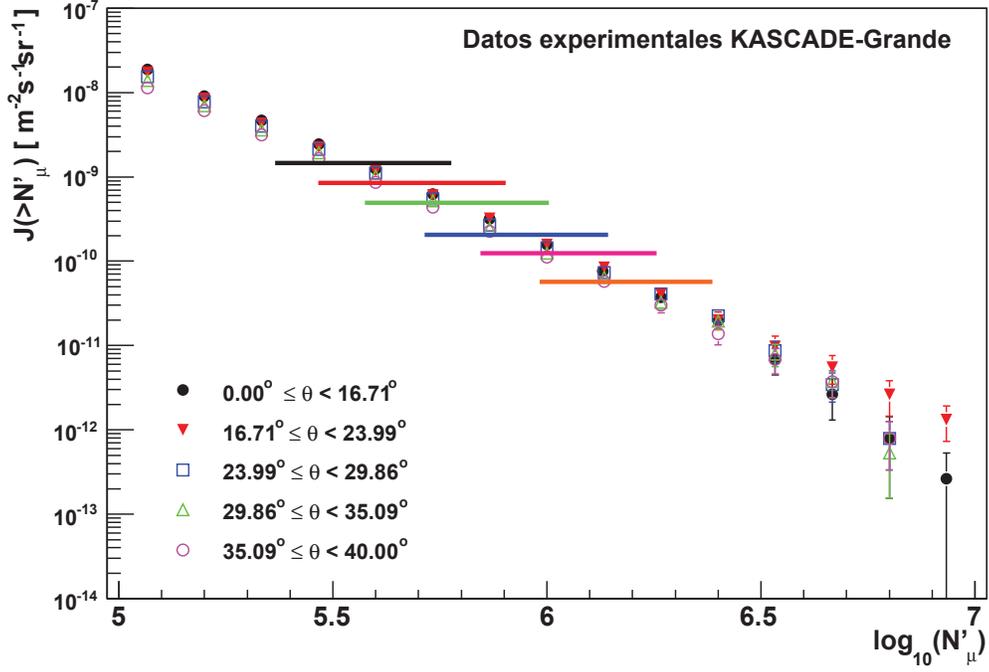


Figura 6.2: Se muestran seis cortes a intensidad constante aplicados al flujo integral de muones medidos con KASCADE-Grande. Del corte superior a inferior: $\log_{10}(J) = -8.85$, $\log_{10}(J) = -9.11$, $\log_{10}(J) = -9.33$, $\log_{10}(J) = -9.65$, $\log_{10}(J) = -9.90$ y $\log_{10}(J) = -10.29$, donde $[J] = m^{-2}s^{-1}sr^{-1}$. A cada corte y a cada intervalo de ángulo cenital le corresponde un tamaño de muones definido. Los cortes se aplican en la región de máxima eficiencia y suficiente estadística.

sólo espectro de muones a un ángulo cenital de referencia. Este proceso es independiente del modelo de interacciones hadrónicas utilizado.

El método CIC requiere la aplicación de cortes constantes al flujo integral de muones para los diferentes intervalos de ángulo cenital, es decir, cortes que corresponden a frecuencias de arriba constantes de las partículas. Para cada corte y flujo integral dados, el número de muones correspondiente es extraído. Es importante señalar que los cortes a intensidades constantes deben aplicarse en la región de máxima eficiencia y suficiente estadística para evitar efectos provocados por las fluctuaciones en los datos. La figura 6.2 muestra un ejemplo de cómo se aplican estos cortes a una frecuencia de arriba constante de muones. En esta figura podemos ver seis distintos cortes a intensidades de flujo integral constante, medido con KASCADE-Grande, cada uno con una recta de distinto color; de cada corte (línea horizontal) se extraen cinco valores para N_μ (cantidad de muones a esa intensidad), correspondientes a cada intervalo de ángulo cenital. La forma en la que se reconstruyen los flujos integrales se muestra más adelante (ver ecuaciones (6.2), (6.3) y capítulo 7).

Asumiendo isotropía, los respectivos valores de N_μ provenientes del mismo corte y de

diferente ángulo cenital deben corresponder a la misma energía primaria y las diferencias provienen por los efectos de atenuación de la atmósfera, que como se ha mencionado, se incrementa con el ángulo cenital. Enseguida, se construyen las curvas de atenuación, las cuales son una parametrización del número de muones extraídos del CIC, en función del ángulo cenital ($sec(\theta)$ para ser precisos). De un ajuste a las curvas se extrae la longitud de atenuación, la cual puede ser utilizada para corregir, evento por evento, los efectos de atenuación atmosférica que sufren los muones de un chubasco. Finalmente, los datos de N_μ en el intervalo total θ son combinados para construir un flujo de muones a un ángulo cenital de referencia.

El método es comprensible, pero ¿cómo es que funciona? Un sustento matemático podría develar esta duda [87]. Por simplicidad se asume un flujo vertical de muones dado por:

$$\Phi_{\mu,v}(N_{\mu,v}) = \Phi_0 N_{\mu,v}^{-\beta}, \quad \beta > 1 \quad (6.2)$$

donde $N_{\mu,v}$ es el contenido de muones de un chubasco producido por un rayo cósmico de energía E interaccionando verticalmente con la atmósfera. El flujo integral es simplemente la integral del flujo diferencial

$$J^v(> N_{\mu,v}) = \int_{N_{\mu,v}}^{\infty} \Phi_{\mu,v}(N_{\mu,v}) dN_{\mu,v} = \Phi_0 \frac{N_{\mu,v}^{1-\beta}}{1-\beta}. \quad (6.3)$$

Si se asume isotropía y considerando la atenuación del chubasco a través de la atmósfera, se sabe que el flujo medido a cierto ángulo cenital θ debe corresponder a

$$\Phi_{\mu,\theta}(N_{\mu,\theta}) = \Phi_{\mu,v}(N_{\mu,v}) \cdot \frac{dN_{\mu,v}}{dN_{\mu,\theta}} = \Phi_{\mu,v}(N_{\mu,\theta}) \cdot e^{\frac{X_v sec(\theta)(1-\beta)}{\Lambda_\mu}}, \quad (6.4)$$

donde [88]

$$N_{\mu,\theta} = N_{\mu,v} \cdot e^{\frac{-X_v sec(\theta)}{\Lambda_\mu}}. \quad (6.5)$$

Aquí X_v representa la profundidad atmosférica para $\theta = 0^\circ$, Λ_μ es la longitud de atenuación para muones en la atmósfera y $N_{\mu,\theta}$ es el número de muones detectados en un chubasco inclinado, originado por un rayo cósmico de energía E . Se asume una eficiencia en los detectores de 100%. La expresión (6.5) indica que después del máximo del chubasco, el tamaño del chubasco decaiga exponencialmente, con Λ_μ representando la escala típica de la distancia de absorción.

El flujo integral correspondiente al espectro (6.4) es entonces:

$$J^\theta(> N_{\mu,\theta}) = \int_{N_{\mu,\theta}}^{\infty} \Phi_{\mu,\theta}(N_{\mu,\theta}) dN_{\mu,\theta} = \Phi_0 \frac{N_{\mu,\theta}^{1-\beta}}{1-\beta} \cdot e^{\frac{X_v sec(\theta)(1-\beta)}{\Lambda_\mu}}. \quad (6.6)$$

Ahora podemos ver que si aplicamos un corte a intensidad constante, se recuperará la expresión (6.5), la cual describe la dependencia del número de muones con el ángulo cenital ($sec(\theta)$). Esta relación es la que se busca extraer del método CIC para corregir el número de muones debido a los efectos de atenuación en la atmósfera. Aplicamos entonces los cortes, lo que equivale a pedir

$$J^v(> N_{\mu,v}) = J^\theta(> N_{\mu,\theta}), \quad (6.7)$$

así que

$$\Phi_0 \frac{N_{\mu,v}^{1-\beta}}{1-\beta} = \Phi_0 \frac{N_{\mu,\theta}^{1-\beta}}{1-\beta} \cdot e^{\frac{X_v sec(\theta)(1-\beta)}{\Lambda_\mu}}, \quad (6.8)$$

de donde se obtiene la expresión (6.5), tal y como se quería.

Con el método CIC se seleccionan los valores de $N_{\mu,\theta}$ arriba de los cuales la frecuencia de arribo, es decir, el número de eventos detectados por el experimento, por unidad de área, por ángulo sólido ($\Delta\Omega$) y unidad de tiempo (ΔT), es la misma para diferentes ángulos cenitales:

$$\frac{\Delta n_v(> N_{\mu,v})}{\Delta \mathcal{A}_v} = \frac{\Delta n_\theta(> N_{\mu,\theta})}{\Delta \mathcal{A}_\theta}, \quad (6.9)$$

donde

$$J^\theta(> N_{\mu,\theta}) = \frac{\Delta n_\theta(> N_{\mu,\theta})}{\Delta \mathcal{A}_\theta}, \quad (6.10)$$

con $\Delta n_\theta(> N_{\mu,\theta})$ siendo el número de eventos observados con el número de muones mayor a $N_{\mu,\theta}$ y $\Delta \mathcal{A}_\theta$ igual a la aceptación del experimento, definida anteriormente como la ecuación (6.1).

Vale la pena comentar que en todo este desarrollo no se ha tomado en cuenta la influencia de cambios en la composición química de la partícula primaria con la energía, ni las posibles fluctuaciones que acompañan al chubasco.

Capítulo 7

Reconstrucción del espectro de energía

Se ha explicado anteriormente que el experimento KASCADE-Grande tiene la posibilidad de separar las componentes muónica, hadrónica y electromagnética de los chubascos atmosféricos, esto permite encontrar la energía y composición de los rayos cósmicos de manera más precisa, al tener más observables disponibles para la reconstrucción.

El trabajo desarrollado en esta tesis involucra la reconstrucción del espectro de energía primario de los rayos cósmicos utilizando la componente penetrante como herramienta fundamental, a partir de los datos obtenidos del experimento KASCADE-Grande. El método CIC es aplicado a los datos experimentales para corregir los efectos de la profundidad atmosférica, enseguida, el número de muones, N_μ correspondiente, se transforma en energía, evento por evento, mediante una función de calibración E vs N_μ que se obtiene de las simulaciones dentro del marco del modelo de interacción hadrónica EPOS 1.99. A partir de dichos datos, se obtiene entonces el espectro de energía de los rayos cósmicos primarios, entre 10^{16} y 10^{18} eV, usando los datos de KASCADE-Grande, entre 0° y 40° de ángulo cenital.

La componente muónica tiene la ventaja de que es sensible a la masa de la partícula primaria y contiene información acerca de las interacciones hadrónicas, las cuales dan lugar a los chubascos atmosféricos. El número de muones aumenta con la energía primaria de los rayos cósmicos siguiendo la ley de potencias (1.1). Por otro lado, la componente muónica es más penetrante que la electromagnética, por lo que los efectos de las fluctuaciones son menores en el primer caso. Por estas razones, el número de muones N_μ puede ser ventajosamente una herramienta para el estudio del espectro primario de energía de los rayos cósmicos. A diferencia de otros detectores, la ventaja que tiene el experimento es que es capaz de medir directamente la componente penetrante del chubasco a través de la red blindada de detectores de KASCADE.

Para la reconstrucción del espectro se deben seguir una serie de pasos los cuales se describirán en el presente capítulo.

Es importante hacer notar que para analizar los datos se utilizó el programa ROOT de análisis de datos, desarrollado en el CERN (“Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire”, en español, Organización Europea de Investigación Nuclear). Este paquete es empleado en la mayoría de los experimentos donde se realiza investigación en Física de Partículas. La base del código de ROOT está escrita en el lenguaje de programación C++. Para trabajar en este entorno se ha consultado un manual de ROOT y un manual de C++ [89,90].

7.1. Cortes de calidad

Los cortes de calidad son cortes sobre las variables reconstruidas, tanto experimentales como simuladas, los cuales nos permiten seleccionar datos de calidad eliminando aquellos con errores sistemáticos por encima de cierto valor, debido al funcionamiento del hardware y a la reconstrucción de eventos donde hubo errores en el sistema de disparo (“trigger”) y durante la toma de datos, entre otros.

Dentro de las variables experimentales, existen dos tipos de cortes: aquellos que tienen que ver con la funcionalidad del hardware y con posibles eventos de ANKA (sincrotrón en constante uso en el KIT) y los que se aplican a los parámetros del chubasco y la reconstrucción de éste. Los cortes sobre las variables internas de KASCADE asociados con el hardware son los siguientes:

- **Iact AND 1:** Se cumple cuando todos los detectores electromagnéticos de KASCADE están activos.
- **Fanka < 4:** Elimina posibles eventos de ANKA.
- **Msch:** Los 12 grupos de detectores de muones de KASCADE deben estar activos.
- **ev.run:** Elimina aquellos periodos de toma de datos (corridas) con problemas observados con los grupos de detectores de muones de KASCADE. Estas corridas son, específicamente, las numeradas con 4775, 5341, 5342, 5343, 5344, 5345, 5346, 5347, en la base de datos interna de KASCADE.
- **mycut.standard():** Cortes estándar relacionados con funcionamiento del hardware de Grande, como el número de estaciones activas, activando los requerimientos mínimos para poder iniciar la toma de datos.
- **require_clusters(18):** Pide que todos los sistemas de disparo de los detectores de Grande estén activados.

Una explicación más detallada de estos cortes se puede encontrar en [91]. Los cortes impuestos a los parámetros reconstruidos del chubasco son:

- **Cortes sobre el área de detección:** Se trabajó con el área ubicada en el centro de Grande. Primero se tomó un área rectangular de 196100 m^2 , con coordenadas en los

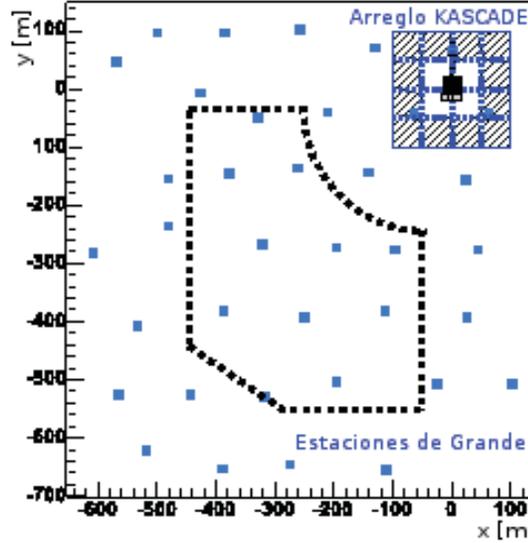


Figura 7.1: Red de detectores del experimento KASCADE-Grande donde se muestra con línea punteada el corte que se ha hecho sobre el área fiducial. Sólo los eventos que caen dentro des esta región son considerados para el análisis y reconstrucción del espectro de energía.

bordes de: $(x,y) = (-50m,-30m)$ y $(x,y) = (-420m, -550m)$ dentro del sistema coordinado que se muestra en la figura 4.6. Esto nos permite separar datos reconstruidos con errores sistemáticos grandes en la posición del núcleo del chubasco, consecuencia de que el núcleo de la cascada impacte cerca o fuera del borde de KASCADE-Grande. Posteriormente se decidió hacer un corte adicional, eliminando dos esquinas del área original: la esquina ubicada hacia el noreste y la que se encuentra en el suroeste, lo que nos deja al final con un área fiducial total de $152202m^2$. Estos bordes se eliminaron para descartar eventos donde los errores sistemáticos muestran una notable dependencia con el punto de impacto del chubasco. La figura 7.1 presenta este corte sobre el área.

- **Ndtg > 11**: Número de estaciones detectoras de Grande activadas por el chubasco.
- **Nflg > 0**: Permite seleccionar los datos que fueron reconstruidos exitosamente por KRETA.
- **Idmx > 0**: Selecciona estaciones donde la máxima energía depositada no supera el máximo tolerado por el detector. Si la estación identificada está cerca de límite máximo, entonces $idmx < 0$.
- **Hit 7 > 0**: Pide que las siete estaciones de una celda de disparo (“trigger”) se hayan activado en el evento.
- **Sizmg > 1.25×10^5** : Corte sobre el número total de muones, con energía mayor a 240 MeV, reconstruido por Grande. Permite descartar eventos de baja energía.
- **Sizeg > 10^5** : Corte sobre el número total de electrones reconstruido por Grande. También nos ayuda a seleccionar eventos de alta energía.

- **Ángulo cenital $\leq 40^\circ$:** se ha observado una discrepancia en N_μ entre los modelos hadrónicos y los datos experimentales, que se incrementa con el ángulo cenital [92, 93]. Para $\theta \leq 40^\circ$ se obtiene un buen acuerdo entre modelos y experimento dentro del límite requerido para reconstruir el espectro de energía .
- **$-0.385 < s < 1.485$:** Corte sobre el parámetro de edad del chubasco.
- **$\log_{10}(\text{Nctot}/8.5) > \frac{1}{4.2}(2.9 \cdot \log_{10}(\text{Sizeg}) - 8.4)$:** Nctot es un parámetro relacionado con la suma de toda la energía depositada en las estaciones de Grande. Este corte permite eliminar eventos que posean grandes errores sistemáticos después de la reconstrucción.

Dentro de las simulaciones de MC existen dos tipos de variables: las variables reconstruidas y las variables reales. Las variables reconstruidas son aquellas que se estiman a partir de los datos de chubascos simulados en la computadora. A estos datos se les aplica el mismo método de reconstrucción que a los datos reales y están guardados con el mismo formato que estos últimos. En las simulaciones se toma en cuenta desde la producción del chubasco hasta su desarrollo e interacción con el detector (el cual es simulado en detalle, incluyendo el comportamiento de la electrónica). Las variables reales son aquellos parámetros iniciales que se escogen para simular el rayo cósmico primario. Sobre las variables reconstruidas también se aplican los mismos cortes de calidad que para los datos experimentales.

Se analizaron 57400271 eventos, lo que equivale a un tiempo efectivo de medición de ≈ 1106 días (eliminando el tiempo muerto entre la detección de un evento y otro), iniciando el 22.12.2003 y finalizando el 26.10.2009. Para estudiar y poner a prueba los métodos de reconstrucción propuestos, se emplearon dos bases de datos generados mediante simulaciones de Monte Carlo usando el modelo de interacción hadrónica EPOS 1.99:

- epos_cont-2c.
- epos_cont-2d.

Los chubascos de MC fueron simulados usando CORSIKA v6.900 [15, 94] y los modelos de interacción hadrónica FLUKA 2008.3/EPOS 1.99 [56, 95]. Las simulaciones cubren seis diferentes composiciones primarias: hidrógeno, helio, carbono, silicio, hierro y composición mixta, en donde se incluyeron los núcleos atómicos anteriores en igual proporción. Los datos fueron generados en el rango de energía de $10^{14} - 10^{18}$ eV con un índice espectral $\gamma = 2.0$ para ángulos cenitales en el intervalo $0^\circ - 40^\circ$. La distribución de eventos se consideró isotrópica. Los núcleos de los chubascos fueron distribuidos uniformemente sobre la superficie de KASCADE-Grande. Finalmente, el funcionamiento de los detectores de KASCADE-Grande es simulado con GEANT4 [96].

7.2. Índice espectral

Como se menciona en el párrafo anterior, las simulaciones fueron generadas considerando un índice espectral $\gamma = 2.0$:

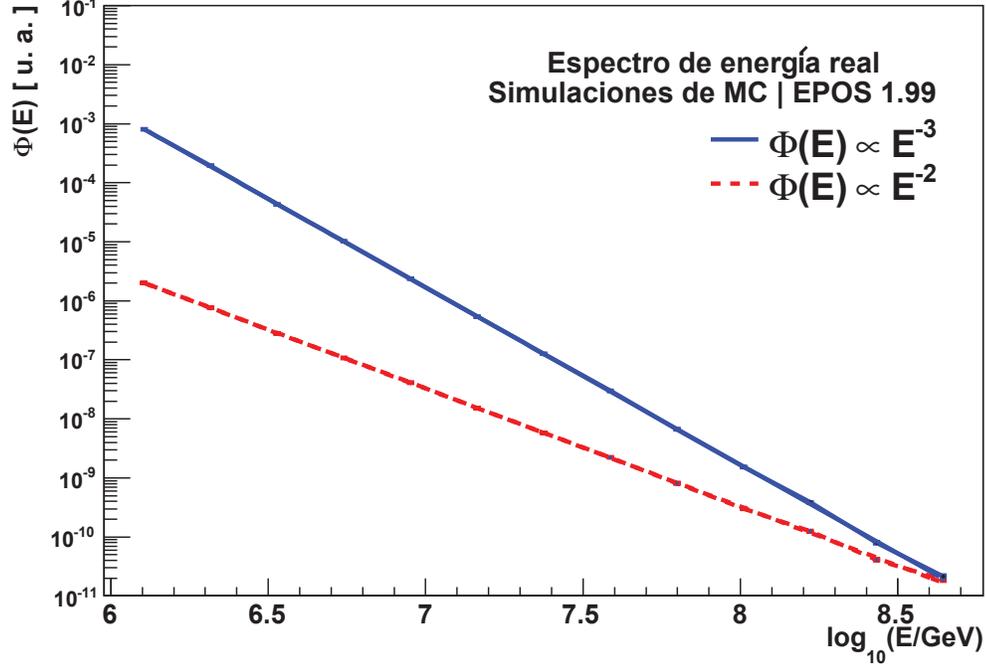


Figura 7.2: Comparación de los espectros de energía real generados con EPOS 1.99 para $\gamma = 2$ y $\gamma = 3$. El factor de normalización entre los espectros es 1×10^8 .

$$\Phi(E) = \frac{\Delta N_{eventos}}{\Delta \mathcal{A} \Delta E(E_i)} = \Phi_a \cdot E^{-2}, \quad (7.1)$$

donde $\Delta N_{eventos}$ representa el número de eventos en cada bin de energía, $\Delta \mathcal{A}$ es la aceptación del experimento definida en la ecuación (6.1) y $\Delta E(E_i)$ es el intervalo de energía del bin i de donde se obtienen los $\Delta N_{eventos}$. Las simulaciones se generan con un índice espectral de energía de 2 con la finalidad de tener estadística suficiente a muy altas energías y evitar la saturación de eventos en las regiones de baja energía, que se produciría si se usara $\gamma = 3$, lo que generaría archivos con demasiada información. Dado que en la naturaleza $\gamma \approx 3$, en el intervalo de $E = 10^{14} - 10^{18}$ eV las simulaciones de Monte Carlo se deben multiplicar por un factor de peso de la forma $W \propto E^{-1}$ y una constante de normalización extra, Φ_c . Al multiplicar (7.1) por el factor de peso anterior se obtiene la relación (7.2):

$$\Phi(E) \cdot W(E) = \Phi_b \cdot E^{-3} = \Phi'(E). \quad (7.2)$$

donde $W(E) = \Phi_c E^{-1}$ ya incluye el factor de normalización. La figura 7.2 muestra los espectros de energía reales con índice espectral $\gamma = 2$ y 3 . La base de datos con simulaciones obtenida para $\gamma = 3$ es la que se usó finalmente en el presente estudio.

7.3. Eficiencia

Al momento de reconstruir el espectro de energía siempre se busca trabajar donde la reconstrucción de datos y detección de eventos tengan su máxima eficiencia. Se analizó esta eficiencia como función del número de muones real y de la energía real usando los datos de MC para cada intervalo diferente de ángulo cenital dentro del área efectiva de la figura 7.1 y para las seis diferentes composiciones químicas antes mencionadas. La eficiencia de KASCADE-Grande es obtenida mediante las fórmulas:

$$\mathcal{E}(E^{Real}) = \frac{\Delta N(E^{Real})}{\Delta N_{cortes}(E^{Real})}, \quad (7.3)$$

$$\mathcal{E}(N_{\mu}^{Real}) = \frac{\Delta N(N_{\mu}^{Real})}{\Delta N_{cortes}(N_{\mu}^{Real})}, \quad (7.4)$$

con $\mathcal{E}(E^{Real})$ igual a la eficiencia para la energía E^{Real} , $\Delta N(E^{Real})$ igual al número de eventos recibidos a la energía E^{Real} en la dirección y sobre la superficie consideradas, sin aplicar otros cortes de calidad y $\Delta N_{cortes}(E^{Real})$ es el número de eventos obtenidos después de aplicar todos los cortes de calidad en las variables reales. De igual manera, $\mathcal{E}(N_{\mu}^{Real})$ es la eficiencia calculada para el valor N_{μ}^{Real} dado, con $\Delta N(N_{\mu}^{Real})$ la cantidad de eventos registrados en el intervalo alrededor de N_{μ}^{Real} en la dirección y sobre el área considerados y $\Delta N_{cortes}(N_{\mu}^{Real})$ el número de eventos respectivo después de aplicar todos los cortes de calidad.

Para cada caso, la eficiencia es graficada contra la energía real y contra el número de muones real, respectivamente. Estas gráficas se muestran a continuación:

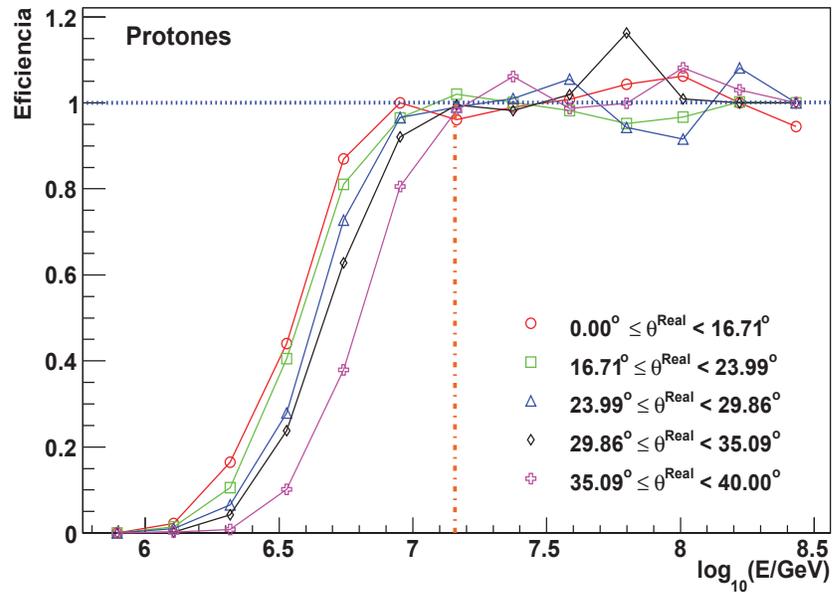


Figura 7.3: Eficiencia vs. energía real. Se asume una composición primaria de protones. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(E/\text{GeV}) = 7.158$.

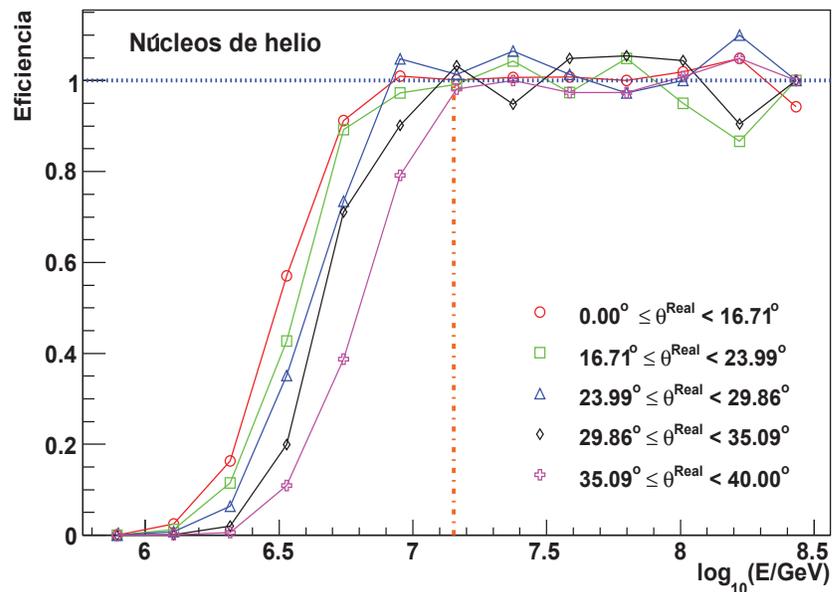


Figura 7.4: Eficiencia vs. energía real. Se asume una composición primaria basada en núcleos de helio. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(E/\text{GeV}) = 7.152$.

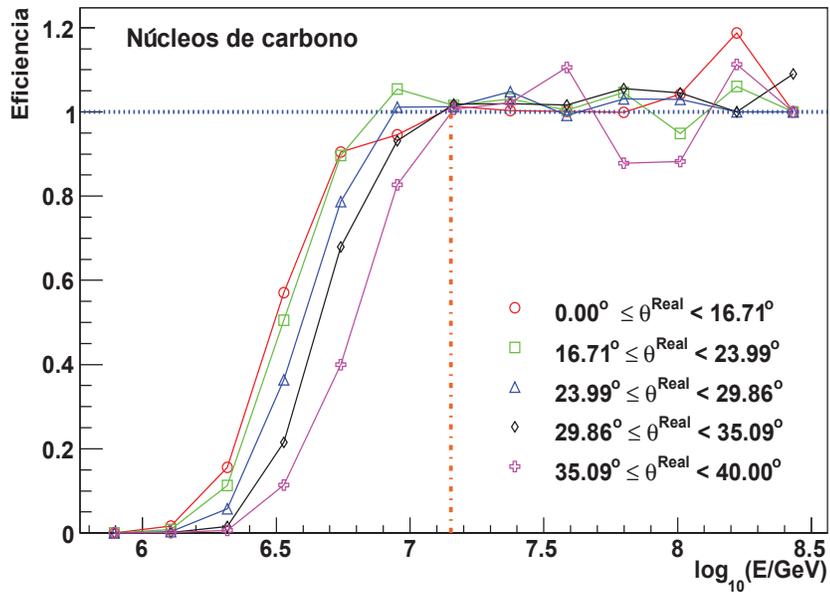


Figura 7.5: Eficiencia vs. energía real. Se asume una composición primaria basada en núcleos de carbono. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(E/\text{GeV}) = 7.152$.

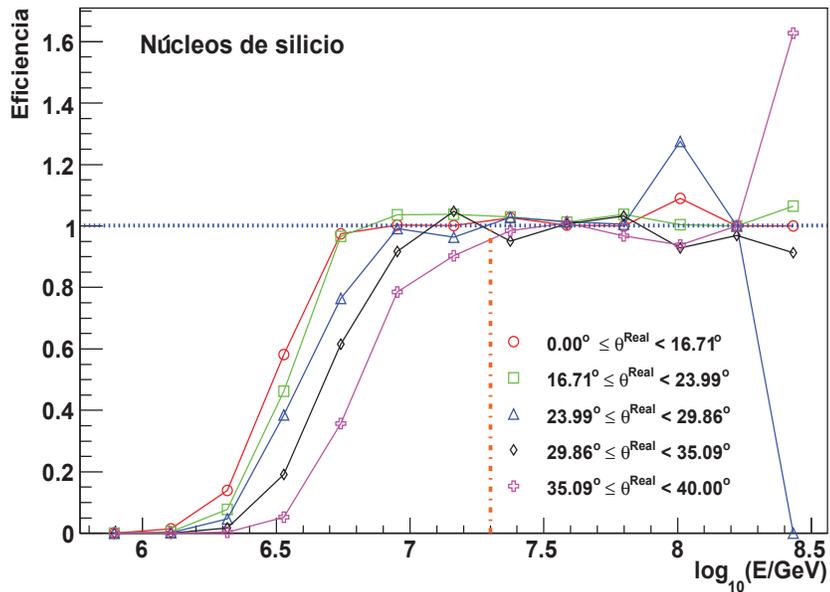


Figura 7.6: Eficiencia vs. energía real. Se asume una composición primaria basada en núcleos de silicio. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(E/\text{GeV}) = 7.300$.

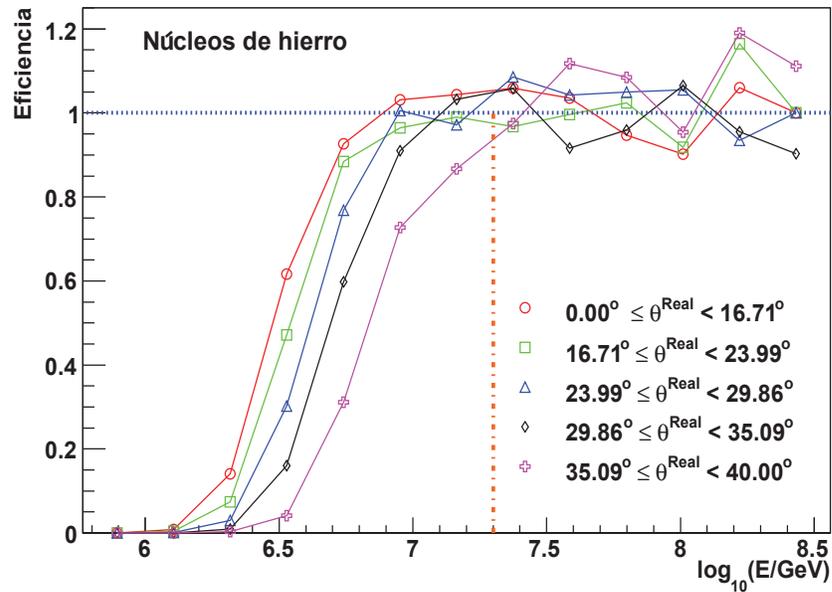


Figura 7.7: Eficiencia vs. energía real. Se asume una composición primaria basada en núcleos de hierro. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(E/\text{GeV}) = 7.300$.

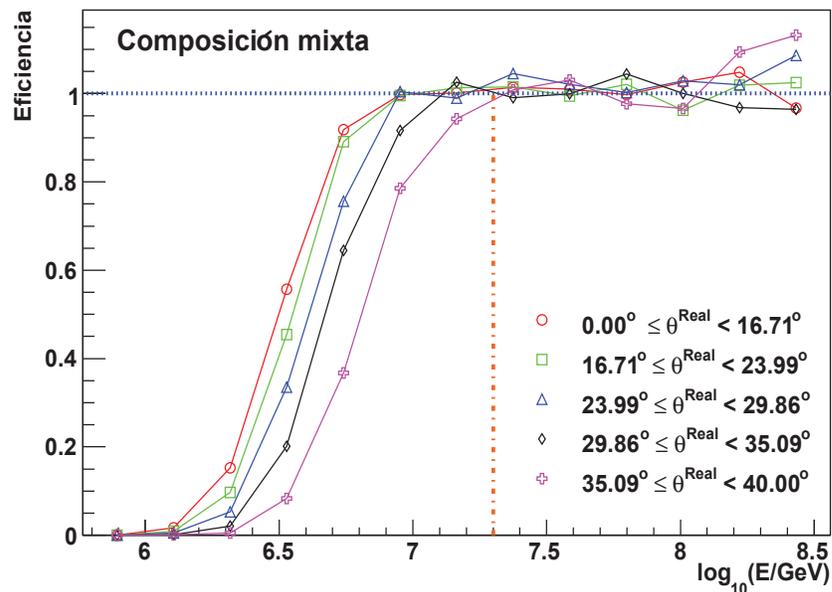


Figura 7.8: Eficiencia vs. energía real. Se asume una composición primaria mixta. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(E/\text{GeV}) = 7.300$.

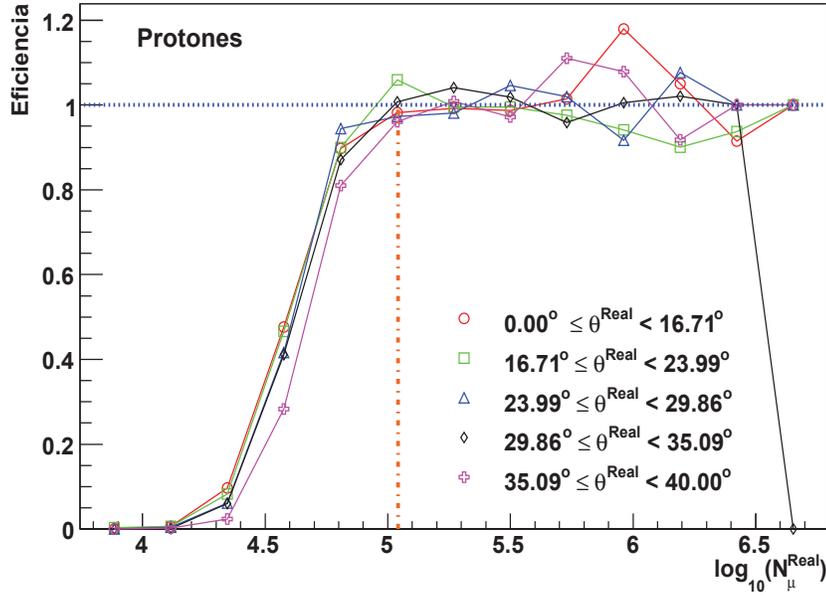


Figura 7.9: Eficiencia vs. número de muones real. Se asume una composición primaria de protones. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(N_\mu^{\text{Real}}) = 5.043$.

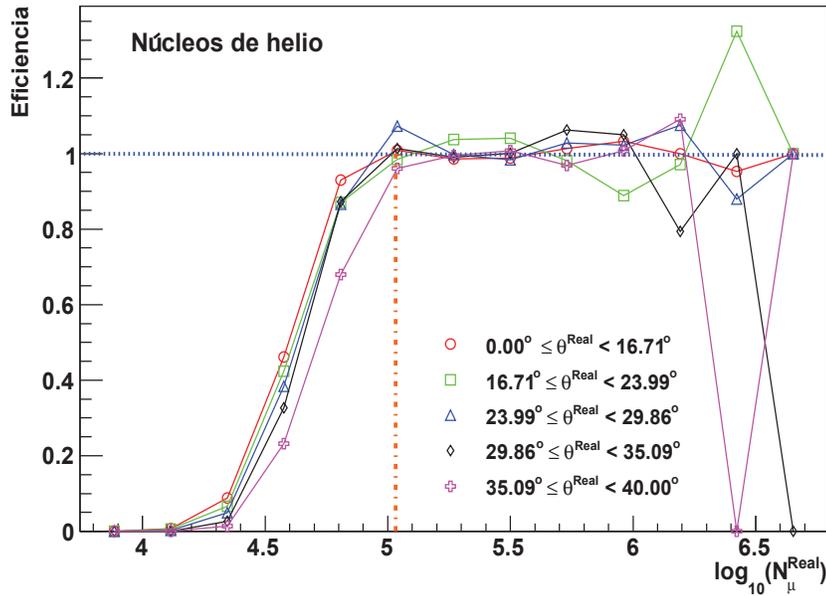


Figura 7.10: Eficiencia vs. número de muones real. Se asume una composición primaria basada en núcleos de helio. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(N_\mu^{\text{Real}}) = 5.032$.

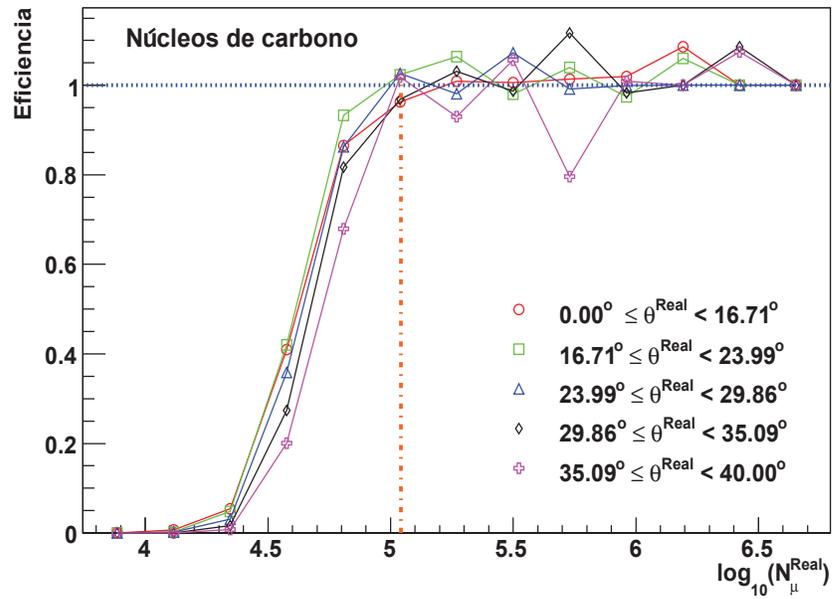


Figura 7.11: Eficiencia vs. número de muones real. Se asume una composición primaria basada en núcleos de carbono. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(N_\mu^{\text{Real}}) = 5.043$.

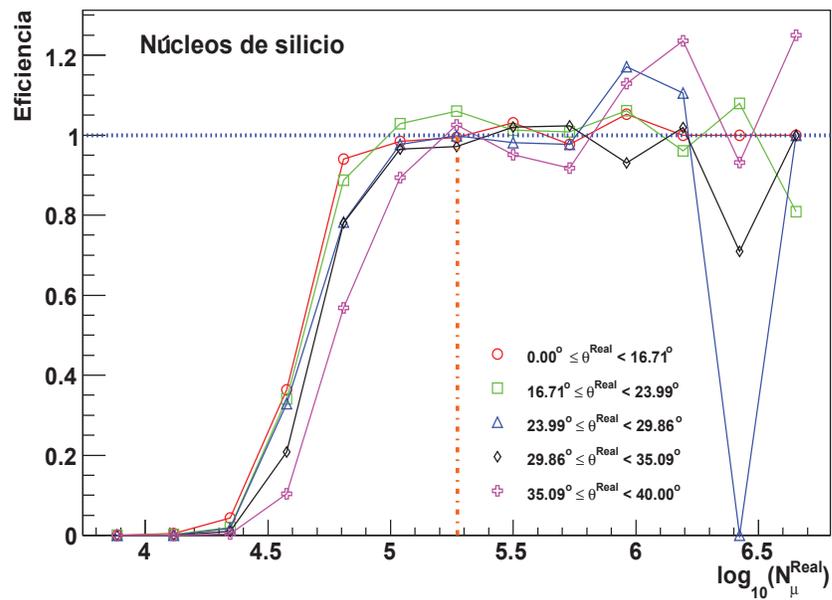


Figura 7.12: Eficiencia vs. número de muones real. Se asume una composición primaria basada en núcleos de silicio. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(N_\mu^{\text{Real}}) = 5.272$.

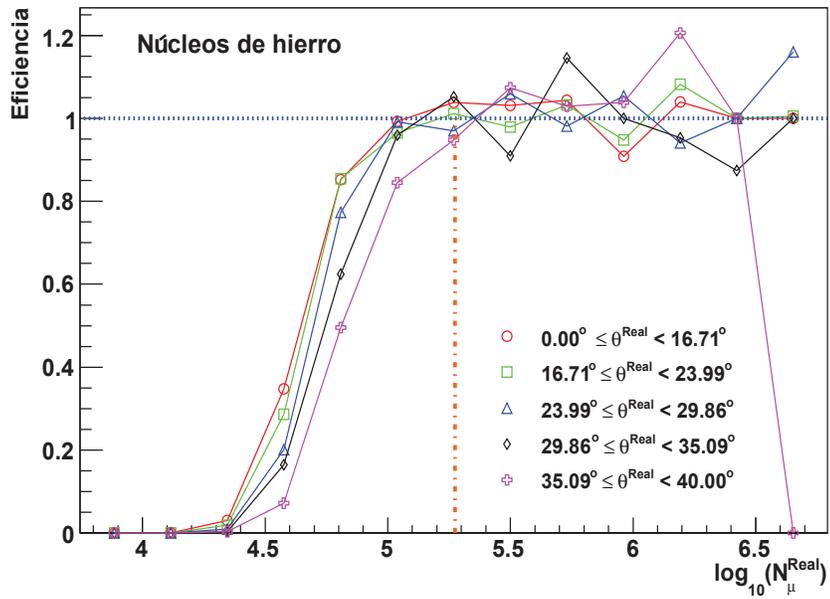


Figura 7.13: Eficiencia vs. número de muones real. Se asume una composición primaria basada en núcleos de hierro. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(N_{\mu}^{\text{Real}}) = 5.275$.

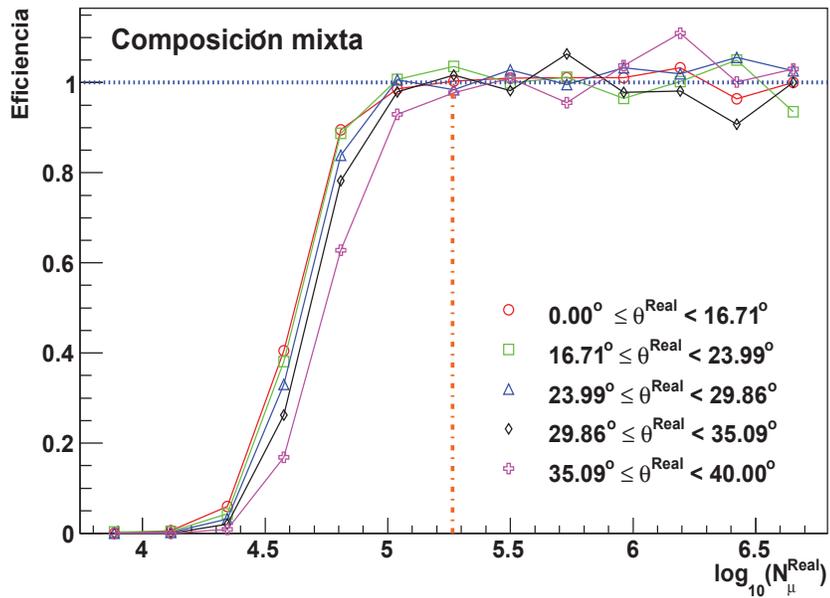


Figura 7.14: Eficiencia vs. número de muones real. Se asume una composición primaria mixta. EPOS 1.99. Eficiencia máxima arriba de $\log_{10}(N_{\mu}^{\text{Real}}) = 5.265$.

De las gráficas de la 7.3 a la 7.8 observamos que el umbral de energía para la eficiencia máxima es alcanzado entre 1.419×10^{16} eV y 1.995×10^{16} eV, mostrando una dependencia del ángulo cenital (mientras mayor sea la inclinación del chubasco la eficiencia máxima se alcanza a mayor energía) y de la composición química (las curvas de eficiencia para los distintos intervalos de ángulo cenital se separan más mientras el núcleo considerado sea más pesado), factores en relación directa con la profundidad atmosférica, la longitud de interacción del rayo cósmico y la longitud de atenuación de las partículas secundarias, obteniendo la máxima eficiencia a mayores energías conforme el ángulo cenital aumenta. Para las gráficas de la 7.9 a la 7.14 el umbral de número de muones para eficiencia máxima se encuentra entre 1.104×10^5 muones para la composición ligera y 1.883×10^5 muones para la composición pesada, siendo el promedio de 1.493×10^5 muones; notándose una dependencia en la composición química de la partícula primaria, recorriéndose las gráficas hacia la región de mayor número de muones conforme aumenta el peso de la partícula primaria. Otro punto interesante que se puede observar es que, mientras mayor sea el número de masa de la partícula primaria, la máxima eficiencia para ángulos cenitales grandes se alcanza en un umbral con más muones, esto debido a la atenuación con la profundidad atmosférica y a que se necesita una mayor cantidad de partículas cargadas para activar los detectores de KASCADE, es decir, la atenuación de la atmósfera provoca que menos partículas (electrones y muones) alcancen los detectores, lo que genera que no se alcance el umbral necesario para que exista el disparo (“trigger”) para comenzar la adquisición de datos, de este modo se deben producir más partículas cargadas a lo largo de los chubascos inclinados para que alcancen a activar a los detectores.

Para el presente trabajo se ha considerado un corte de $N_\mu > 1.25 \times 10^5$ con objeto de trabajar en la región de máxima eficiencia. Nótese que existen demasiadas fluctuaciones en la región de máxima eficiencia, esto se debe a la falta de estadística en esta región por haber realizado el análisis con sólo dos bases de datos simulados con EPOS 1.99. Lamentablemente estos eran los únicos conjuntos disponibles en el momento de hacer el análisis.

7.4. Función de corrección de muones

Existen incertidumbres sistemáticas asociadas a la reconstrucción del número de muones, las cuales pueden parametrizarse por medio de una *función de corrección* (FC), misma que puede ser empleada para corregir N_μ . Esta función de corrección se obtiene por medio de simulaciones de MC, en este caso EPOS 1.99 y toma en cuenta la dependencia de los errores sistemáticos de N_μ como función del ángulo cenital θ , del ángulo acimutal ϕ , de la posición R_K del núcleo del chubasco (la cual se mide desde el centro de KASCADE), y del número reconstruido de muones N_μ . Será necesario dar una reseña de cómo se obtiene esta FC.

Podemos definir al número de muones corregido, N'_μ , por medio de

$$\log_{10}(N'_\mu) = \log_{10}(N_\mu) + FC(\theta, \phi, R_K, N_\mu). \quad (7.5)$$

Convenientemente se separa en términos independientes la función de corrección tal y como se muestra a continuación:

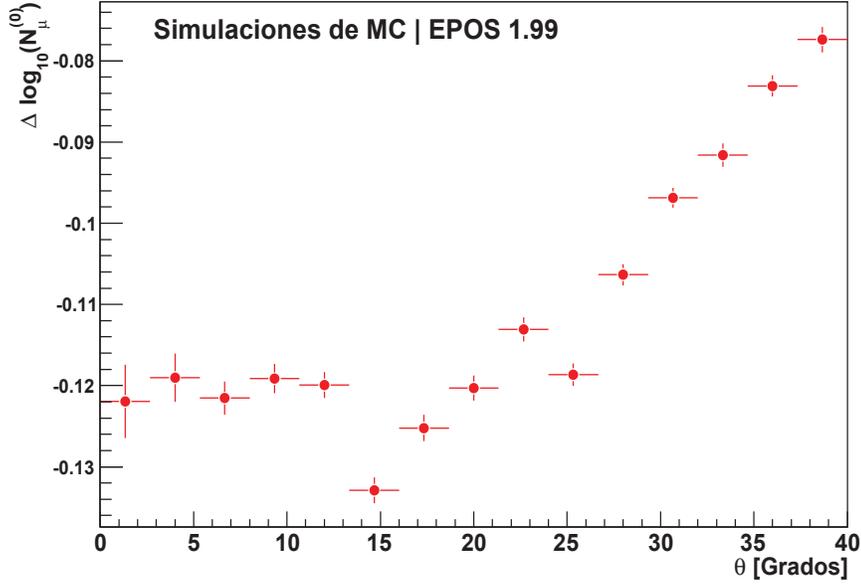


Figura 7.15: Dependencia del error sistemático en N_μ (ver fórmula (7.7)) respecto a θ . Las barras verticales representan el error sobre la media.

$$FC(\theta, \phi, R_K, N_\mu) = \sigma^{(0)}(\theta) + \sigma^{(1)}(\phi) + \sigma^{(2)}(R_K) + \sigma^{(3)}(N_\mu), \quad (7.6)$$

Es importante aclarar que la FC tiene una dependencia con la composición primaria. Ya que desconocemos la composición de los rayos cósmicos, la FC se deriva de las simulaciones usando una composición química mixta, aunque en realidad no cambia mucho el resultado al usar sólo un elemento químico ($\Delta \sim \pm 5\%$). Cabe mencionar que se han aplicado todo los cortes de calidad sobre las variables reconstruidas del chubasco con objeto de derivar la FC.

La FC se obtuvo para cada uno de los cinco intervalos de ángulo cenital. Para esto se procedió iterativamente de la siguiente forma:

1. Se graficó $\Delta \log_{10}(N_\mu^{(0)})$ vs θ donde:

$$\Delta \log_{10}(N_\mu^{(0)}) = \log_{10}(N_\mu^{Real}) - \log_{10}(N_\mu), \quad (7.7)$$

con N_μ y N_μ^{Real} los números de muones reconstruido y real, respectivamente. Después, se ajustó la gráfica, mostrada en la figura 7.15, con una función polinomial de segundo grado sobre θ , siendo esta expresión $\sigma^{(0)}(\theta)$.

2. La dependencia acimutal de la FC se obtiene graficando $\Delta \log_{10}(N_\mu^{(1)})$ vs ϕ para cada intervalo de ángulo cenital (ver la figura 7.16). La gráfica resultante se ajustó con un polinomio de cuarto orden, obteniendo así $\sigma^{(1)}(\phi)$. Para esta gráfica se tiene que:

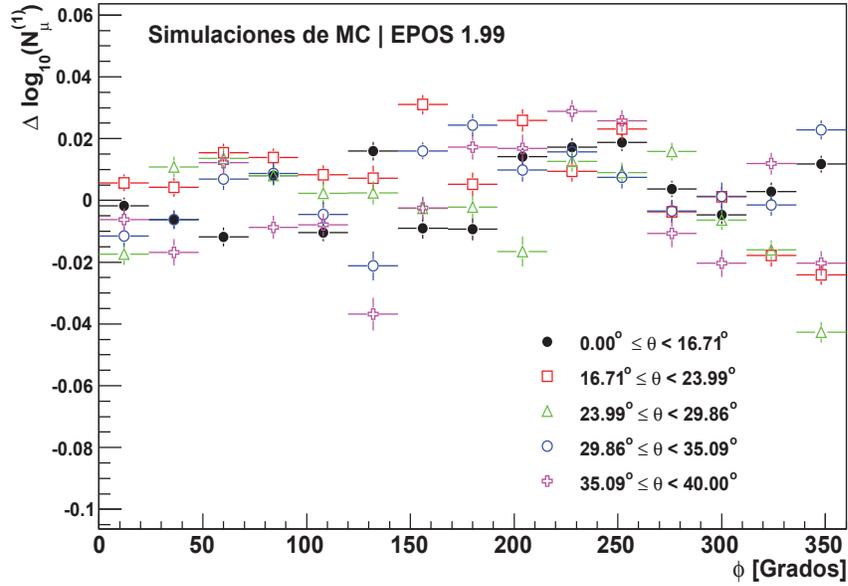


Figura 7.16: Dependencia del error sistemático en $N_\mu^{(1)}$ (ver expresión (7.8)) respecto a ϕ . Las barras verticales representan el error sobre la media.

$$\Delta \log_{10}(N_\mu^{(1)}) = \log_{10}(N_\mu^{Real}) - \log_{10}(N_\mu^{(1)}), \quad (7.8)$$

donde:

$$\log_{10}(N_\mu^{(1)}) = \log_{10}(N_\mu) + \sigma^{(0)}(\theta). \quad (7.9)$$

3. La dependencia con R_K se tomó en cuenta utilizando la expresión:

$$\Delta \log_{10}(N_\mu^{(2)}) = \log_{10}(N_\mu^{Real}) - \log_{10}(N_\mu^{(2)}), \quad (7.10)$$

con

$$\log_{10}(N_\mu^{(2)}) = \log_{10}(N_\mu^{(1)}) + \sigma^{(1)}(\phi). \quad (7.11)$$

El ajuste de la gráfica de $\Delta \log_{10}(N_\mu^{(2)})$ vs R_K , con una función polinomial de cuarto orden, nos da la expresión que buscamos para $\sigma^{(2)}(R_K)$. La gráfica para corregir las incertidumbres sistemáticas de N_μ dependientes de R_K se muestra en la figura 7.17.

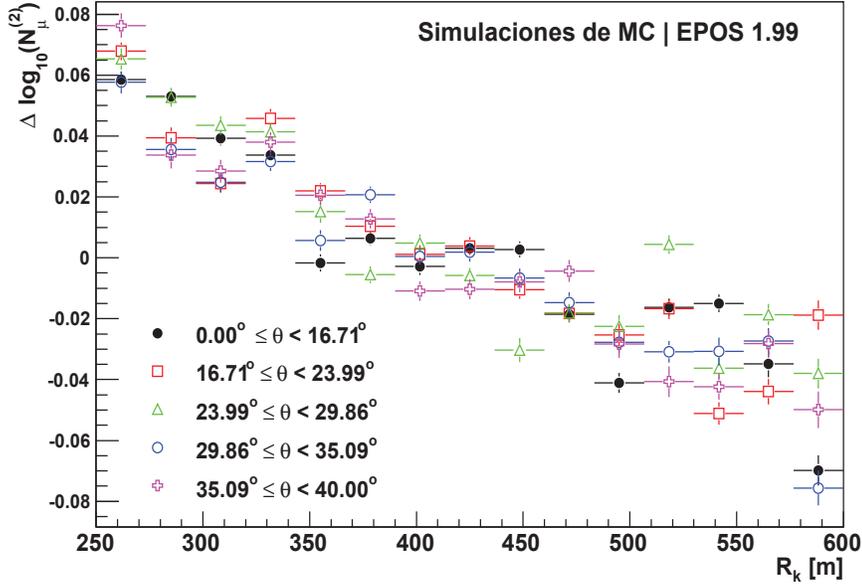


Figura 7.17: Gráfico de $\Delta \log_{10}(N_{\mu}^{(2)})$ vs R_K (distancia del punto de impacto del núcleo del chubasco al centro de KASCADE). Las barras verticales representan el error sobre la media.

4. Finalmente se debe tomar en cuenta también la dependencia del error sistemático con el número de muones. En este paso se ajustó la gráfica de $\Delta \log_{10}(N_{\mu}^{(3)})$ vs N_{μ} con una función polinomial de cuarto orden, $\sigma^{(3)}(N_{\mu})$. La figura 7.18 muestra esta gráfica.

En este caso:

$$\Delta \log_{10}(N_{\mu}^{(3)}) = \log_{10}(N_{\mu}^{Real}) - \log_{10}(N_{\mu}^{(3)}), \quad (7.12)$$

donde

$$\log_{10}(N_{\mu}^{(3)}) = \log_{10}(N_{\mu}^{(2)}) + \sigma^{(2)}(R_K). \quad (7.13)$$

Las figuras 7.19–7.22 muestran la diferencia entre el número de muones real N_{μ}^{Real} y el número de muones corregido N'_{μ} (después de aplicar la FC a N_{μ}) vs θ , ϕ , R_K y N_{μ} , respectivamente. En todos los casos:

$$\sigma \log_{10}(N'_{\mu}) = \log_{10}(N_{\mu}^{Real}) - \log_{10}(N'_{\mu}). \quad (7.14)$$

Los cálculos se hicieron usando las simulaciones de Monte Carlo.

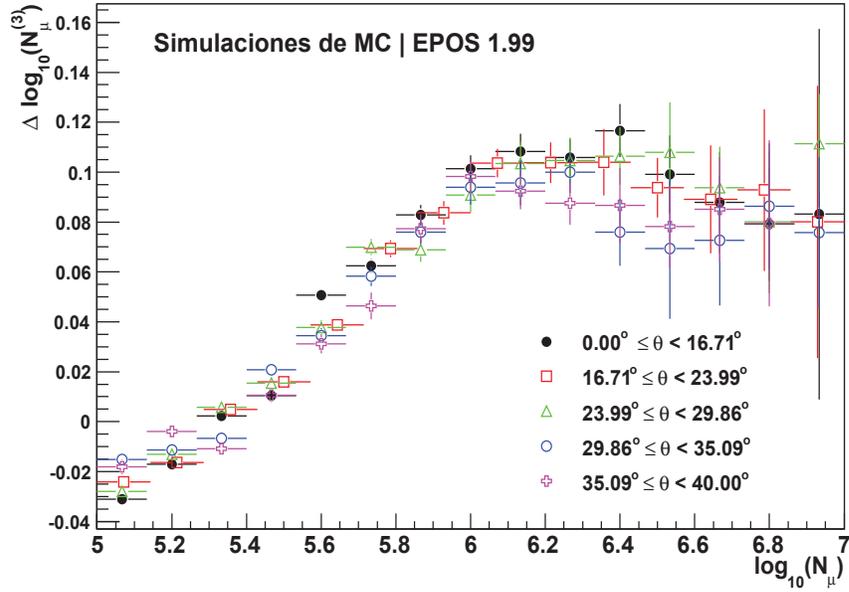


Figura 7.18: Gráfico de $\Delta \log_{10}(N_{\mu}^{(3)})$ vs N_{μ} . Las barras verticales representan el error sobre la media.

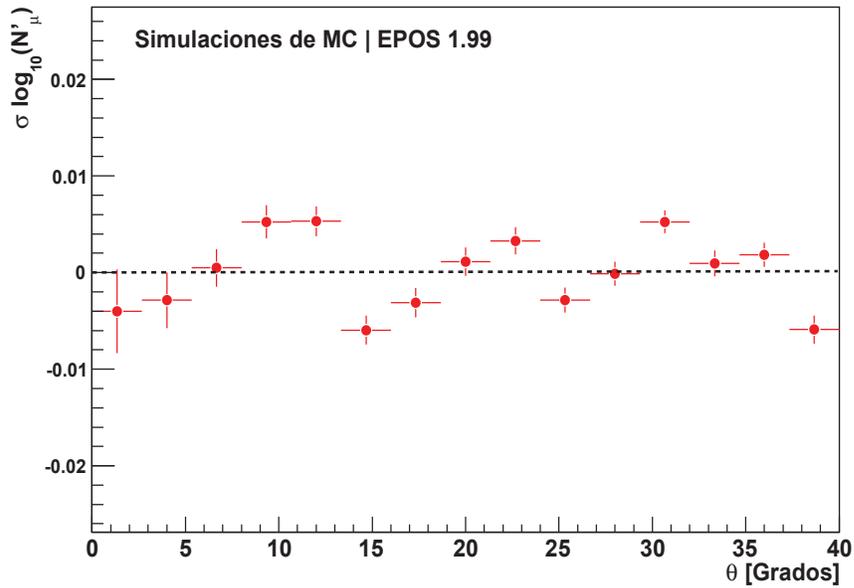


Figura 7.19: $\sigma \log_{10}(N'_{\mu})$ vs θ , donde $\sigma \log_{10}(N'_{\mu})$ está definido de acuerdo a la ecuación (7.14). Las barras verticales representan el error sobre la media.

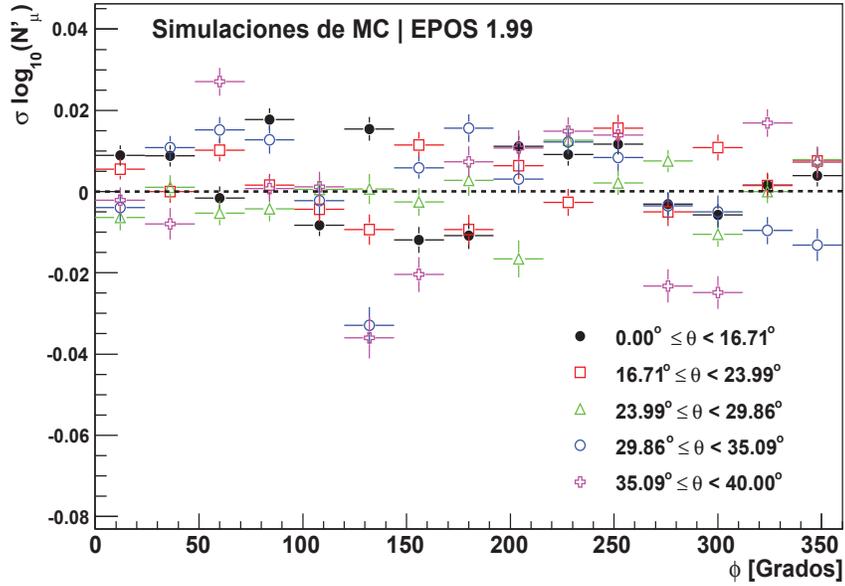


Figura 7.20: $\sigma \log_{10}(N'_\mu)$ vs ϕ , donde $\sigma \log_{10}(N'_\mu)$ está definido de acuerdo a la ecuación (7.14). Las barras verticales representan el error sobre la media.

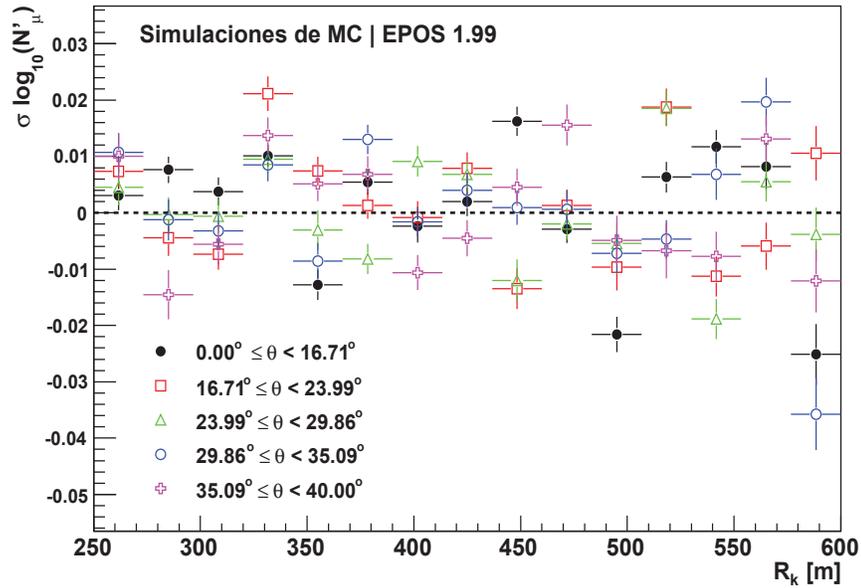


Figura 7.21: $\sigma \log_{10}(N'_\mu)$ vs R_K , donde $\sigma \log_{10}(N'_\mu)$ está definido de acuerdo a la ecuación (7.14). Las barras verticales representan el error sobre la media.

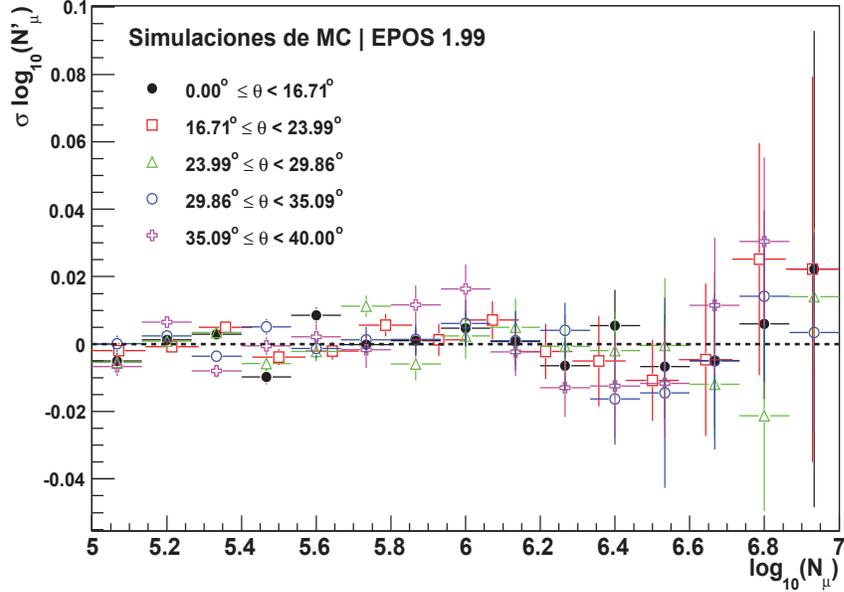


Figura 7.22: $\sigma \log_{10}(N'_\mu)$ vs N_μ , donde $\sigma \log_{10}(N'_\mu)$ está definido de acuerdo a la ecuación (7.14). Las barras verticales representan el error sobre la media.

En las figuras donde se grafica $\sigma \log_{10}(N'_\mu)$ se puede observar el efecto de aplicar una corrección al número de muones reconstruido. Se nota que $\sigma \log_{10}(N'_\mu)$, para cualquier intervalo de ángulo cenital se encuentra alrededor del cero, distribuido con un valor medio de cero y un error menor a ± 0.04 en todos los casos (correspondiente a un error en N'_μ del orden de 9.6%). Las fluctuaciones se deben principalmente a la falta de estadística en las bases de datos de EPOS 1.99. Sin embargo, la corrección es buena (dado el orden de magnitud del error sistemático final en N'_μ) y se puede proseguir con los análisis en N_μ y con la reconstrucción del espectro de energía.

7.5. Espectro de muones

Para reconstruir el espectro de energía se requiere obtener antes el flujo de muones para cada intervalo de ángulo cenital a partir de los datos de KASCADE-Grande. En adelante N_μ fue corregido mediante la función de corrección. Se recuerda que para la reconstrucción se aplicaron los cortes de calidad ya mencionados al inicio de este capítulo.

El flujo de muones medido por KASCADE-Grande se obtiene de acuerdo a la fórmula

$$\frac{d\Phi}{dN'_\mu} = \frac{N_{eventos}}{\Delta A \Delta N'_\mu}, \quad (7.15)$$

Capítulo 7. Reconstrucción del espectro de energía

donde $N_{eventos}$ es el número de eventos registrados por KASCADE-Grande dentro del intervalo $\Delta N'_\mu$, $\Delta \mathcal{A}$ es la aceptación del experimento, definida previamente con la fórmula (6.1). Recordando, para el análisis de los datos en este trabajo se consideró un área fiducial $\Delta A = 152202 \text{ m}^2$ (ver figura 7.1) y un tiempo efectivo de toma de datos $\Delta T \approx 1106$ días $\approx 9.560 \times 10^7$ segundos. El tiempo de toma de datos ΔT se ha calculado sumando todos los intervalos de tiempo entre dos eventos consecutivos de la misma corrida experimental, con el tiempo muerto entre ellos no mayor a 120 ns, tiempo preciso que nos permite asegurar que los eventos pertenecen a la misma corrida experimental. Se cuidó de eliminar periodos de tiempo muerto donde hubo problemas de hardware, suspensiones por mantenimiento, etc. El tiempo de detección de cada evento es calculado de la base de datos de KASCADE-Grande por medio de la fórmula

$$T_{evento} = (1 \times 10^9)Gt + Mmn, \quad (7.16)$$

donde Gt es una variable que guarda el tiempo transcurrido desde 1.1.1970 UT hasta la detección del evento, en segundos y Mmn contiene el complemento de dicho tiempo en nanosegundos. Es importante hacer notar que para el cálculo del tiempo efectivo no se aplican los cortes de calidad que no están asociados con el hardware.

El error estadístico para el flujo de muones se estimó de acuerdo a la siguiente relación:

$$\sigma \left(\frac{d\Phi}{dN'_\mu} \right) = \frac{\sqrt{N_{eventos}}}{\Delta \mathcal{A} \Delta N'_\mu}, \quad (7.17)$$

asumiendo que los datos dentro de cada intervalo N'_μ se comportan de acuerdo con una distribución de Poisson. Los espectros diferenciales de muones se grafican en las figuras 7.23–7.25.

El espectro de muones, habiendo aplicado la función de corrección de muones respectiva, se presenta en la figura 7.23, el flujo multiplicado por N'_μ en la figura 7.24, y el flujo multiplicado por N'^3_μ en la figura 7.25. Al multiplicar por un factor de N'_μ se pueden apreciar características más detalladas del espectro.

Se puede notar que el flujo diferencial disminuye al aumentar el ángulo cenital. Esto se debe a los efectos de la absorción en la atmósfera, los cuales se incrementan al aumentar el ángulo cenital θ .

Para apreciar el efecto de los errores sistemáticos de N'_μ en el flujo se compararon los espectros de muones antes y después de aplicar la FC para cada intervalo de ángulo cenital. En las figuras 7.26–7.30 se presentan los flujos respectivos.

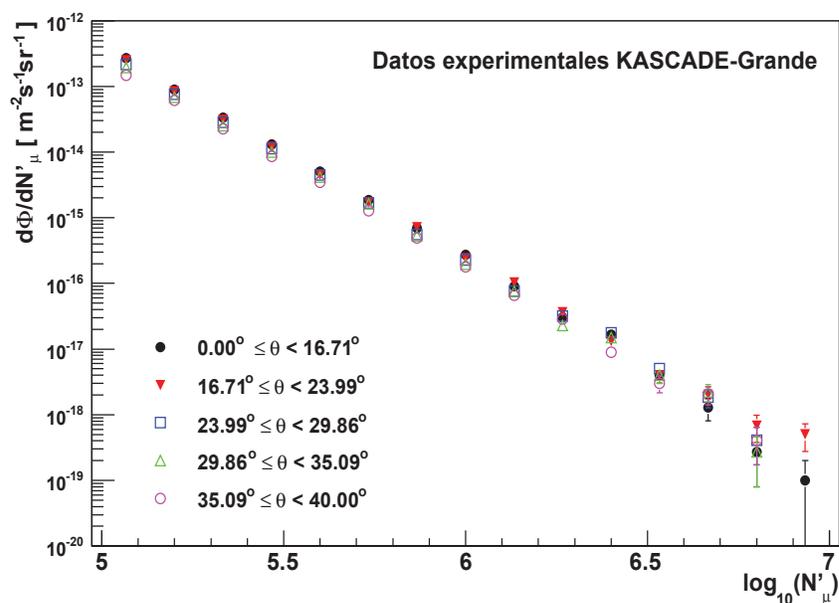


Figura 7.23: Espectro de muones calculado con los datos de KASCADE-Grande para los distintos intervalos de ángulo cenital, con la misma aceptación.

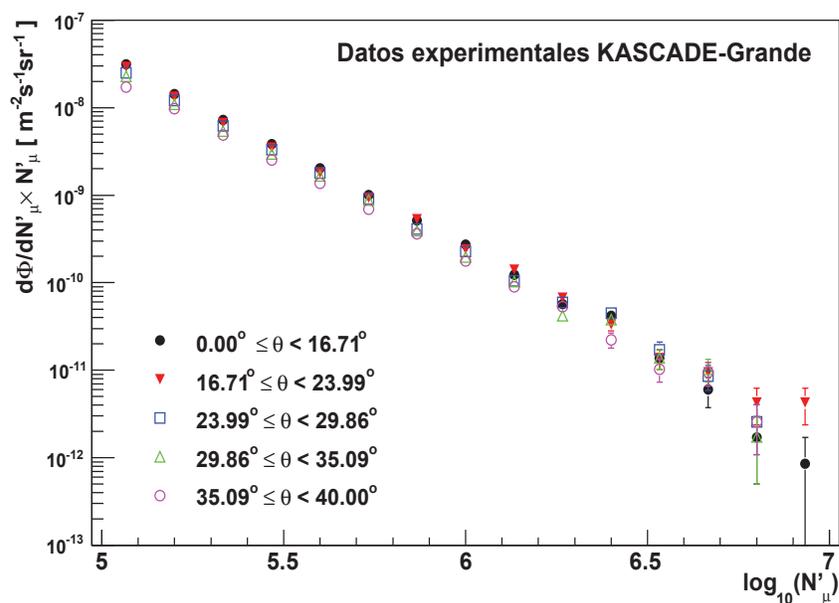


Figura 7.24: Espectro de muones multiplicado por el factor N'_μ obtenido con los datos de KASCADE-Grande, para cada uno de los distintos intervalos de ángulo cenital.

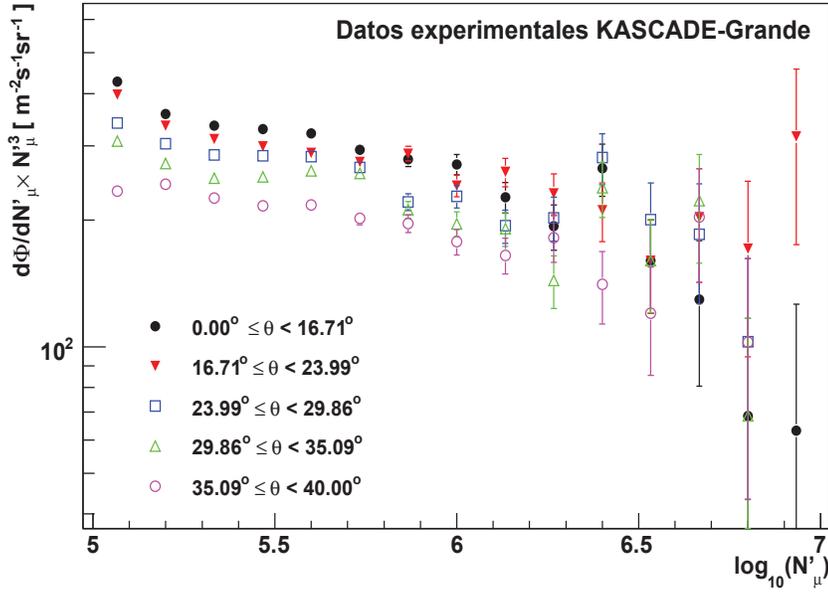


Figura 7.25: Espectro de muones multiplicado por el factor N_μ^3 obtenido en KASCADE-Grande, para cada uno de los distintos intervalos de ángulo cenital.

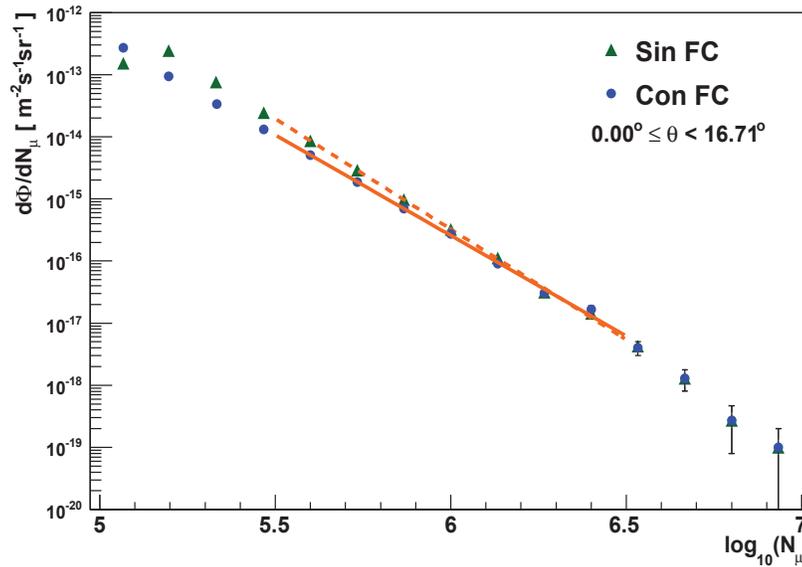


Figura 7.26: Flujo de muones calculado con los datos de KASCADE-Grande antes y después de aplicar la función de corrección de N_μ apropiada. Se ha hecho un ajuste de la forma $\Phi_\mu = C_1 \cdot N_\mu^{C_2}$ (ley de potencias) en ambos casos para hacer notar el cambio en el exponente C_2 . Para la línea sólida (FC) $C_2 = -3.238 \pm 0.039$, para la línea punteada (sin FC) $C_2 = -3.560 \pm 0.032$.

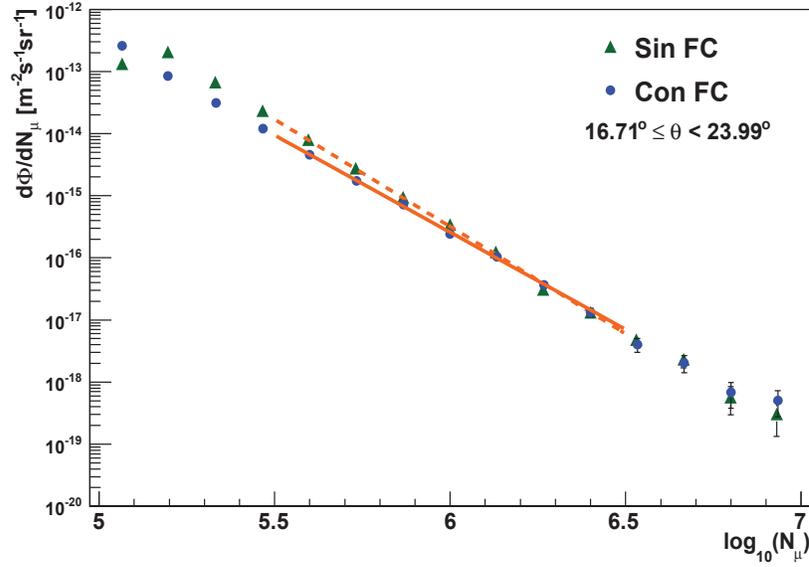


Figura 7.27: Flujo de muones calculado con los datos de KASCADE-Grande antes y después de aplicar la función de corrección de N_μ apropiada. Se ha hecho un ajuste de la forma $\Phi_\mu = C_1 \cdot N_\mu^{C_2}$ (ley de potencias) en ambos casos para hacer notar el cambio en el exponente C_2 . Para la línea sólida (FC) $C_2 = -3.126 \pm 0.036$, para la línea punteada (sin FC) $C_2 = -3.453 \pm 0.034$.

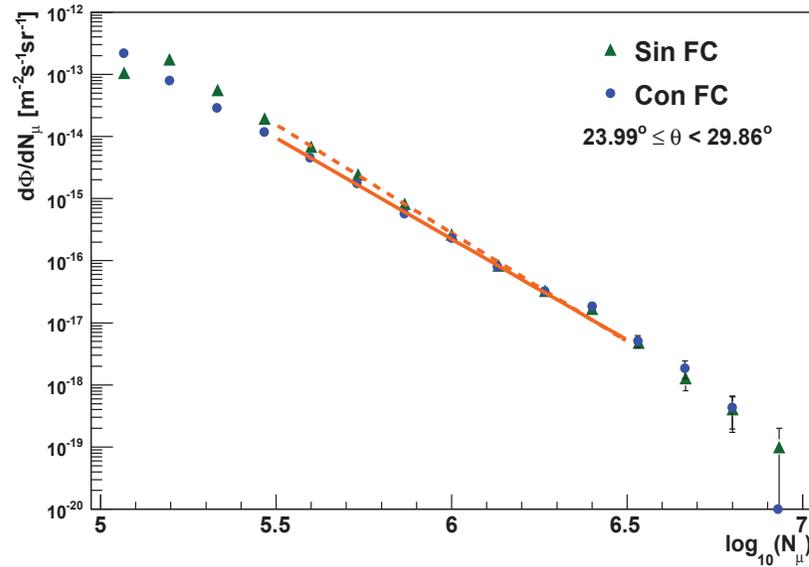


Figura 7.28: Flujo de muones calculado con los datos de KASCADE-Grande antes y después de aplicar la función de corrección de N_μ apropiada. Se ha hecho un ajuste de la forma $\Phi_\mu = C_1 \cdot N_\mu^{C_2}$ (ley de potencias) en ambos casos para hacer notar el cambio en el exponente C_2 . Para la línea sólida (FC) $C_2 = -3.252 \pm 0.041$, para la línea punteada (sin FC) $C_2 = -3.493 \pm 0.035$.

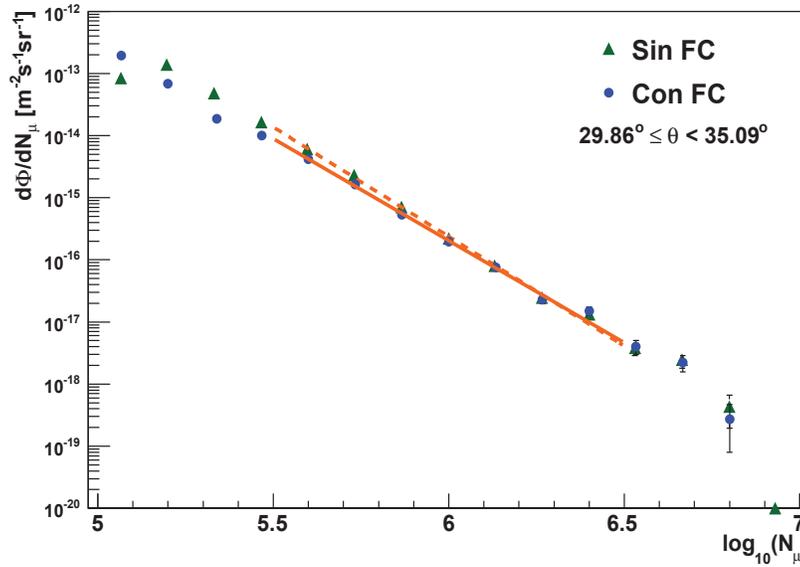


Figura 7.29: Flujo de muones calculado con los datos de KASCADE-Grande antes y después de aplicar la función de corrección de N_μ apropiada. Se ha hecho un ajuste de la forma $\Phi_\mu = C_1 \cdot N_\mu^{C_2}$ (ley de potencias) en ambos casos para hacer notar el cambio en el exponente C_2 . Para la línea sólida (FC) $C_2 = -3.289 \pm 0.042$, para la línea punteada (sin FC) $C_2 = -3.526 \pm 0.038$.

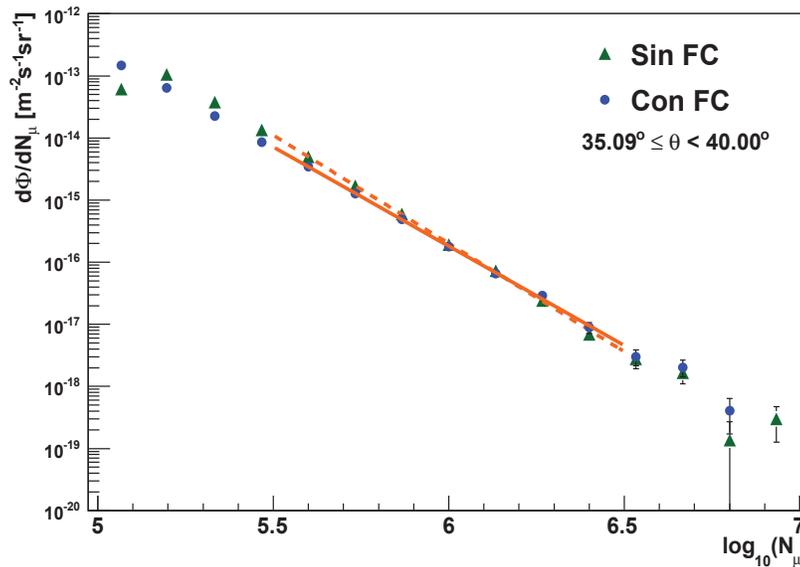


Figura 7.30: Flujo de muones calculado con los datos de KASCADE-Grande antes y después de aplicar la función de corrección de N_μ apropiada. Se ha hecho un ajuste de la forma $\Phi_\mu = C_1 \cdot N_\mu^{C_2}$ (ley de potencias) en ambos casos para hacer notar el cambio en el exponente C_2 . Para la línea sólida (FC) $C_2 = -3.195 \pm 0.044$, para la línea punteada (sin FC) $C_2 = -3.487 \pm 0.041$.

7.6 Flujo integral de muones y cortes a intensidad constante

De las gráficas anteriores se puede observar que hay diferencias considerables en la pendiente de los espectros de muones con y sin FC. Esto implica que los errores sistemáticos si pueden alterar la forma del espectro de energía resultante a menos que no se apliquen las correcciones respectivas.

7.6. Flujo integral de muones y cortes a intensidad constante

Antes de aplicar el método de CIC se calculó el espectro integral de muones, definido en (6.6), para cada intervalo de ángulo cenital, por medio de la siguiente ecuación:

$$J(> N'_\mu) = \frac{\sum_{i=i_\mu}^n N_{eventos}(i)}{\Delta\mathcal{A}}, \quad (7.18)$$

donde $i = n$ corresponde al último bin $\Delta N'_\mu$ con eventos, e $i = i_\mu$ se asocia al bin alrededor de N'_μ . Los errores estadísticos involucrados en el cálculo del flujo integral de muones se obtuvieron por medio de la ecuación

$$\sigma [J(> N'_\mu)] = \frac{\sum_{i=i_\mu}^n \sqrt{N_{eventos}(i)}}{\Delta\mathcal{A}}, \quad (7.19)$$

asumiendo que no existe correlación entre los datos almacenados en los distintos bins.

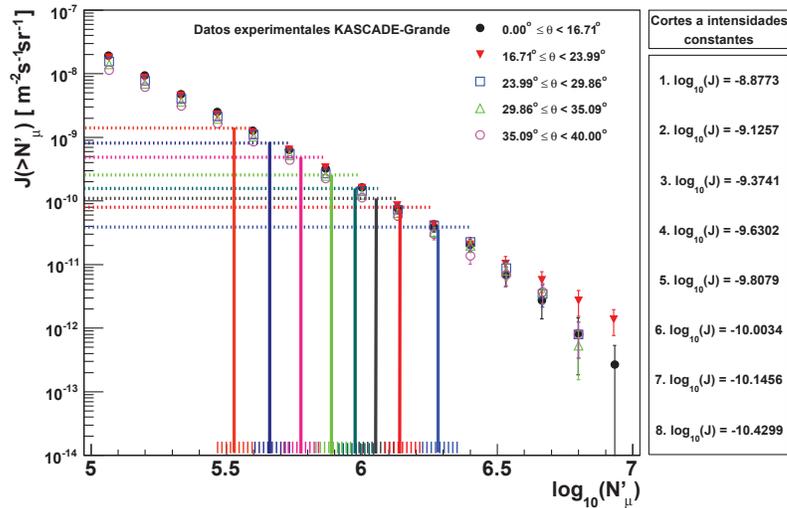


Figura 7.31: Flujo integral de muones para cada intervalo de ángulo cenital, con los cortes a intensidad constante respectivos. La numeración de los cortes lleva un orden tal que el primero es el corte a mayor intensidad y el último es el corte a menor intensidad. La región sombreada de distinto color, cada una respectiva a un corte, es la región de donde se toman los eventos de muones para ese corte.

Capítulo 7. Reconstrucción del espectro de energía

$\log_{10}(\text{J}/\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1})$	χ^2/N	a_0	a_1	a_2
-10.42	0.8866/2	4.5671 ± 2.2491	3.2255 ± 3.9643	-1.5197 ± 1.7387
-10.14	1.1632/2	4.9436 ± 1.6701	2.3597 ± 2.9492	-1.1527 ± 1.2950
-10.00	1.3128/2	4.9716 ± 0.0645	2.2089 ± 0.0925	-1.0921 ± 0.0517
-9.80	0.6541/2	5.7871 ± 0.0477	0.6228 ± 0.0753	-0.4009 ± 0.0468
-9.63	1.7678/2	5.8968 ± 0.9399	0.2961 ± 1.6594	-0.2605 ± 0.7280
-9.37	1.6644/2	5.4640 ± 0.7023	0.8586 ± 1.2474	-0.5076 ± 0.5513
-9.12	0.7798/2	5.1701 ± 0.0248	1.1702 ± 0.0351	-0.6398 ± 0.0199
-8.87	1.0114/2	5.1171 ± 0.3912	1.0800 ± 0.6943	-0.6082 ± 0.3066

Tabla 7.1: Parámetros extraídos del ajuste cuadrático a las curvas de atenuación correspondientes a los datos experimentales de KASCADE-Grande.

La figura 7.31 muestra los flujos integrales de muones sobre los que se aplican los cortes a intensidades constantes. El número de cortes es arbitrario aunque un número considerable de cortes en un amplio rango de valores de J puede evitar posibles problemas con la composición primaria al momento de generar el espectro de energía. La figura 7.31 muestra también los cortes empleados; todos dentro del intervalo de mayor eficiencia y estadística.

Después de aplicar los CIC, se extrae el valor respectivo de N'_μ a cada corte y para cada intervalo de ángulo cenital $\Delta\theta$. Se procede de la siguiente manera: para el corte J_{corte} se busca el valor $N'_{\mu,corte}$, el cual satisface $J(> N'_{\mu,corte}, \Delta\theta) = J_{corte}$. Si el corte cae entre dos puntos de la gráfica, $(N'_{\mu,i}, J_i)$ y $(N'_{\mu,i+1}, J_{i+1})$, que corresponden a 2 bins del número de muones contiguos, entonces $N'_{\mu,corte}$ es extraído de la intersección entre J_{corte} y una interpolación exponencial entre los dos puntos $(N'_{\mu,i}, J_i)$ y $(N'_{\mu,i+1}, J_{i+1})$ (la interpolación es lineal al momento de que se emplean coordenadas logarítmicas para el flujo integral de muones).

7.7. Curvas de atenuación

Cada uno de los valores $N'_{\mu,corte}$ se grafica en función de $\sec(\theta)$, donde θ es el valor medio de cada intervalo de ángulo cenital asociado a $N'_{\mu,corte}$.

De cada corte a intensidad constante, se obtiene una curva de atenuación, la cual se ajusta con un polinomio de segundo grado de la forma

$$\log_{10}(N'_\mu) = a_0 + a_1 \cdot \sec(\theta) + a_2 \cdot \sec^2(\theta), \quad (7.20)$$

donde a_0 es un término de normalización, a_1 es un término que describe la atenuación del chubasco con la profundidad atmosférica, y el último término toma en cuenta desviaciones del comportamiento lineal. La figura 7.32 muestra las curvas de atenuación obtenidas a partir de los CIC. La tabla 7.1 nos enseña el resultado de los parámetros de ajuste de la ecuación (7.20) con sus respectivos errores.

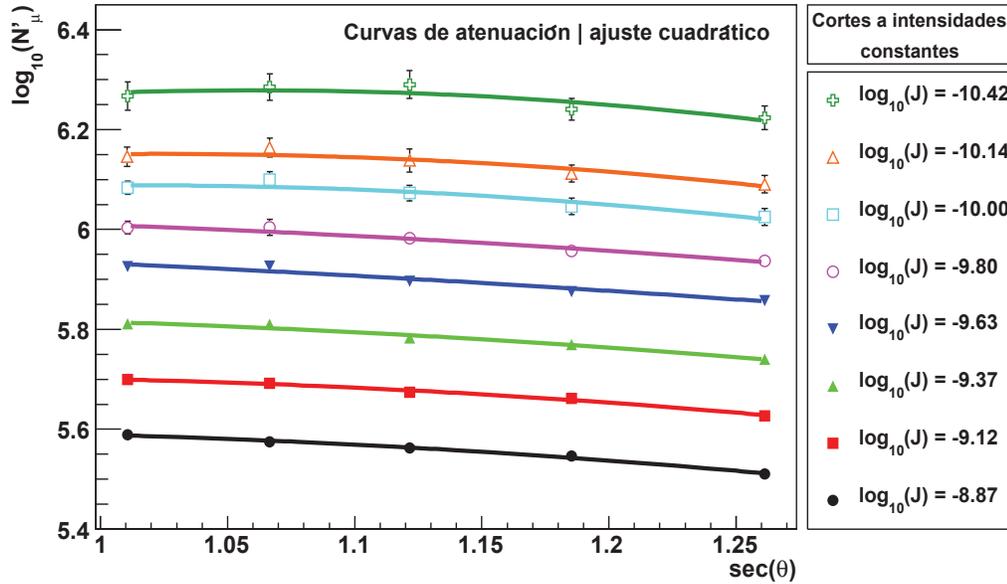


Figura 7.32: Curvas de atenuación obtenidas con el método de CIC. Cada curva se acompaña de su respectivo valor de corte a intensidad constante.

Es momento de elegir un ángulo de referencia para corregir $N'_\mu(\theta)$ debido a la atenuación del chubasco en la atmósfera, así, se tendrá un sólo flujo de muones con todos los datos de KASCADE-Grande. Existen errores al proyectar toda la distribución angular sobre un sólo ángulo de referencia; para evitar que la propagación de errores genere un error mayor, el valor elegido para ángulo de referencia debe estar alrededor del valor medio de la distribución angular de los datos experimentales de KASCADE-Grande. El valor medio de este ángulo se muestra en la figura 7.33.

El ángulo de referencia que se eligió para corregir N'_μ debido a la atenuación atmosférica fue $\theta_{ref} = 23.1^\circ$, el cual es muy cercano al valor medio de la distribución angular y no genera errores de gran consideración.

Después de elegir el ángulo de referencia θ_{ref} , se debe encontrar, evento por evento, el correspondiente número de muones a θ_{ref} , para esto desarrollamos una expresión basada en la ecuación (7.20) para $N'_\mu(\theta)$ y para $N'_\mu(\theta_{ref})$. Después de algunas manipulaciones algebraicas se puede demostrar que la expresión que relaciona $N'_\mu(\theta)$ y $N'_\mu(\theta_{ref})$ está dada por la ecuación

$$\log_{10} [N'_\mu(\theta_{ref})] = \log_{10} [N'_\mu(\theta)] + a_1 [\sec(\theta_{ref}) - \sec(\theta)] + a_2 [\sec^2(\theta_{ref}) - \sec^2(\theta)], \quad (7.21)$$

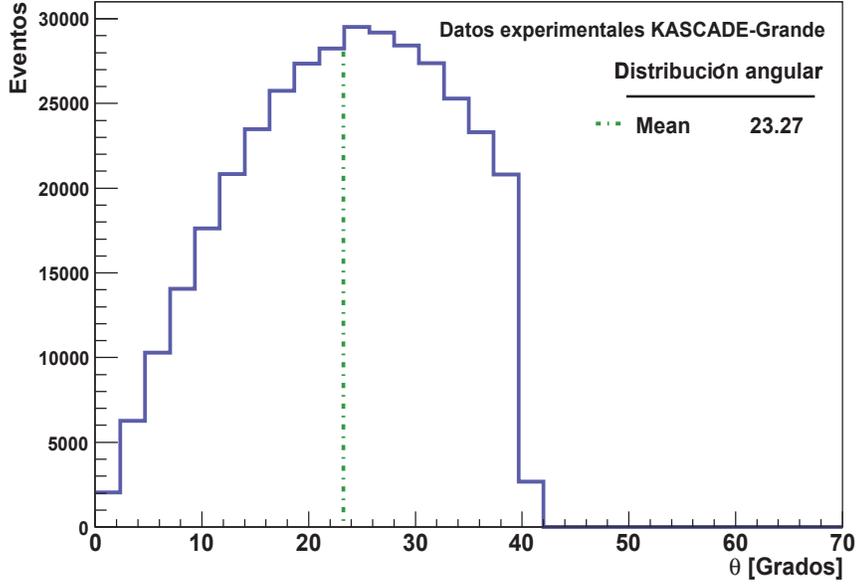


Figura 7.33: Distribución angular de los datos experimentales de KASCADE-Grande después de aplicar los cortes de calidad respectivos. Se presenta el valor medio de esta distribución.

donde cada parámetro a_1 y a_2 depende de los ajustes cuadráticos aplicados a las curvas de atenuación. Hay que tener cuidado en la elección de estos parámetros, la que debe de ser de acuerdo a la proximidad del evento $N'_\mu(\theta)$ con la curva de atenuación (ver figura 7.32), es decir, se deben seleccionar los parámetros libres de la curva más cercana al evento N'_μ , considerando lo anterior con la finalidad de tomar en cuenta una posible evolución de las curvas de atenuación generando posibles cambios con la composición química a altas energías.

Después de utilizar la ecuación (7.21), en cada uno de los eventos, se obtiene un espectro equivalente de muones, para θ_{ref} con los datos de cada intervalo de ángulo cenital. La reconstrucción del flujo de muones se lleva a cabo de manera similar que en la ecuación (7.15), sólo que ahora bajo $N'_{\mu, \theta_{ref}}$ como se muestra en la ecuación siguiente:

$$\frac{d\Phi}{dN'_{\mu, \theta_{ref}}} = \frac{N_{eventos}(N'_{\mu, \theta_{ref}})}{\Delta\mathcal{A}\Delta N'_{\mu, \theta_{ref}}}, \quad (7.22)$$

donde $\Delta\mathcal{A}$ es la aceptación de KASCADE-Grande, ya definida en (6.1) y $N_{eventos}(N'_{\mu, \theta_{ref}})$ corresponde al número de eventos en el intervalo $\Delta N'_{\mu, \theta_{ref}}$. La fórmula anterior se aplica para los datos de cada intervalo de ángulo cenital.

Las figuras 7.34, 7.35 y 7.36 muestran los espectros de muones resultantes.

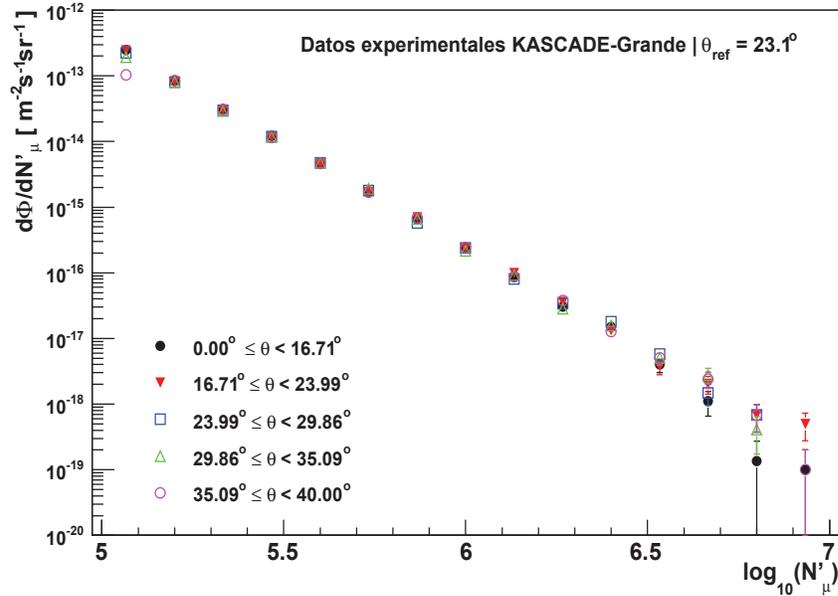


Figura 7.34: Espectro de $N'_{\mu, \theta_{ref}}$ para los distintos intervalos de ángulo cenital después de aplicar el método CIC ($\theta_{ref} = 23.1^\circ$).

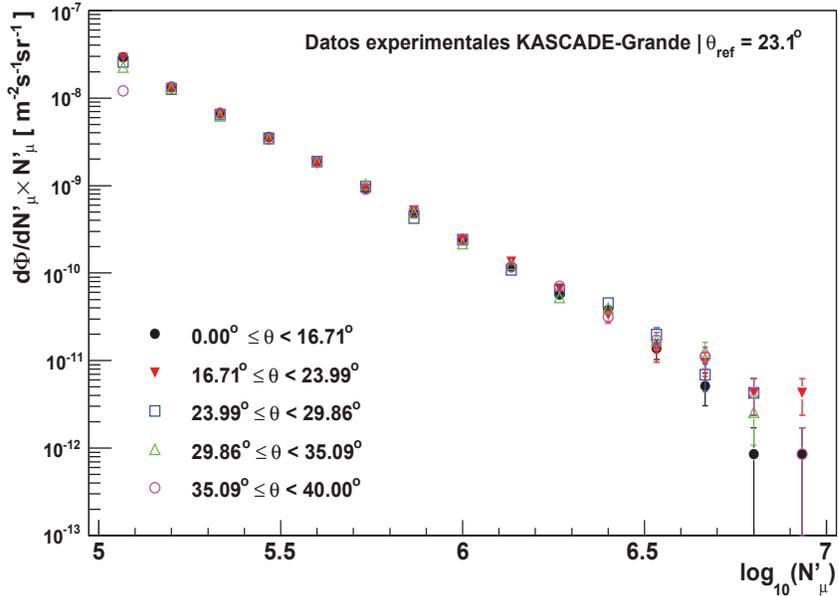


Figura 7.35: Espectro de $N'_{\mu, \theta_{ref}}$ multiplicado por el factor $N'_{\mu, \theta_{ref}}$ para los distintos intervalos de ángulo cenital después de aplicar el método CIC ($\theta_{ref} = 23.1^\circ$).

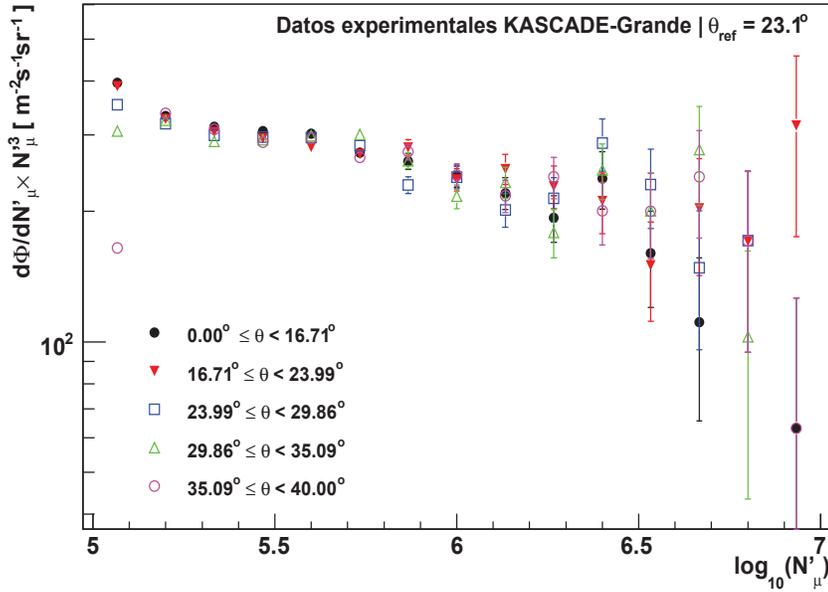


Figura 7.36: Espectro de $N'_{\mu, \theta_{ref}}$ multiplicado por el factor N_{μ}^3 para los distintos intervalos de ángulo cenital después de aplicar el método CIC ($\theta_{ref} = 23.1^\circ$).

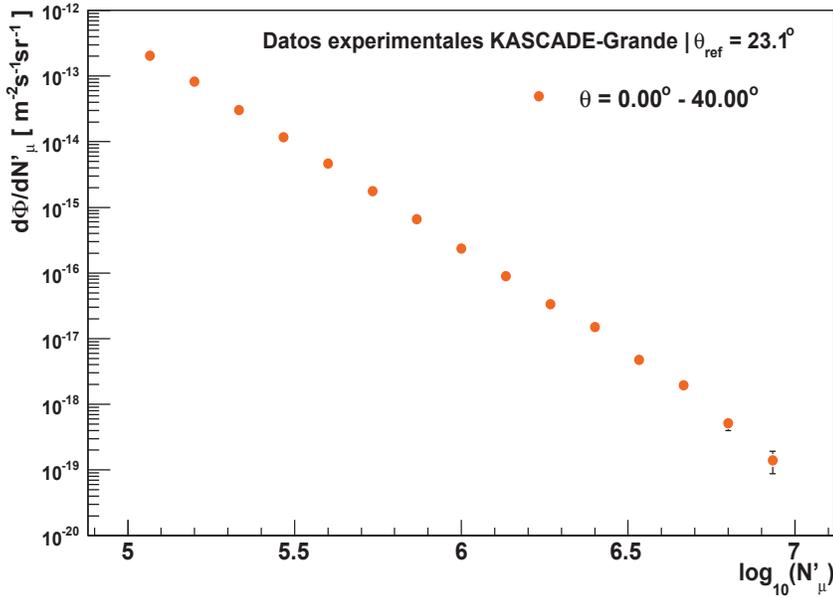


Figura 7.37: Espectro total de muones, en el intervalo de ángulo cenital de 0° a 40° , después de aplicar el método CIC y elegir un ángulo de referencia $\theta_{ref} = 23.1^\circ$.

7.8 Fórmula de calibración. $\log_{10}(E^{Real})$ vs $\log_{10}(N'_{\mu})$

De éstas figuras se puede apreciar que dentro de los errores estadísticos considerados, los espectros equivalentes de muones de diferentes intervalos $\Delta\theta$, derivados para θ_{ref} , coinciden como era de esperarse ya que con el método CIC se corrigen efectos debido a la atenuación atmosférica.

Ahora bien, aún se tienen cinco espectros de muones equivalentes con la misma aceptación, provenientes de cinco diferentes intervalos de ángulo cenital. Lo deseable es combinar la información de todos estos intervalos de ángulo en un mismo espectro de muones. Ya que los espectros corresponden al mismo ángulo θ_{ref} , los cinco flujos individuales se pueden combinar en uno solo. Es por eso que se suman todos los eventos correspondientes a un mismo bin de $N'_{\mu, \theta_{ref}}$, pero considerando una aceptación con un ángulo cenital total de 0° a 40° .

La ecuación (7.23) es una modificación de la ecuación (7.22) para calcular este espectro total de muones.

$$\frac{d\Phi_{Tot}}{dN'_{\mu, \theta_{ref}}} = \frac{\sum_{\Delta\theta_i} N_{eventos}(N'_{\mu, \theta_{ref}})}{\Delta\mathcal{A}_{Tot}\Delta N'_{\mu, \theta_{ref}}}, \quad (7.23)$$

donde $\Delta\mathcal{A}_{Tot}$,

$$\Delta\mathcal{A}_{Tot} = \pi/2 \cdot \Delta T \cdot \Delta A \cdot [\cos(2 \cdot 0) - \cos(2 \cdot 40)] \approx 4.81 \times 10^{19} \text{ m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}, \quad (7.24)$$

representa la aceptación total. La figura 7.37 muestra el flujo total de muones para θ_{ref} . A partir de éste flujo total de muones se construirá el espectro de energía.

7.8. Fórmula de calibración. $\log_{10}(E^{Real})$ vs $\log_{10}(N'_{\mu})$

Ya que se tiene el espectro equivalente de muones para θ_{ref} con todos los datos de KASCADE-Grande, surge la pregunta ¿cómo relacionar $N'_{\mu, \theta_{ref}}$ con la energía primaria? Esta relación se encuentra por medio de las simulaciones de MC, en este caso, basadas en CORSIKA y en el modelo de interacción hadrónica EPOS 1.99. Con los datos de MC se extrae la relación entre E^{Real} y N'_{μ} reconstruido alrededor del ángulo cenital de referencia. La figura 7.38 muestra un histograma en dos dimensiones de $\log_{10}(E^{Real})$ vs $\log_{10}(N'_{\mu})$, considerando una composición mixta. Se puede apreciar con puntos el valor medio del comportamiento entre E^{Real} y N'_{μ} . Para obtener la relación buscada, se propone un comportamiento de ley de potencias de la forma

$$\log_{10}(E) = p_0 + p_1 \cdot \log_{10}(N'_{\mu}), \quad (7.25)$$

tomando como parámetros libres a p_0 y p_1 . Esta función es llamada *función de calibración*. El ajuste se realiza en la región con mayor eficiencia y estadística.

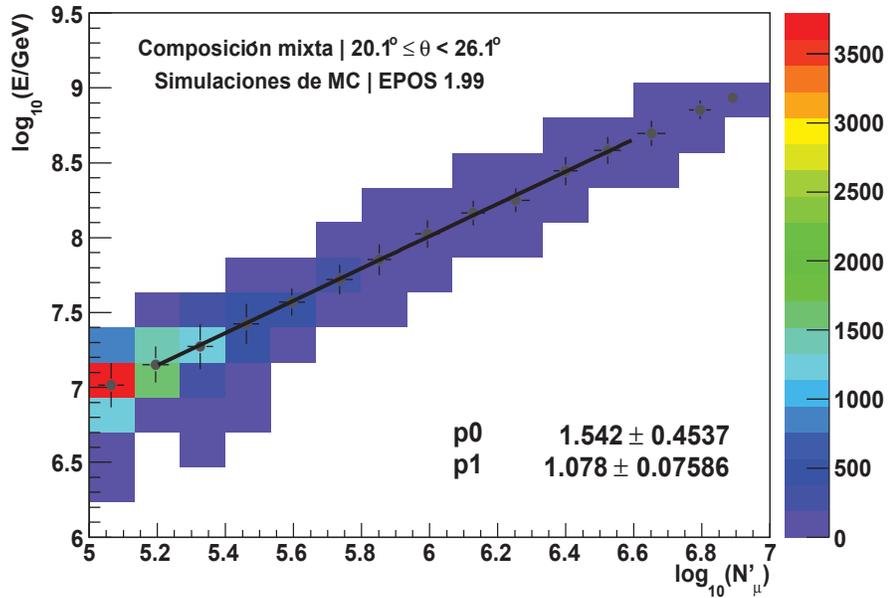


Figura 7.38: Cálculo de la función de calibración para una composición mixta. El resultado de los parámetros de ajuste se muestra en la gráfica.

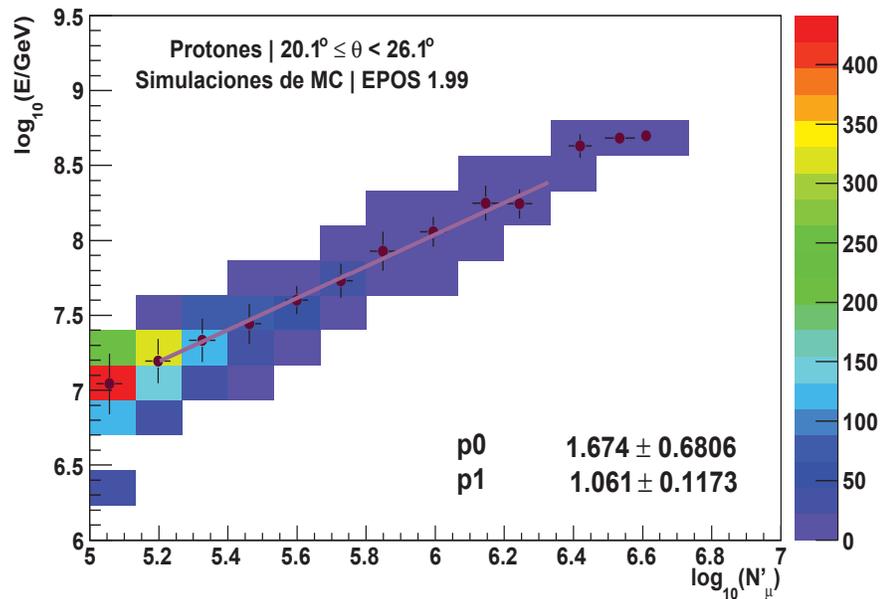


Figura 7.39: Cálculo de la función de calibración para protones. El resultado de los parámetros de ajuste se muestra en la gráfica.

7.8 Fórmula de calibración. $\log_{10}(E^{Real})$ vs $\log_{10}(N'_{\mu})$

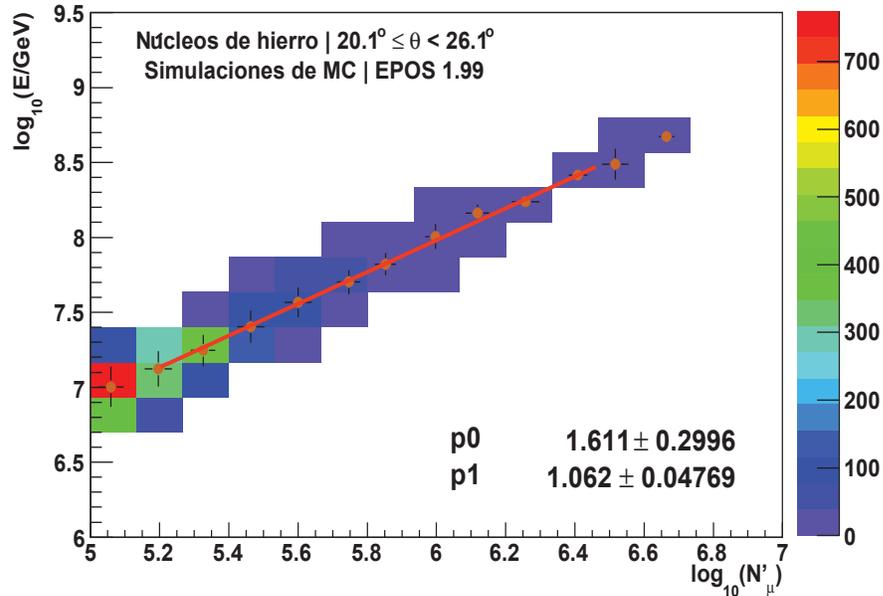


Figura 7.40: Cálculo de la función de calibración para núcleos de hierro. El resultado de los parámetros de ajuste se muestra en la gráfica.

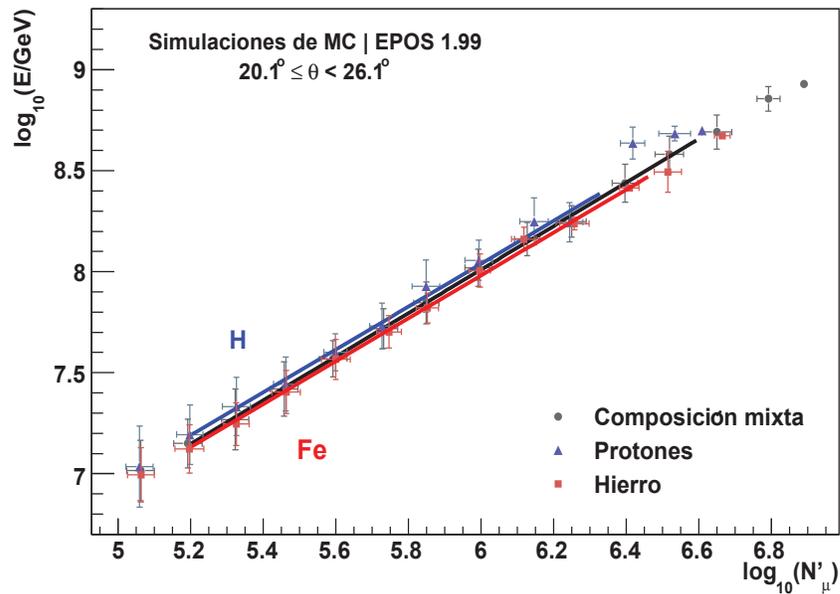


Figura 7.41: Comparación en el comportamiento de la función de calibración para tres distintas composiciones primarias.

Capítulo 7. Reconstrucción del espectro de energía

χ^2/N	p_0	p_1
Composición mixta		
0.2937/9	1.542 ± 0.454	1.078 ± 0.076
Protones		
0.8127/7	1.674 ± 0.681	1.061 ± 0.117
Núcleos de hierro		
1.384/8	1.611 ± 0.300	1.062 ± 0.047

Tabla 7.2: Parámetros extraídos, del ajuste lineal con la fórmula de calibración, a las gráficas de $\log_{10}(E/GeV)$ vs $\log_{10}(N'_\mu)$, para una composición mixta, protones y núcleos de hierro. Datos pertenecientes a las simulaciones de MC.

El intervalo de ángulo cenital considerado para elaborar esta gráfica fue $20.1^\circ \leq \theta < 26.1^\circ$, alrededor del ángulo θ_{ref} .

Cabe mencionar que cada punto de la gráfica 7.38 se ubica en la posición que determina la media de la distribución de eventos en cada bin de $N'_\mu - Energía$ y las barras de error refieren a la desviación estándar σ . Elegir el error de esta forma le proporciona más peso a los datos a muy altas energías donde las fluctuaciones de los eventos dentro de cada bin de N'_μ son menores.

Las figuras 7.39 y 7.40 presentan el ajuste de la función de calibración para una composición pura de protones y hierro respectivamente, que son los valores extremos considerados en nuestro análisis. Estas dos funciones de calibración nos ayudarán a reconstruir el espectro de energía asumiendo una composición primaria pura. La tabla 7.2 muestra los resultados del ajuste con la ecuación (7.25) a las gráficas de las figuras 7.38, 7.39 y 7.40.

En la figura 7.41 se comparan las funciones de calibración para las tres composiciones primarias ya referidas. La primera observación que se hace es la siguiente: la función de calibración para protones está recorrida hacia la izquierda en (función del número de muones), la del hierro está desplazado hacia la derecha y la composición mixta se encuentra entre estas dos. Este comportamiento es algo esperado y se explica debido a la menor producción de muones que tiene una partícula ligera comparado con una partícula pesada para una energía dada, en consecuencia, la mezcla debe ubicarse en una región intermedia. Nótese sin embargo que las gráficas están muy juntas.

Otro punto a resaltar es el comportamiento de la pendiente del ajuste de las gráficas que proviene del exponente de la ley de potencias $E^{Real} = p_0 N'_\mu^{P_1}$. El valor de este parámetro es prácticamente el mismo, dentro del error resultante, para protones, hierro y composición mixta.

7.9. Espectro de energía

El último paso para generar el espectro de energía es utilizar la ecuación (7.25) con los datos experimentales donde, en este caso, N'_μ será $N'_{\mu, \theta_{ref}}$. Se aplica esta ecuación al espectro equivalente de muones para θ_{ref} , calculado con (7.23). Se reconstruyeron tres espectros de energía: asumiendo una composición mixta, protones y núcleos de hierro, respectivamente, utilizando los parámetros de ajuste correspondientes para la función de calibración. La ecuación usada finalmente para la reconstrucción del espectro de energía fue la siguiente:

$$\frac{d\Phi_{Tot}(E)}{dE} = \left(\frac{\Delta N'_{\mu, \theta_{ref}}}{\Delta E} \right) \frac{d\Phi_{Tot}}{dN'_{\mu, \theta_{ref}}}, \quad (7.26)$$

para el intervalo de ángulo cenital de 0° a 40° . Se debe tener cuidado de calcular apropiadamente cada intervalo ΔE a partir de la ecuación (7.25) y de igual manera, en considerar la aceptación apropiada $\Delta \mathcal{A}$ con la que se está trabajando.

Las figuras 7.43, 7.44 y 7.45 presentan las gráficas del espectro de energía total de rayos cósmicos medido con KASCADE-Grande, asumiendo composición mixta, protones y hierro, respectivamente. Como herramienta para un mejor análisis del espectro de energía, en las figuras 7.46, 7.47 y 7.48 se presentan los espectros multiplicados por un factor de E^3 .

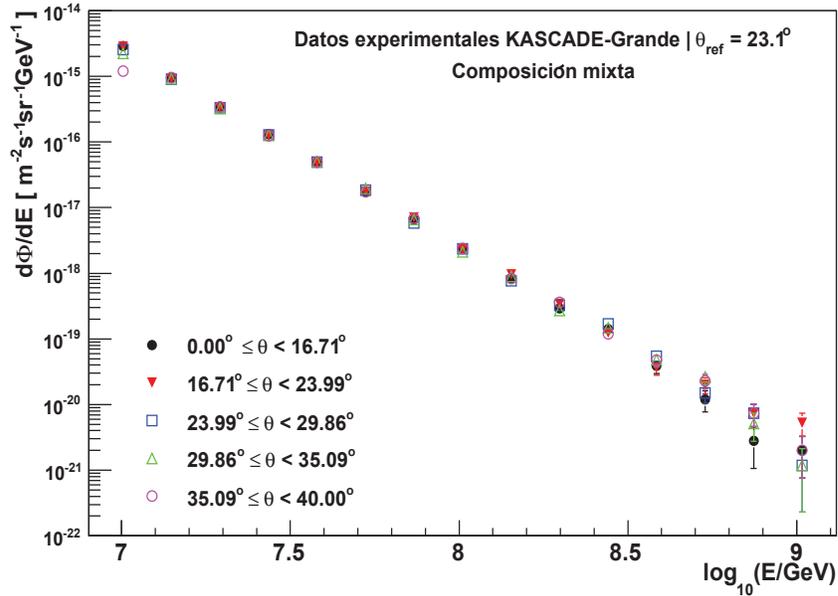


Figura 7.42: Espectro de energía asumiendo una composición mixta, extraído de los datos de muones de KASCADE-Grande, aplicando el método de CIC.

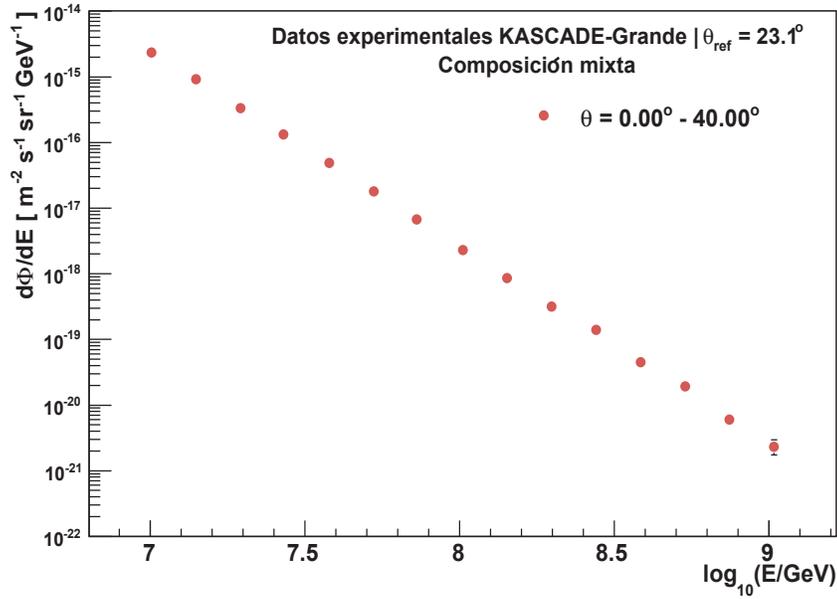


Figura 7.43: Espectro de energía total medido con KASCADE-Grande, considerando un intervalo de ángulo cenital de 0° a 40° , asumiendo una composición mixta.

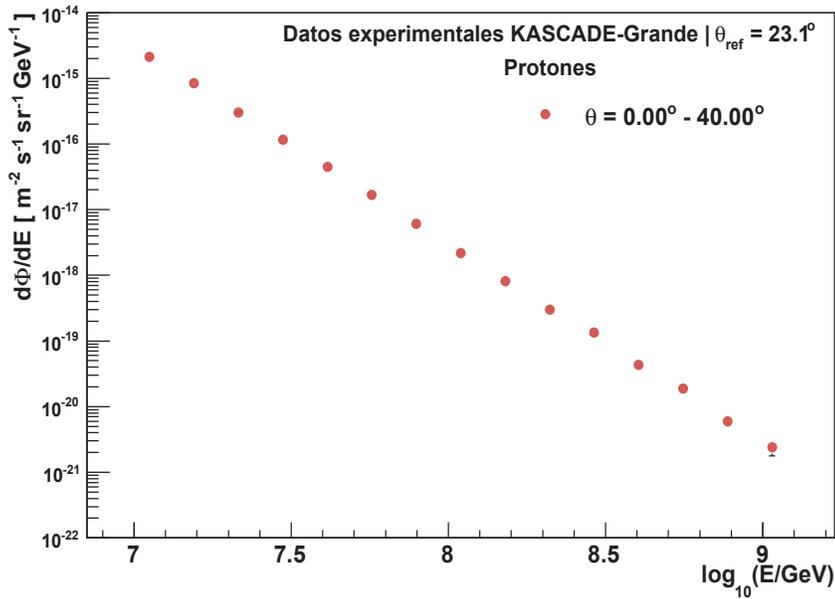


Figura 7.44: Espectro de energía total medido con KASCADE-Grande, considerando un intervalo de ángulo cenital de 0° a 40° , asumiendo una composición primaria de protones.

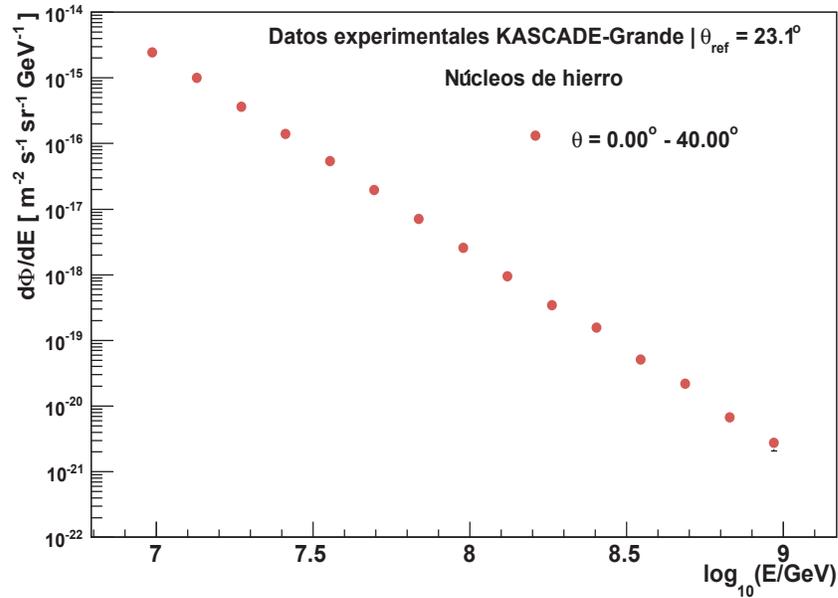


Figura 7.45: Espectro de energía total medido con KASCADE-Grande, considerando un intervalo de ángulo cenital de 0° a 40° , asumiendo una composición primaria de núcleos de hierro.

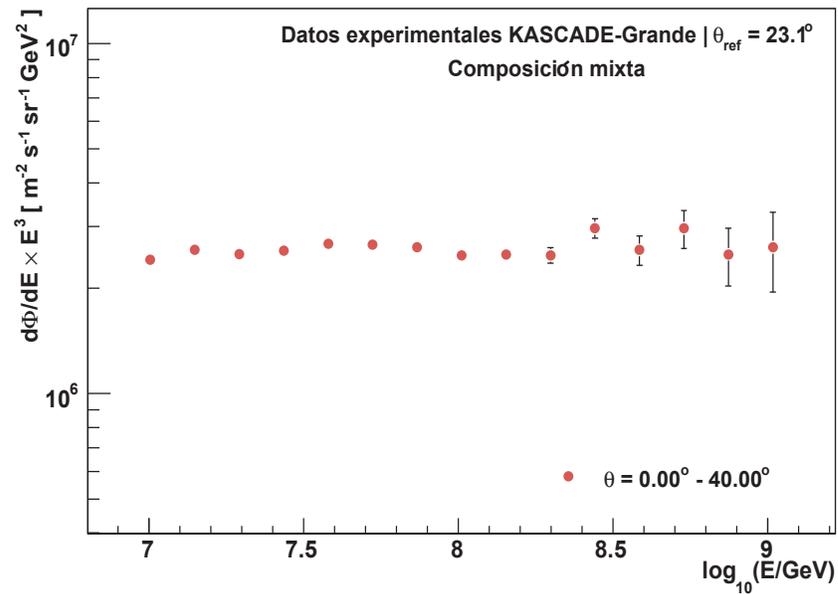


Figura 7.46: Espectro de energía total medido con KASCADE-Grande y multiplicado por el factor E^3 , considerando un intervalo de ángulo cenital de 0° a 40° , asumiendo una composición mixta.

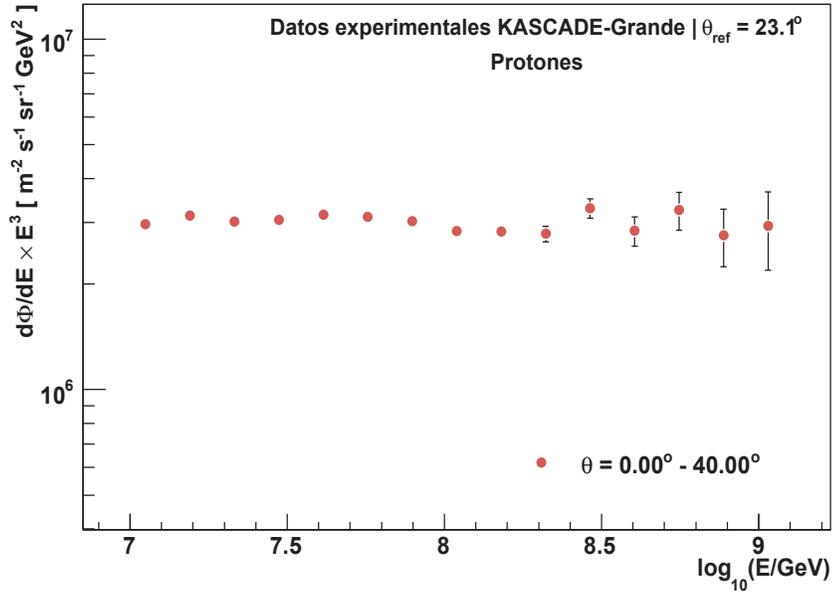


Figura 7.47: Espectro de energía total medido con KASCADE-Grande y multiplicado por el factor E^3 , considerando un intervalo de ángulo cenital de 0° a 40° , asumiendo una composición primaria de protones.

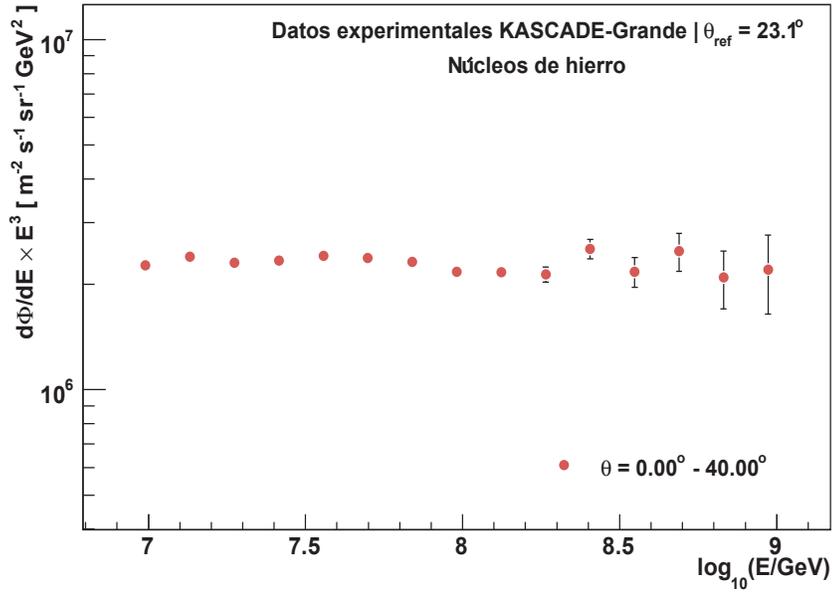


Figura 7.48: Espectro de energía total medido con KASCADE-Grande y multiplicado por el factor E^3 , considerando un intervalo de ángulo cenital de 0° a 40° , asumiendo una composición primaria de núcleos de hierro.

7.10. Matriz de respuesta

Antes de concluir con la reconstrucción del espectro de energía, un efecto adicional que debe ser considerado, es la deformación causada por las fluctuaciones en el desarrollo del chubasco, por la reconstrucción de los eventos y la aplicación del método para obtener el espectro. El efecto de las fluctuaciones es hacer que los eventos migren de un bin de energía a otro, modificando el espectro final. Para corregirlo, se construye entonces una *matriz de respuesta* o *migración* que se aplica posteriormente al flujo final de energía. Esta matriz se calcula de la siguiente manera:

- Con los datos de MC (EPOS 1.99) se construye un histograma en dos dimensiones, que relacione la energía E^{Real} con la energía E^{Rec} . Es importante aclarar que ambas energías deben estar dentro del mismo rango y se debe considerar el mismo número de bins que se manejó en la reconstrucción del flujo para tener consistencia en el método.

Los pasos para reconstruir la energía con los datos de EPOS 1.99 son los mismos que para los datos experimentales: se aplican los cortes de calidad y se reconstruye el espectro integral de muones para los cinco intervalos de ángulo cenital, seguido de la aplicación del método de CIC. Después se elige un ángulo θ_{ref} para generar un espectro equivalente de muones para θ_{ref} . Este ángulo es el utilizado en los datos de KASCADE-Grande. Enseguida, usando las fórmulas de calibración, $N'_{\mu, \theta_{ref}}$ se convierte a energía E^{Rec} , evento por evento. E^{Rec} es la energía reconstruida.

La figura 7.49 muestra el flujo integral de muones para EPOS 1.99 asumiendo una composición mixta; la figura 7.50 muestra las curvas de atenuación de los muones, previo cálculo del flujo integral de muones. En la figura se muestran los cortes a intensidades constantes que se aplicaron. Con los ajustes a las curvas de atenuación y el método explicado en la sección 6.7, se obtiene $N'_{\mu, \theta_{ref}}$ para cada evento simulado, de donde, con las funciones de calibración de las figuras 7.38, 7.39 y 7.40 se obtiene E^{Rec} .

La figura 7.51 presenta el histograma en dos dimensiones que relaciona la energía E^{Real} y la energía E^{Rec} .

- El siguiente paso es considerar cada celda del histograma de dos dimensiones (figura 7.51) como una entrada de una matriz $n(i, j)$ que equivale al número de eventos contenidos en la celda $(\log_{10}(E^{Rec}/GeV)_i, \log_{10}(E^{Real}/GeV)_j)$.
- Se calcula luego la probabilidad $P(i, j)$ de tener $n(i, j)$ eventos con energía real $\log_{10}(E^{Real}/GeV)_j$ cuando se han detectado N_i eventos con energía $\log_{10}(E^{Rec}/GeV)_i$, es decir, $N_i = \sum_j n(i, j)$, y

$$P(i, j) = \frac{n(i, j)}{N_i} \quad (7.27)$$

siendo (7.27) la matriz de respuesta. Esta matriz se puede construir asumiendo cualquier composición química primaria en las simulaciones.

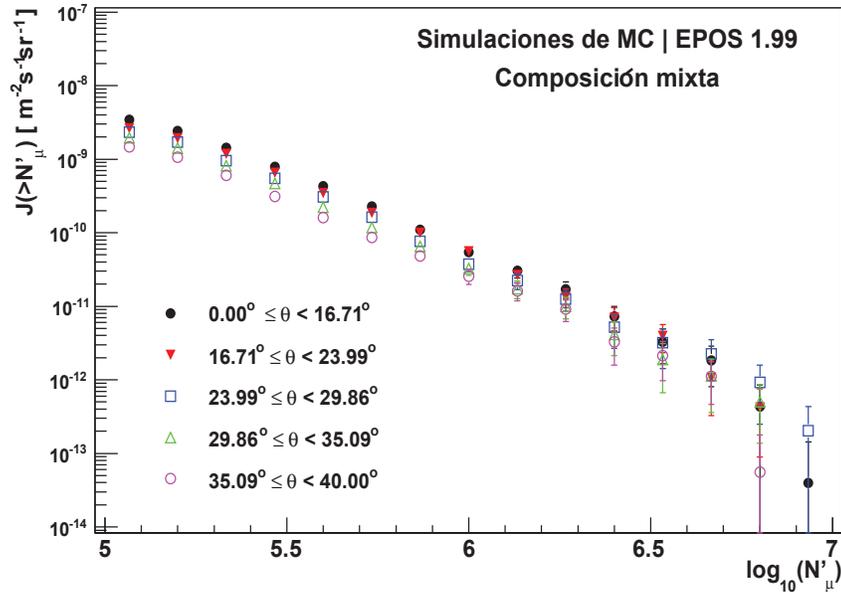


Figura 7.49: Flujo integral de muones calculado a partir de los datos de EPOS 1.99. Los cortes a intensidades constantes que se aplicaron caen sobre la región de máxima eficiencia.

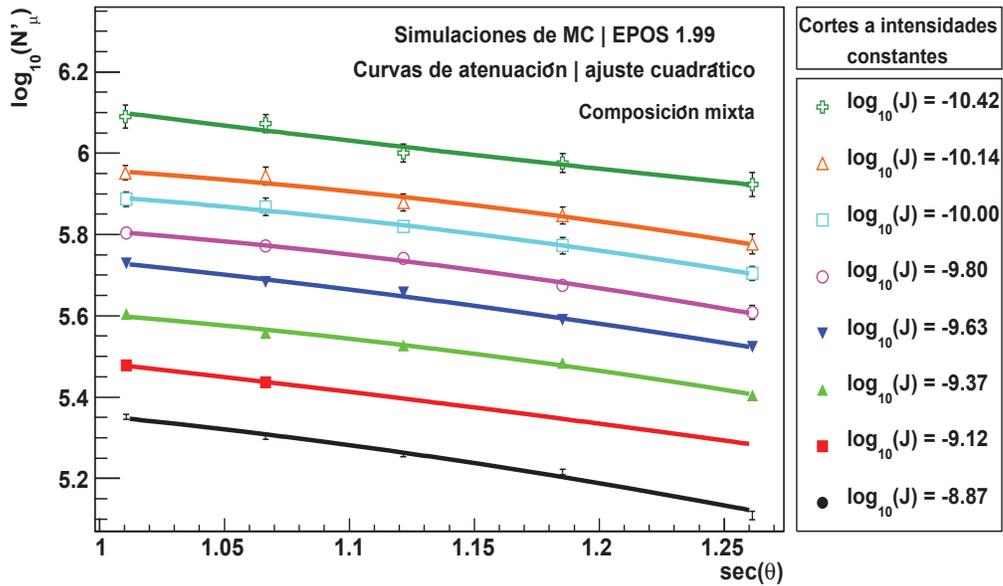


Figura 7.50: Curvas de atenuación para los datos de MC, y los CIC al flujo integral de muones asumiendo una composición mixta.

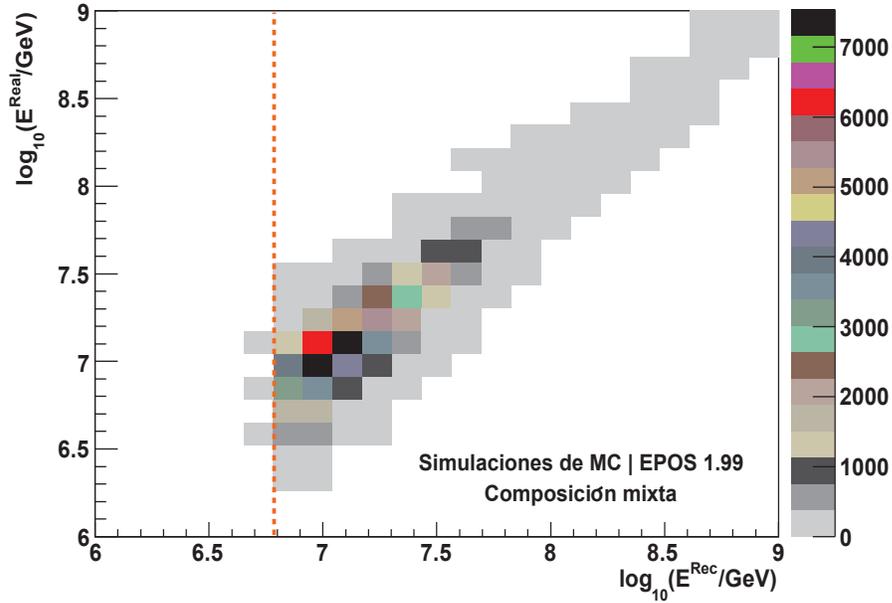


Figura 7.51: Histograma en dos dimensiones de energía E^{Real} contra energía E^{Rec} utilizando EPOS 1.99 y asumiendo una composición mixta. Se consideraron todos los eventos que pasaron los cortes de calidad. La línea punteada muestra la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

Lo que sigue es aplicar la matriz de respuesta, sobre el espectro de energía reconstruido con los datos de MC para probar la técnica. Luego se aplicará con los datos experimentales.

- **Para los datos de MC:** Se representa como N_i^{epos} el número total de eventos dentro del bin de energía reconstruida $\log_{10}(E^{Rec}/GeV)_i$. Para encontrar el número de eventos que pertenecen al bin de energía real $\log_{10}(E^{Real}/GeV)_j$ se aplica la matriz de respuesta en la forma:

$$n_{Real}^{epos}(i, j) = P(i, j) \cdot N_i^{epos}. \quad (7.28)$$

- El número total de eventos reales en el bin $\log_{10}(E^{Real}/GeV)_j$ estimado a partir del número de eventos que se encuentran en los intervalos de energía reconstruida $\log_{10}(E^{Rec}/GeV)_i$ es dado por:

$$N_{Realj}^{epos} = \sum_i n_{Real}^{epos}(i, j) = \sum_i P(i, j) \cdot N_i^{epos}. \quad (7.29)$$

En la figura 7.52 se comparan el espectro de energía real de EPOS 1.99 con el espectro de energía reconstruido y el espectro de energía obtenido al aplicar la matriz de migración al espectro anterior.

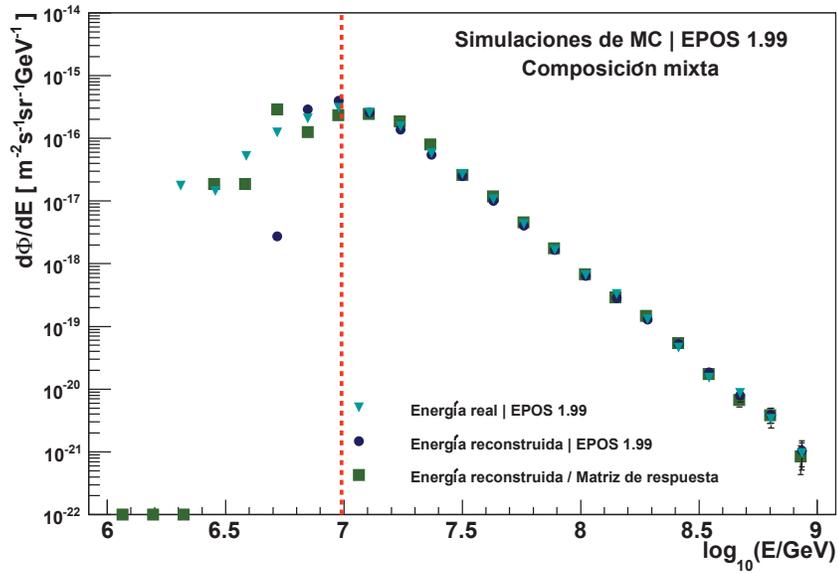


Figura 7.52: Espectro de energía para datos de MC. Se compara el espectro de energía reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta. También se incluye el espectro de energía real de las simulaciones. La línea punteada señala la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

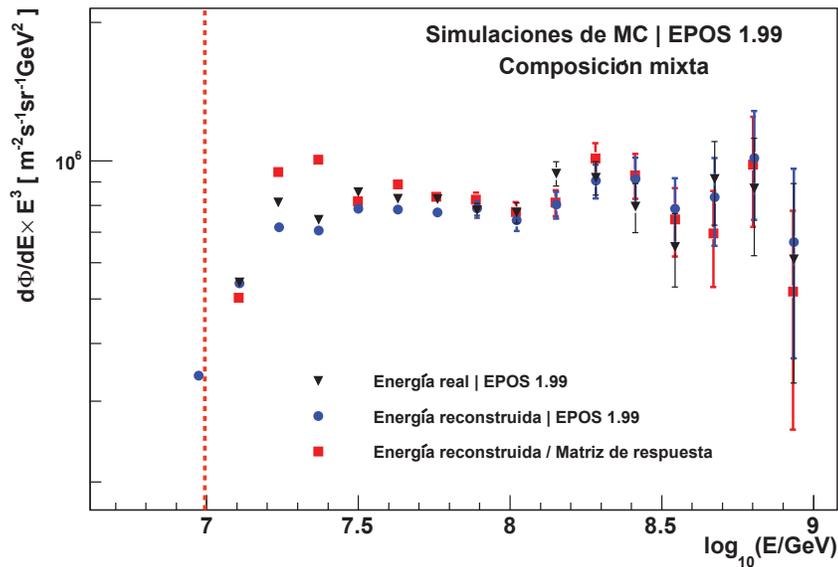


Figura 7.53: Espectro de energía multiplicado por E^3 para datos de MC. Se compara el espectro de energía reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta. También se incluye el espectro de energía real de las simulaciones. La línea punteada señala la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

La figura 7.52 pone de manifiesto que a energías arriba de 10^{16} eV, el espectro obtenido por medio de la aplicación de la matriz de respuesta al espectro de energía reconstruido es consistente con el espectro de energía real generado en las simulaciones de MC.

Para estudiar más finamente la diferencia entre el espectro de energía real y el reconstruido se construyeron las figuras 7.53 y 7.54, las cuales muestran el espectro de energía multiplicado por E^3 y la diferencia porcentual entre el flujo reconstruido y el real para las simulaciones de EPOS 1.99, respectivamente. Por otra parte, la figura 7.55 muestra la diferencia porcentual entre el flujo real y el flujo después de aplicar la matriz de respuesta al espectro reconstruido nuevamente, para EPOS 1.99.

De las figuras 7.52–7.55 se pueden hacer las siguientes observaciones:

1. El espectro reconstruido después de aplicar la matriz de respuesta sigue la tendencia del espectro real.
2. La matriz de respuesta introduce pequeñas fluctuaciones en el espectro resultante que se acentúa debajo de la energía umbral de máxima eficiencia; pero, arriba de este límite, trabaja adecuadamente. Dichas fluctuaciones se deben a la poca estadística de las simulaciones.

Hay que destacar que el efecto de la matriz de respuesta es más importante para una composición pura de protones ya que en este caso las fluctuaciones en el desarrollo del chubasco son más importantes que para los núcleos más pesados.

- **Para los datos experimentales:** Se sigue el mismo proceso que para los datos de las simulaciones, sólo que la matriz se aplica sobre el bin de energía reconstruida $\log_{10}(E^{Rec}/GeV)_i$ de los datos experimentales.

El total de eventos verdaderos que pertenecen al bin de energía $\log_{10}(E^{Real}/GeV)_j$, es

$$N_{Realj}^{exp} = \sum_i n_{Real}^{exp}(i, j) = \sum_i P(i, j) \cdot N_i^{exp}. \quad (7.30)$$

A partir del número de eventos anterior se obtiene el espectro de energía corregido para los datos experimentales.

En la figura 7.56 se comparan el espectro de energía reconstruido con los datos de KASCADE-Grande, antes y después de aplicar la matriz de respuesta.

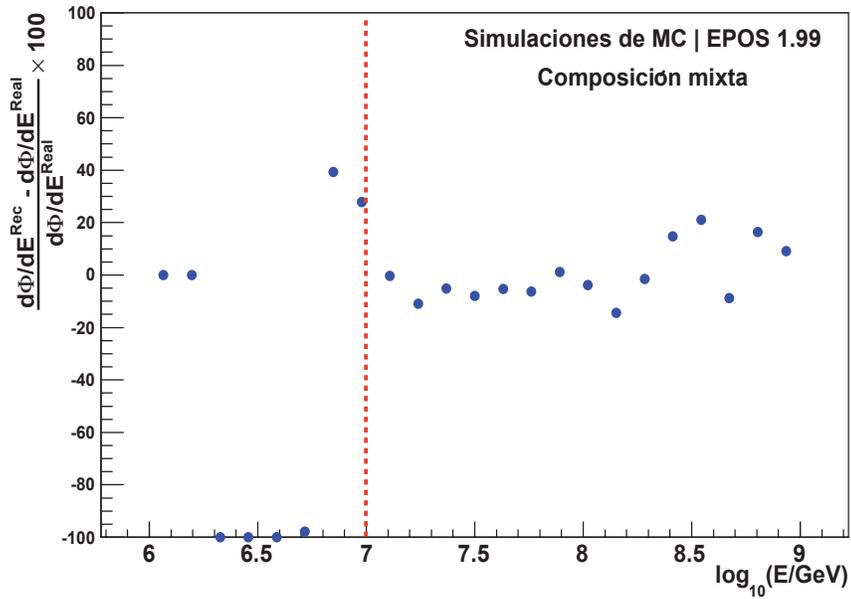


Figura 7.54: Desviación porcentual entre el espectro de energía reconstruido y el espectro de energía real de los datos de EPOS 1.99. La línea punteada señala la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

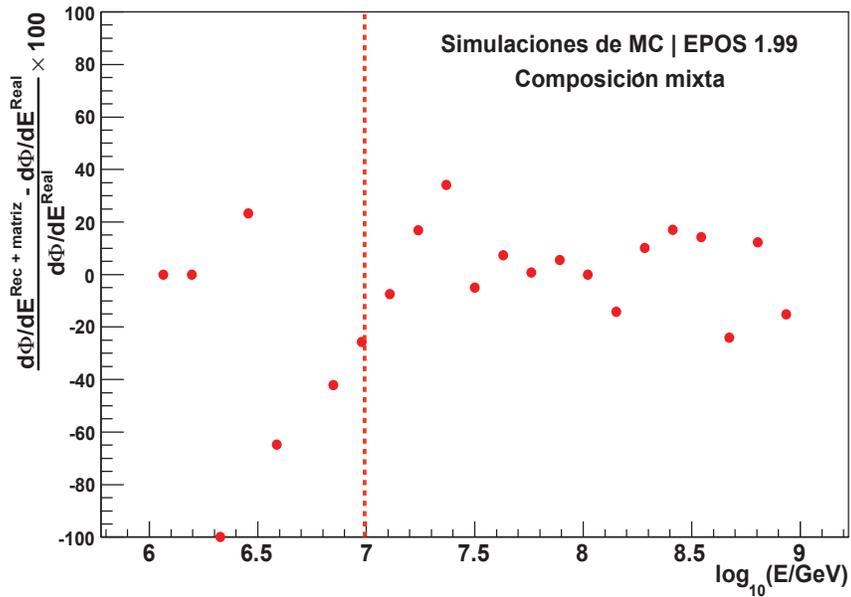


Figura 7.55: Desviación porcentual entre el espectro de energía reconstruido habiendo aplicado la matriz de respuesta y el espectro de energía real de los datos de EPOS 1.99. La línea punteada señala la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

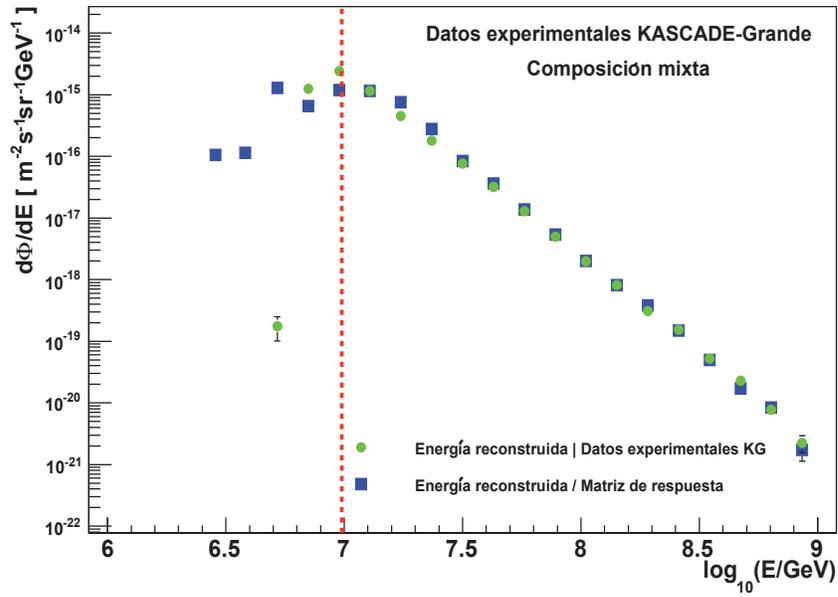


Figura 7.56: Espectro de energía para los datos experimentales, asumiendo una composición mixta. Se compara el espectro de energía reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta. La línea punteada delimita la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

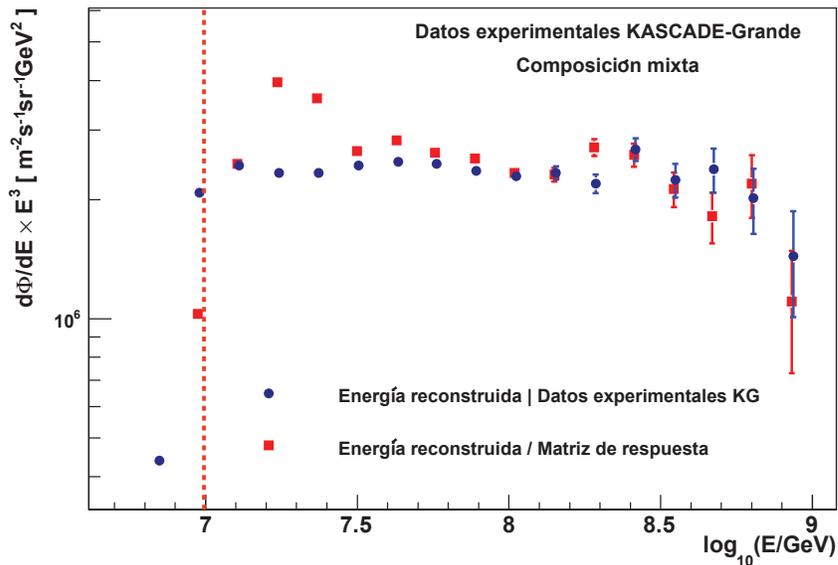


Figura 7.57: Espectro de energía multiplicado por E^3 para los datos experimentales de KASCADE-Grande asumiendo una composición mixta. Se compara el espectro de energía reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta. La línea punteada delimita la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

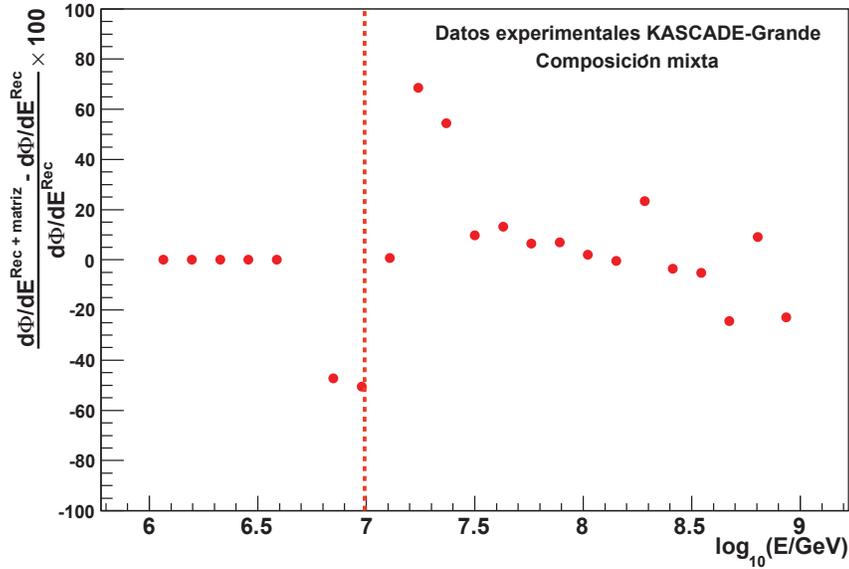


Figura 7.58: Desviación porcentual entre el espectro de energía reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta para una composición mixta en los datos experimentales de KASCADE-Grande. La línea punteada delimita la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

La figura 7.58 muestra la diferencia porcentual entre el flujo reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta.

Podemos notar, de la figura 7.56, dentro de la región de máxima eficiencia, que el espectro de energía varía ligeramente después de aplicar la matriz de respuesta aunque el comportamiento es muy similar al espectro original. Esta variación se puede constatar con las figuras 7.57 y 7.58, donde se puede observar que en la región de máxima eficiencia el flujo, después de aplicar la matriz de respuesta, tiende a ser mayor.

El mismo proceso de reconstrucción de la matriz de respuesta y su aplicación al espectro de energía reconstruido se repitió asumiendo una composición pura de protones y de núcleos de hierro, respectivamente.

En las figuras 7.59, 7.60 y 7.61 se muestran los espectros de energía reconstruidos, los espectros de energía multiplicados por E^3 y su desviación porcentual, antes y después de aplicar la respectiva matriz de respuesta para una composición de protones. De la misma forma, en las figuras 7.62, 7.63 y 7.64 se presentan las gráficas correspondientes para una composición de núcleos de hierro.

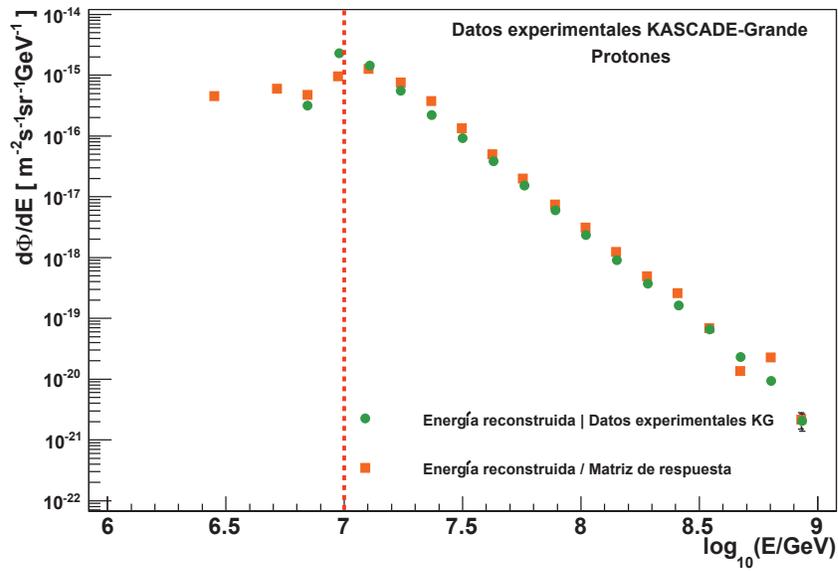


Figura 7.59: Espectro de energía para los datos experimentales de KASCADE-Grande, asumiendo una composición primaria de protones. Se compara el espectro de energía reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta. La línea punteada delimita la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

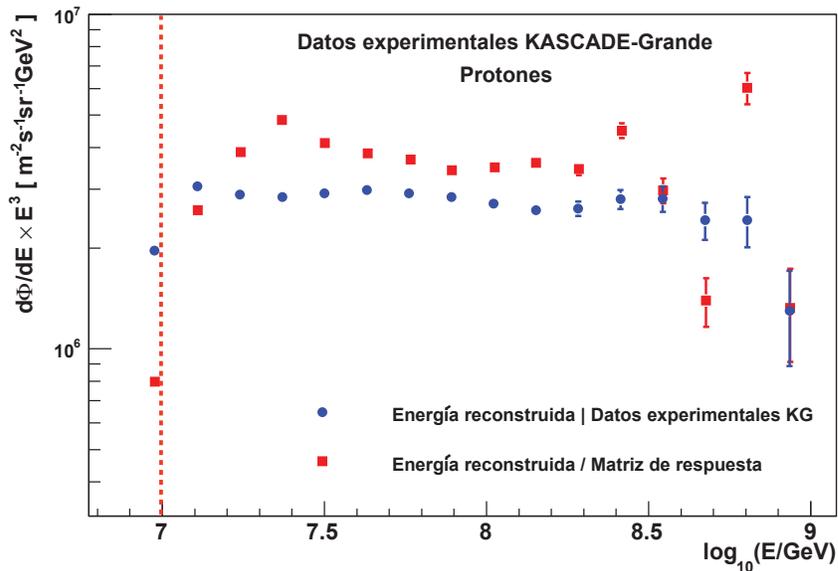


Figura 7.60: Espectro de energía para los datos experimentales de KASCADE-Grande, multiplicado por E^3 , asumiendo una composición pura de protones. Se compara el espectro de energía reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta. La línea punteada delimita la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

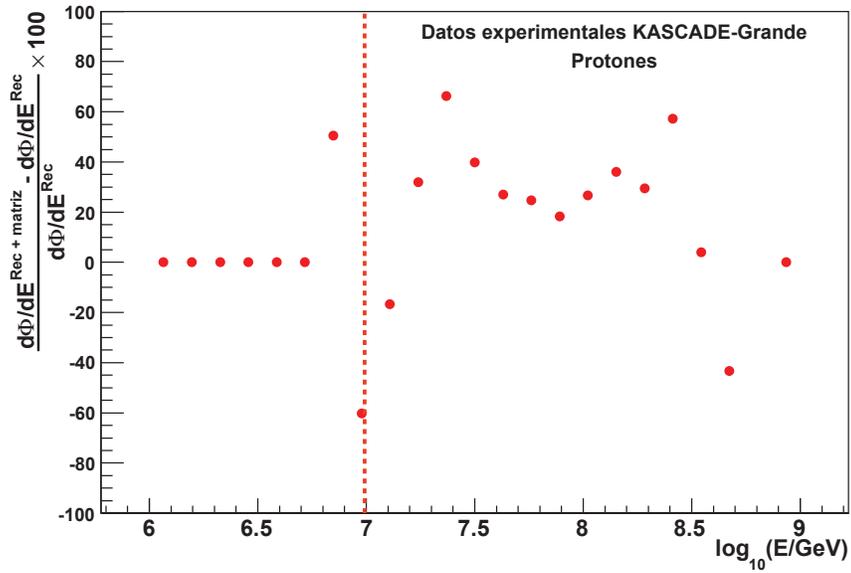


Figura 7.61: Desviación porcentual entre el espectro de energía reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta para una composición primaria de protones en los datos experimentales de KASCADE-Grande. La línea punteada delimita la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

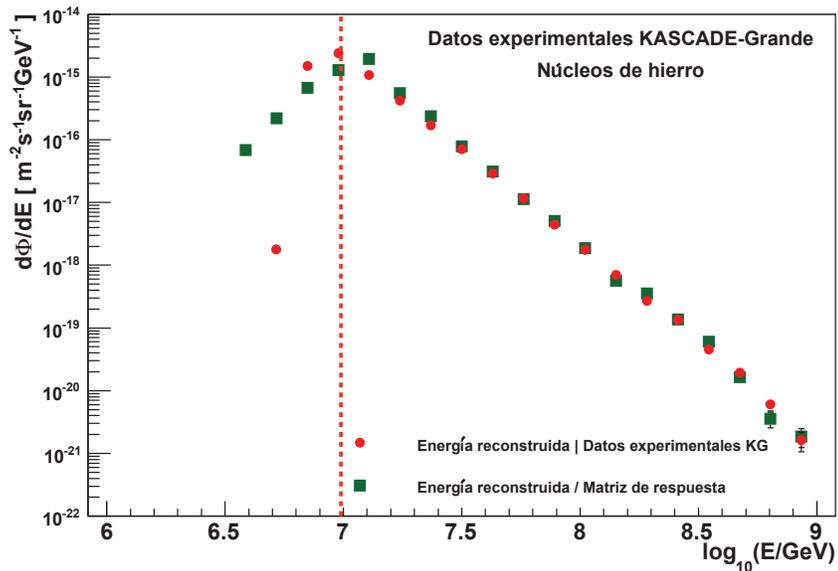


Figura 7.62: Espectro de energía para los datos experimentales de KASCADE-Grande, asumiendo una composición de núcleos de hierro. Se compara el espectro de energía reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta. La línea punteada delimita la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

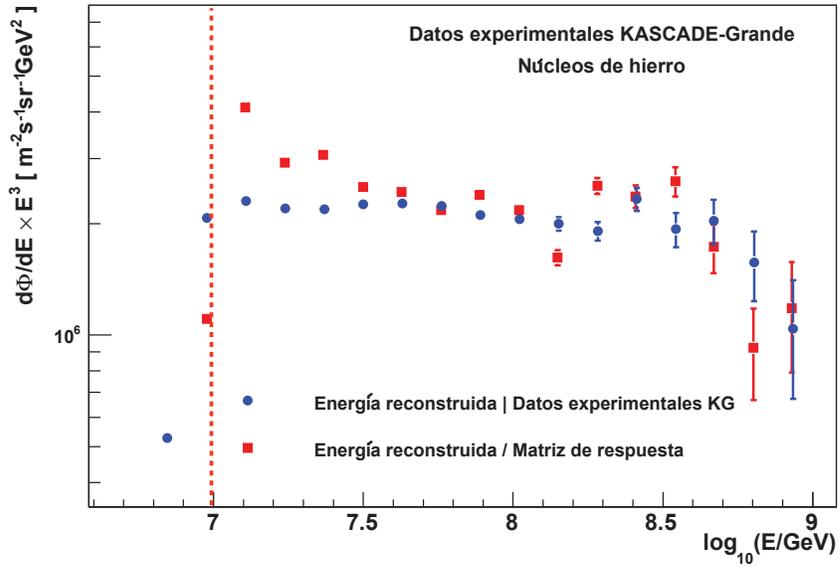


Figura 7.63: Espectro de energía para los datos experimentales de KASCADE-Grande, multiplicado por E^3 , asumiendo una composición de núcleos de hierro. Se compara el espectro de energía reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta. La línea punteada delimita la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

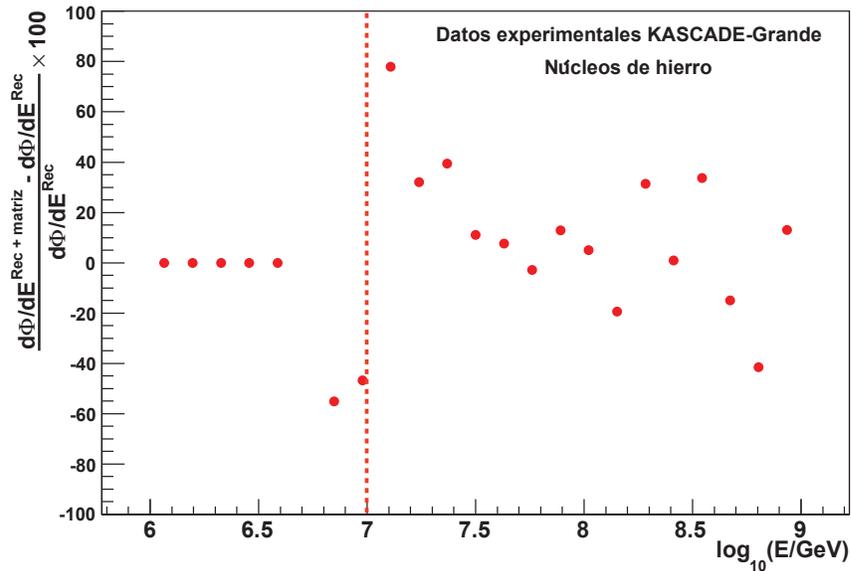


Figura 7.64: Desviación porcentual entre el espectro de energía reconstruido antes y después de aplicar la matriz de respuesta para una composición primaria de núcleos de hierro en los datos experimentales de KASCADE-Grande. La línea punteada delimita la energía umbral a partir de la cual se alcanza máxima eficiencia.

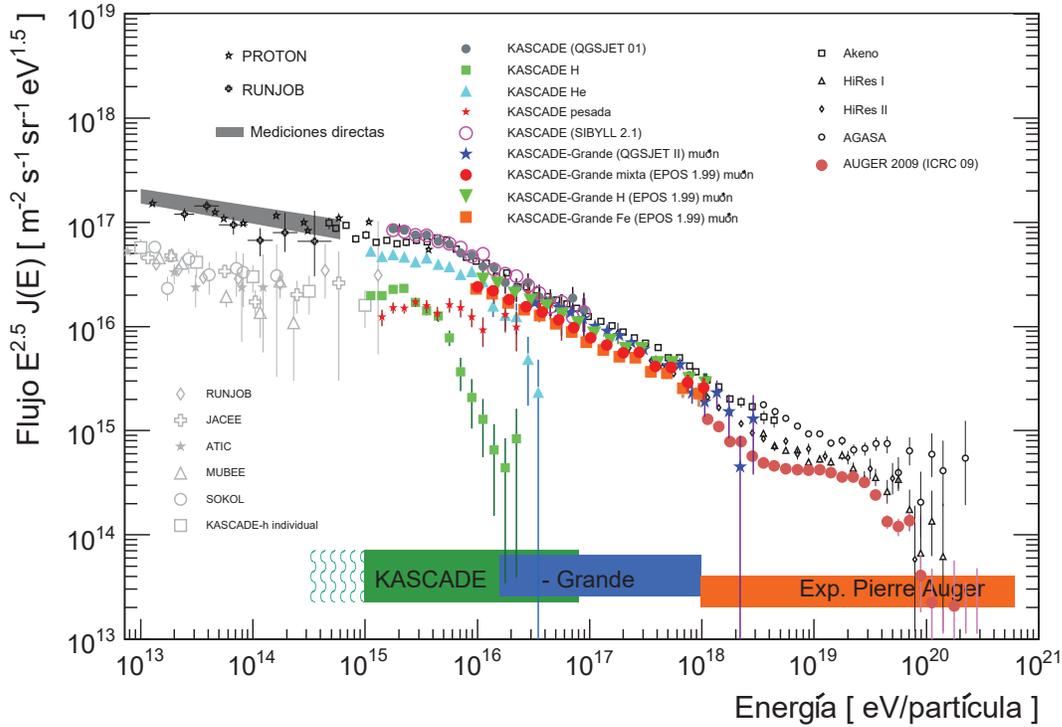


Figura 7.65: Espectro de energía que compara los resultados de distintos experimentos y distintas técnicas de reconstrucción, al igual que diferentes modelos de interacción hadrónica. Hay que destacar que se muestra el espectro de energía sin aplicar la matriz de respuesta debido a las fluctuaciones que ésta genera.

Aplicar la matriz de respuesta es este caso parece haber generado más fluctuaciones de las que se querían eliminar debido a la poca estadística de EPOS 1.99 con la que contamos. Para un trabajo futuro deberá calcularse el espectro de energía, teniendo más datos de las simulaciones para poder aplicar la matriz de respuesta y descartar alguna otra razón para notar este comportamiento.

Finalmente, la figura 7.65 presenta el espectro de energía final elevado a una potencia de 2.5 para detectar posibles cambios en el índice espectral de manera más precisa. En la gráfica se compara el espectro de energía reconstruido en este trabajo, con los datos más relevantes de experimentos que han dejado de funcionar y de otros que siguen aportando nuevos datos. Es interesante la comparación entre el espectro calculado con EPOS 1.99 y QGSJET II a partir de los datos de la componente muónica. El espectro de QGSJET II para una composición mixta parece tener una forma más parecida al espectro de EPOS 1.99 al asumir una composición de protones. En general, la forma del espectro es buena, con un índice espectral un tanto parecido al obtenido con QGSJET II, sin embargo, la matriz de respuesta no ha sido aplicada a este espectro de energía debido a las fluctuaciones que genera ocasionadas por la falta de estadística.

Capítulo 8

EPOS 1.99, N_μ y la longitud de atenuación de hadrones

Hasta ahora el modelo de interacción hadrónica lo hemos utilizado para calcular varios aspectos necesarios para obtener el espectro de energía con los eventos de muones detectados por el experimento KASCADE-Grande. Pero, como se ha mencionado en el capítulo 5, los modelos tienen varias características que pueden confrontarse con los datos experimentales.

En este capítulo se calculará y se presentarán los resultados y comparaciones de la longitud de atenuación para EPOS 1.99 asumiendo una composición mixta, protones y núcleos de hierro. Estos resultados se compararán con los obtenidos con las observaciones experimentales.

Por otro lado, se confrontan los resultados para la longitud de atenuación calculada con QGSJET II y con EPOS 1.99.

Además, también se compara la producción de muones y electrones en EPOS 1.99 y QGSJET II.

8.1. Longitud de atenuación

En el capítulo 6 se presentó la relación (6.5) que existe entre el número de muones, el ángulo cenital y la longitud de atenuación. Modificando simplemente la notación, la ecuación es

$$N_\mu(\theta) = N_\mu^0 \cdot e^{\frac{-X_0 \sec(\theta)}{\Lambda_\mu}}, \quad (8.1)$$

donde X_0 es la profundidad atmosférica vertical y Λ_μ es la longitud de atenuación de los muones la cual depende del ángulo cenital.

Ahora, las curvas de atenuación extraídas al aplicar el método CIC sobre el flujo integral de muones, de la figura 7.31, para los datos experimentales de KASCADE-Grande, se ajustan con la ecuación (8.1), teniendo cuidado de manipularla adecuadamente para llegar a un ajuste lineal de la forma

$$\log_{10}[N_\mu(\theta)] = P_0 + P_1 \cdot \sec(\theta), \quad (8.2)$$

donde $P_0 = \log_{10}(N_\mu^0)$ y $P_1 = \log_{10}\left(e^{-\frac{X_0}{\Lambda_\mu}}\right)$, parámetros libres que se determinan con el ajuste a las curvas de atenuación.

La figura 8.1 muestra el ajuste lineal a las curvas de atenuación para cada CIC aplicado al flujo integral de muones de los datos experimentales de KASCADE-Grande. La tabla 8.1 muestra los parámetros del ajuste a estas curvas, con sus respectivas incertidumbres.

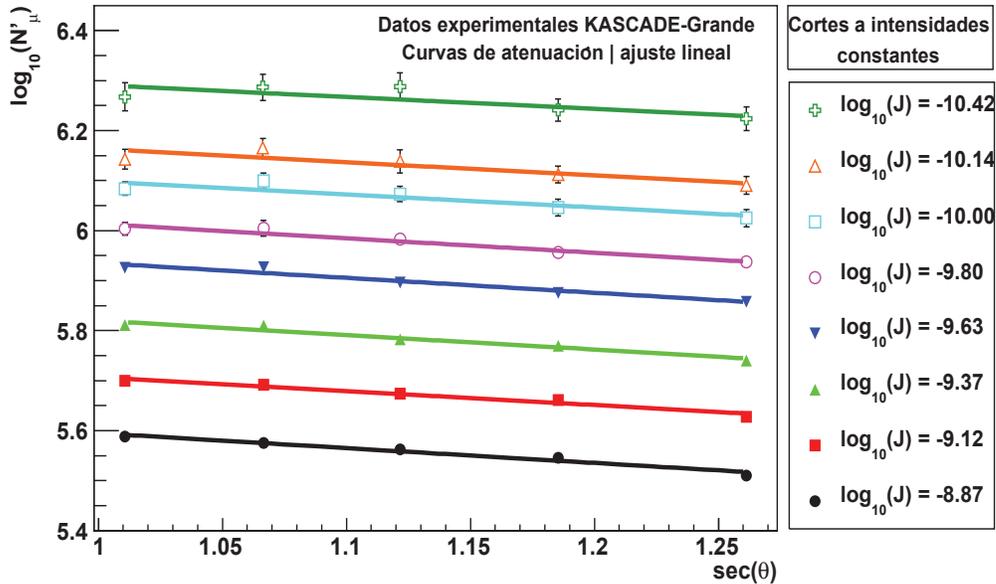


Figura 8.1: Curvas de atenuación obtenidas con el método de CIC. Cada curva se acompaña de su respectivo valor de corte a intensidad constante. Se ha hecho un ajuste lineal a cada curva con la fórmula (8.2).

El proceso se repitió para las simulaciones de MC tomando a EPOS 1.99 como modelo de interacción hadrónica. Se ajustaron las curvas de atenuación para las composiciones mixta,

8.1 Longitud de atenuación

$\log_{10}(\text{J}/\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1})$	χ^2/N	$P_0 = \log_{10}(\text{N}_\mu^0)$	$P_1 = \log_{10}\left(e^{-\frac{x_0}{\Lambda_\mu}}\right)$
-10.42	1.6506/3	6.5286 ± 0.1489	-0.2376 ± 0.1300
-10.14	1.9556/3	6.4274 ± 0.1063	-0.2641 ± 0.0931
-10.00	2.4116/3	6.3576 ± 0.0881	-0.2594 ± 0.0788
-9.80	0.8743/3	6.3024 ± 0.0750	-0.2889 ± 0.0657
-9.63	1.8959/3	6.2325 ± 0.0577	-0.2973 ± 0.0508
-9.37	2.5120/3	6.1091 ± 0.0478	-0.2892 ± 0.0425
-9.12	3.3387/3	5.9841 ± 0.0345	-0.2774 ± 0.0307
-8.87	4.9470/3	5.8915 ± 0.0264	-0.2966 ± 0.0236

Tabla 8.1: Parámetros extraídos del ajuste lineal a las curvas de atenuación correspondientes a los datos experimentales de KASCADE-Grande.

pura de protones y núcleos de hierro. La figura 8.2 presenta el ajuste de las curvas de atenuación asumiendo una composición mixta y la tabla 8.2 muestra los parámetros del ajuste lineal aplicado a las curvas de atenuación de las simulaciones.

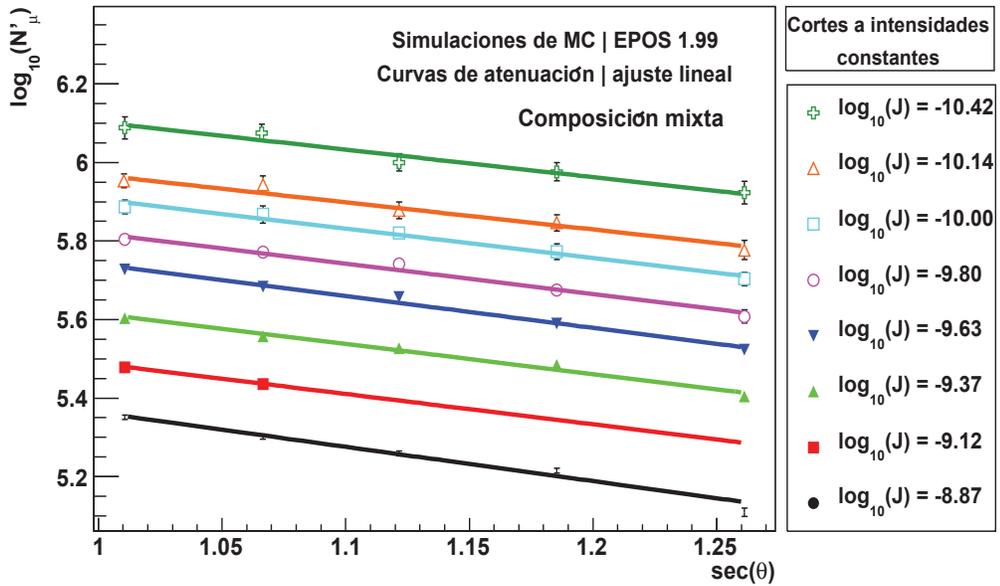


Figura 8.2: Curvas de atenuación obtenidas con el método de CIC. Cada curva se acompaña de su respectivo valor de corte a intensidad constante. Se ha hecho un ajuste lineal a cada curva con la fórmula (8.2).

Conociendo el parámetro P_1 de la ecuación (8.2) para cada composición (datos experimentales y simulaciones), se puede extraer la longitud de atenuación a partir de la ecuación:

$\log_{10}(\text{J}/\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1})$	χ^2/N	$P_0 = \log_{10}(N_\mu^0)$	$P_1 = \log_{10}\left(e^{\frac{-X_0}{\Lambda_\mu}}\right)$
-10.42	1.3454/3	6.8047 ± 0.1566	-0.7018 ± 0.1388
-10.14	1.7511/3	6.6608 ± 0.1200	-0.6929 ± 0.1073
-10.00	1.0429/3	6.6543 ± 0.1033	-0.7480 ± 0.0911
-9.80	2.0263/3	6.5935 ± 0.0821	-0.7737 ± 0.0735
-9.63	2.1146/3	6.5522 ± 0.0627	-0.8111 ± 0.0553
-9.37	4.3984/3	6.3858 ± 0.0520	-0.7708 ± 0.0456
-9.12	1.4767/3	6.2605 ± 0.0435	-0.7726 ± 0.0385
-8.87	11.0720/3	6.2359 ± 0.0433	-0.8727 ± 0.0390

Tabla 8.2: Parámetros extraídos del ajuste lineal a las curvas de atenuación correspondientes a una composición mixta de las simulaciones de MC aplicando EPOS 1.99.

$$\Lambda_\mu = \frac{-X_0}{P_1 \cdot \ln(10)}. \quad (8.3)$$

Asumiendo $X_0 = 1022 \text{ gr}/\text{cm}^2$ y tomando el valor respectivo de P_1 para cada curva de atenuación, obtenemos la gráfica que se muestra en la figura 8.3:

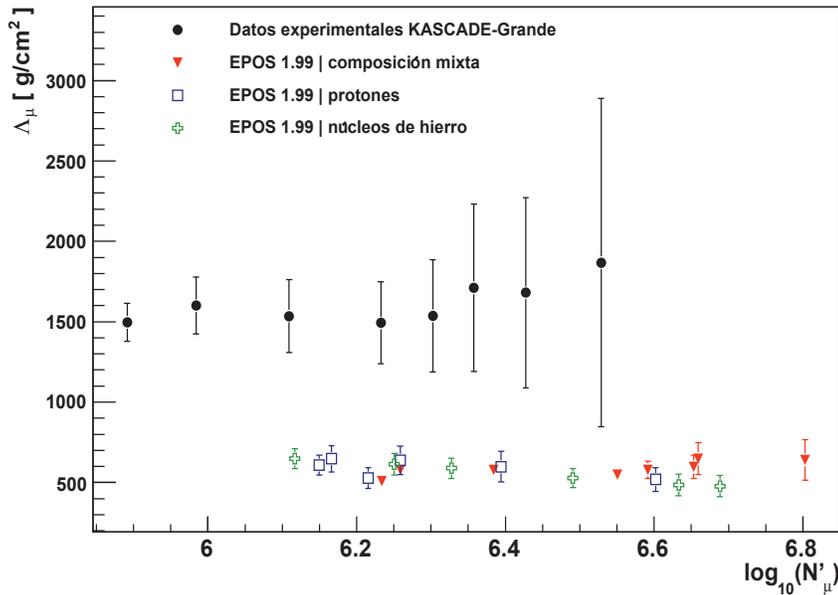


Figura 8.3: Comparación de la longitud de atenuación Λ_μ en función de N'_μ entre los datos experimentales de KASCADE-Grande y la composición mixta, protones y núcleos de hierro con EPOS 1.99. Las barras de error se han calculado usando las reglas de propagación de errores [52].

Los valores medios de la longitud de atenuación para cada curva de la figura 8.3 se muestran

8.1 Longitud de atenuación

Composición	Longitud de atenuación media [g/cm ²]
Datos experimentales KG	1537 ± 80.75
Mixta — EPOS 1.99	553.2 ± 13.57
Protones — EPOS 1.99	583.5 ± 30.56
Núcleos de hierro — EPOS 1.99	557.7 ± 25.98

Tabla 8.3: Longitud de atenuación media para EPOS 1.99 extraída de la figura 8.3.

en la tabla 8.3.

Claramente notamos que las simulaciones con EPOS 1.99 no son congruentes con los resultados experimentales. De esta manera podemos concluir que EPOS 1.99 no reproduce la longitud de atenuación observada en los datos de KASCADE-Grande.

Se llevó a cabo el mismo proceso con los datos experimentales de KASCADE-Grande, habiendo corregido N'_μ con las simulaciones basadas en QGSJET II. De igual manera se calculó la longitud de atenuación para QGSJET II, asumiendo composición mixta, protones y núcleos de hierro. La comparación se muestra en la figura 8.4.

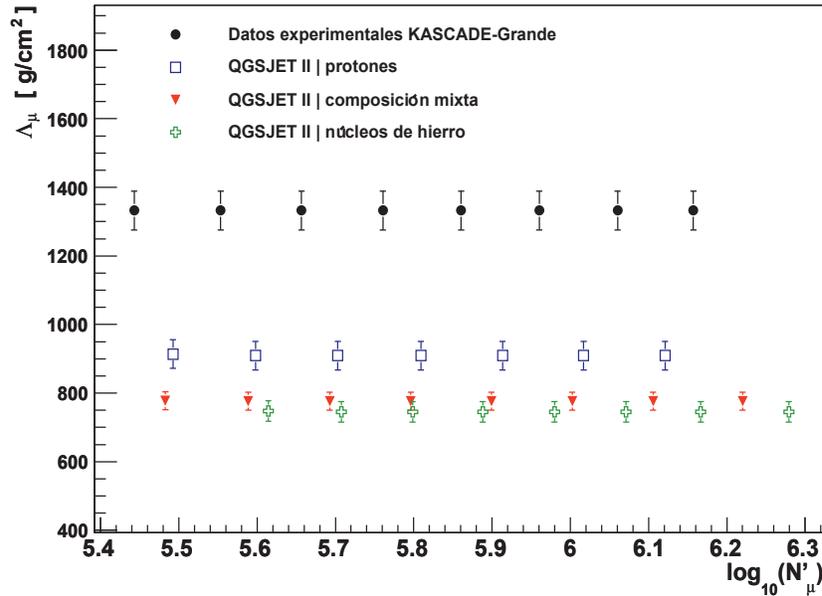


Figura 8.4: Comparación de la longitud de atenuación Λ_μ en función de N'_μ entre los datos experimentales de KASCADE-Grande y la composición mixta, protones y núcleos de hierro con QGSJET II.

La tabla 8.4 muestra los valores medios de la longitud de atenuación para QGSJET II.

De la misma manera que EPOS 1.99, QGSJET II no reproduce satisfactoriamente la longitud de atenuación observada en los datos experimentales.

Composición	Longitud de atenuación media [g/cm^2]
Datos experimentales KG	1333 ± 20.03
Mixta — QGSJET II	776.4 ± 9.27
Protones — QGSJET II	910.4 ± 14.81
Núcleos de hierro — QGSJET II	745.8 ± 10.48

Tabla 8.4: Longitud de atenuación media para QGSJET II extraída de la figura 8.4.

Una particularidad entre los diferentes modelos usados es la diferencia de algunos cientos de g/cm^2 en la longitud de atenuación entre EPOS 1.99 y QGSJET II, siendo mayor para QGSJET II, lo que hace también que exista una mayor diferencia entre los resultados para Λ_μ experimentales en EPOS 1.99 con los valores de las simulaciones correspondientes (alrededor de $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$ de diferencia).

8.2. Producción de muones y electrones

Las siguientes figuras muestran distintas relaciones entre N_μ^{Real} , N_e^{Real} y la energía real, para EPOS 1.99 y QGSJET II asumiendo una composición mixta. Todas estas gráficas fueron construidas sin aplicar cortes de calidad sobre alguna variable ni función de corrección de muones. Se consideró al intervalo de ángulo cenital total de $0^\circ - 40^\circ$.

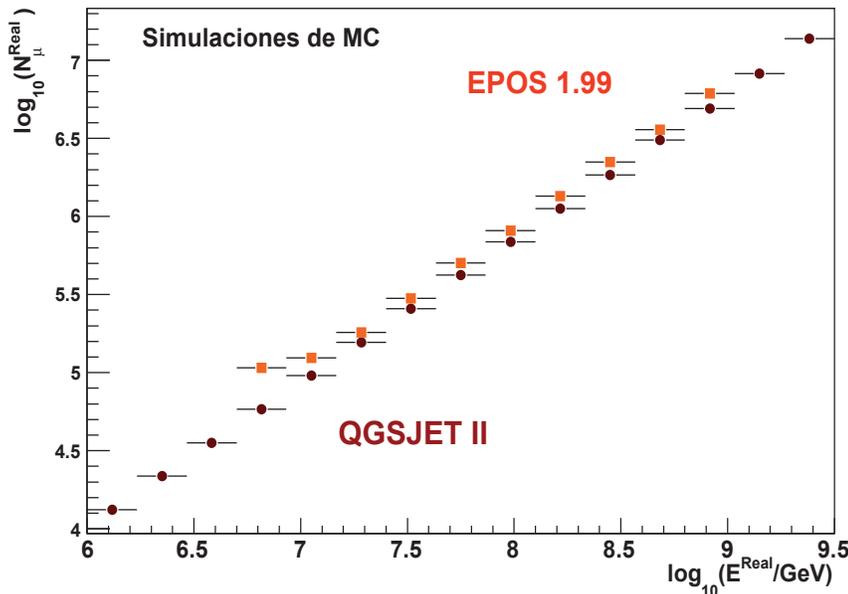


Figura 8.5: Comparación de la producción de N_μ^{Real} entre EPOS 1.99 y QGSJET II, en función de la energía real.

El comportamiento de todas las gráficas es el esperado, consistente con la característica fenomenológica de EPOS de producir mayor número de muones que QGSJET II.

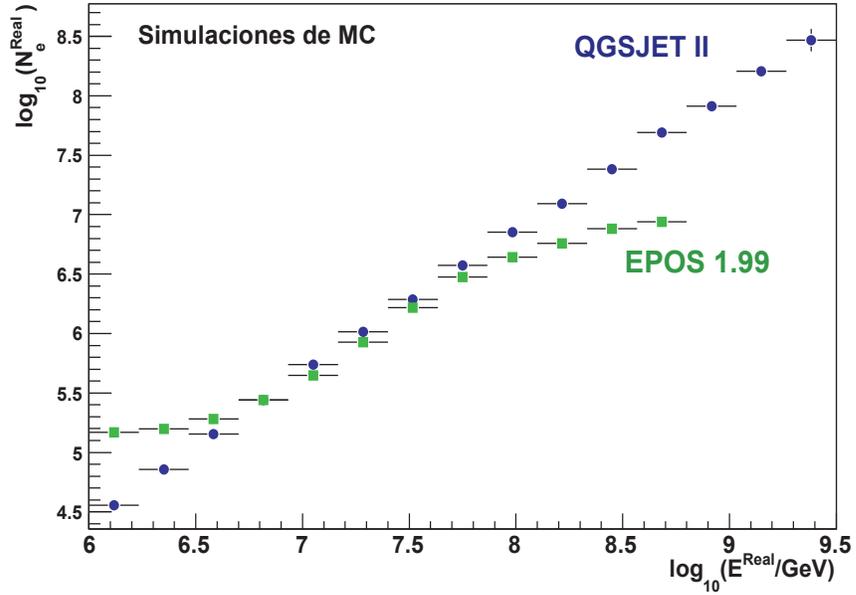


Figura 8.6: Comparación de la producción de N_e^{Real} entre EPOS 1.99 y QGSJET II, en función de la energía real.

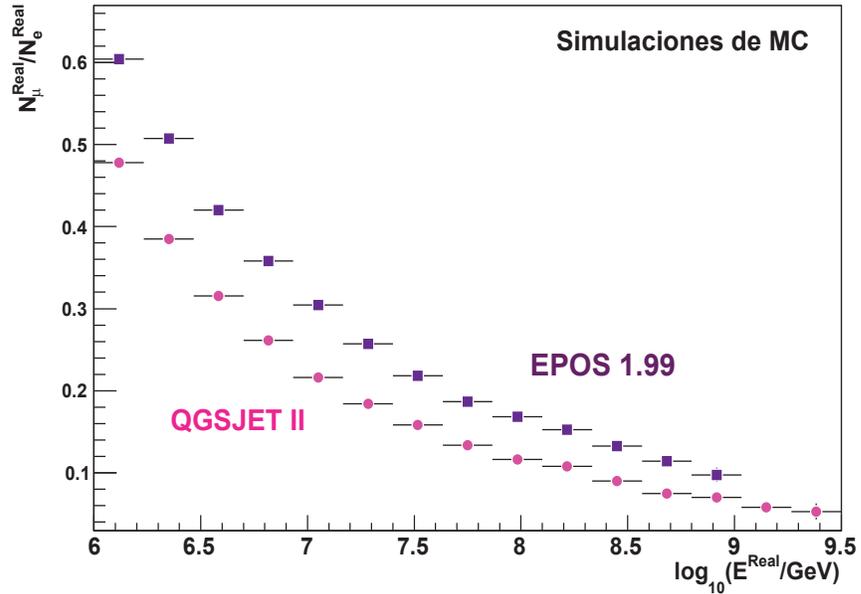


Figura 8.7: Comparación de la razón de producción de N_μ^{Real} y N_e^{Real} entre EPOS 1.99 y QGSJET II, en función de la energía real.

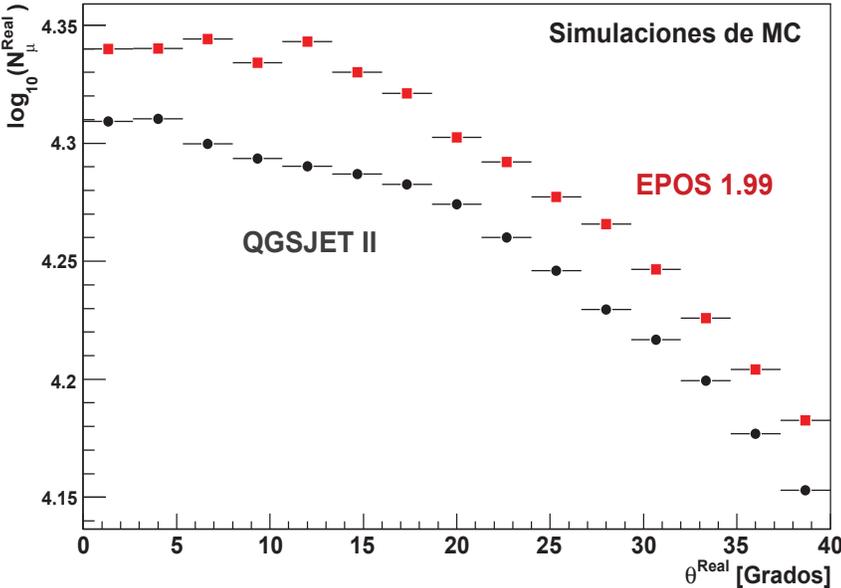


Figura 8.8: Comparación entre EPOS 1.99 y QGSJET II, de la producción de N_μ^{Real} en función del ángulo cenital.

Conclusiones

En el presente trabajo se ha examinado el comportamiento del modelo de interacción hadrónica EPOS 1.99, usado en la aplicación de la función de corrección de muones sobre los datos del experimento KASCADE-Grande.

El primer punto de evaluación ha sido la eficiencia en la detección y reconstrucción de los eventos generados en las simulaciones, en función de la energía real y el número de muones real, alcanzándose la máxima eficiencia. Sin embargo, la eficiencia del 100 % no se mantiene de forma constante por la presencia de fluctuaciones en las simulaciones de Monte Carlo generadas con EPOS 1.99. La razón que encontramos para que se presente este efecto es la falta de estadística ya que sólo se usaron las únicas dos bases de datos disponibles, simuladas con CORSIKA. Por otro lado, al comprobar la eficacia de la función de corrección de muones, se ha encontrado una máxima desviación del 9.6 % como se aprecia en las figuras 7.19–7.22, lo que corrige aceptablemente los errores sistemáticos asociados a la reconstrucción del número de muones. El umbral de energía a partir del cual se alcanzó una máxima eficiencia, considerando chubascos verticales, fue de $\log_{10}(E/GeV) = 6.944$ para protones, $\log_{10}(E/GeV) = 6.955$ asumiendo una composición primaria de núcleos de helio, $\log_{10}(E/GeV) = 7.106$ asumiendo una composición de núcleos de carbono, $\log_{10}(E/GeV) = 6.926$ para una composición de núcleos de silicio y $\log_{10}(E/GeV) = 6.889$ para una composición de núcleos de hierro.

Continuando con los pasos para reconstruir el espectro de energía, hay efectos por resaltar del flujo de muones en el desarrollo de los chubascos atmosféricos, como su comportamiento en ley de potencias, noción que hemos comentado y verificado al reconstruirlo en el capítulo 7. En esta tónica, las figuras 7.26–7.30 nos ponen de manifiesto la importancia de corregir los efectos de los errores sistemáticos por la variación que se percibe en el índice espectral del flujo de muones después de aplicar la función de corrección (FC), dependiendo ésta del ángulo cenital y acimutal de arribo del chubasco, de la distancia al núcleo del chubasco y del número de muones reconstruido.

Cabe resaltar de nuevo la falta de estadística con la que contamos a lo largo de todo el trabajo, ya que encontramos este mismo efecto al momento de calcular la función de calibración con las simulaciones. Para hacer este cálculo fue necesario analizar el número de eventos en cada bin de (N'_μ, E) para reducir efectos de las fluctuaciones que se dan en el chubasco y cuidadosamente ajustar las curvas dentro de la región de máxima eficiencia. Esta es la razón del ajuste llevado a cabo en las figuras 7.38–7.40. De esta manera se encontró una relación congruente entre las funciones de corrección para las tres composiciones químicas

consideradas, como lo podemos notar en la figura 7.41, donde, a la misma energía, la cantidad de muones reconstruidos es mayor al considerar una composición de núcleos de hierro que protones. Igualmente esperado es el valor de las pendientes de los ajustes a las curvas, idéntico dentro de las incertidumbres del ajuste para protones y núcleos de hierro, lo que vislumbra que EPOS 1.99, al menos en el rango de eficiencia que estamos trabajando, se comporta de la misma manera para una composición ligera que para una pesada al momento de producir muones al variar la energía del rayo cósmico. Cosa curiosa es el cambio de pendiente que sufre la curva de composición mixta, prediciendo un cambio en la producción de muones de energías cercanas a 10^{16} eV y hasta cerca de 10^{18} eV.

La aplicación de la matriz de respuesta corrige efectos de fluctuaciones de información de un bin de energía a otro, sin embargo, parece ser que al aplicar la matriz de respuesta en cada uno de los bins de nuestro espectro de energía, se han generado más fluctuaciones de las que se tenían ya que hay una dispersión de algunos puntos que hacen que el espectro no tenga una forma suave. De nuevo, la principal fuente de este resultado se debe a la poca estadística con la que contamos al hacer este análisis. Sin embargo, el espectro de energía final mostrado en la figura 7.65, tiene una muy buena apariencia y se empalma con el resultado obtenido a partir de QGSJET II, dentro del error sistemático. Es interesante notar un posible cambio ligero en la pendiente del espectro de energía de EPOS 1.99 respecto al de QGSJET II. Sería conveniente hacer un análisis de nuevo en el futuro, cuando se cuente con más estadística para EPOS 1.99 y corroborar o refutar alteraciones y cambios detectados en el espectro de energía debido a las fluctuaciones. Además, con más estadística se puede reconstruir un espectro más fino, con mayor número de puntos (bins) y alcanzando posiblemente mayores energías, alrededor de 10^{17} eV y hasta 10^{18} eV y se podría detectar la aparición de una “segunda rodilla”, dejando en claro que no se sabe con certeza la existencia de ésta. Por ahora se puede concluir que se logró un buen espectro.

Otras característica de EPOS 1.99 que hay que señalar es la reconstrucción que hace de la longitud de atenuación. El resultado es que no concuerda con los datos experimentales y más aún, la diferencia que se tiene entre el resultado experimental y la simulación es mayor a la obtenida por modelos anteriores, en este caso QGSJET II, el cual tampoco es consistente con los datos experimentales. Habrá que esperar modificaciones que se puedan hacer a EPOS para que prediga de una manera acertada la longitud de atenuación de los chubascos de partículas a través de la atmósfera. Pronto tendremos una nueva versión de EPOS. Por otro lado, la comparación de la producción de muones y electrones con QGSJET II está completamente dentro de los parámetros esperados, al ser EPOS un modelo con mayor producción de muones en sus simulaciones por el tratamiento fenomenológico que se le aplica, generando mayor cantidad de mesones cargados, sumando sus productos a los chubascos de la componente penetrante. En definitiva, EPOS 1.99 no ha logrado predecir con total certeza los datos de KASCADE-Grande. Hay que enfatizar que esta ha sido la primera vez que se reconstruye el espectro de energía de los rayos cósmicos apoyado en EPOS 1.99, utilizando los datos de la componente muónica de los chubascos de partículas.

Finalmente debo concluir que este trabajo llevó todo un proceso de entendimiento de las herramientas de detección, reconstrucción de eventos y análisis de datos. El trabajo tiene toda una teoría de fondo, tiene una gran parte experimental donde se involucran muchos

aspectos de electrónica y estadística, y tiene una parte computacional al momento de analizar los datos. Además, la información aquí mostrada y los resultados son los más recientes y de primera fuente, directamente de los expertos en la materia, estando al día hasta el mismo mes de agosto del 2010. El trabajo no debe concluir aquí ya que falta hacer un análisis minucioso de la propagación de errores tanto estadísticos como sistemáticos, sin embargo el espacio y tiempo para una tesis de licenciatura se ha cubierto, dejando las puertas abiertas para su consecución. Se prevee una publicación de este trabajo en el momento que se concluya con el análisis completo de las incertidumbres sistemáticas.

Referencias

- [1] C. Grupen, *Astroparticle Physics*, Editorial Springer, (2005).
- [2] S. Weimberg, *The First Three Minutes*, Basic Books, (1993).
- [3] L. B. Okun, $\alpha, \beta, \gamma \dots Z$ A Primer in Particle Physics, Harwood Academic Publishers, (1987).
- [4] L. A. Dubridge y Paul A. Epstein, Robert Andrews Millikan 1868 - 1953, Biographical Memoir, National Academy of Sciences, (1959).
- [5] <http://rammb.cira.colostate.edu/dev/hillger/precursor.htmgockel>, Copyright 2007-2010, Colorado State University. All rights reserved.
- [6] V. F. Hess, *Z.Phys.* 13, 1084, (1912).
- [7] R. A. Millikan y G. Harvey Cameron, High Frequency Rays of Cosmic Origin. III Measurements in Snow-Fed lakes at high altitudes, *The Physical Review*, 28 No. 5, 851-868, (1926).
- [8] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, Robley and A. Fréon. Extensive Cosmic-Ray Showers. *Reviews of Modern Physics*, 11 4, 288-291, (1939).
- [9] G. Toma, *The Cascade-Grande Experiment: Study of the Lateral Distributions and the Arrival Times*, A thesis presented for the degree of Doctor of Philosophy, University of Bucharest, Romania, (2010).
- [10] G. V. Kulikov and G. B. Khristiansen, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 35, 441 (1958).
- [11] G. B. Khristiansen, G. V. Kulikov and V. I. Solov'eva, Particle-Number Spectrum of Extensive Air Showers at Sea Level, *ZhETF Pis. Red.* 18, 6, 353-356 (1973).
- [12] M. Aglieta, et al., EAS-TOP Collaboration, The EAS-TOP array at 10^{14} – 10^{16} eV: Estability and Resolutions, North-Holland, Amsterdam, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A277*, 23-28 (1989).
- [13] M. Aglieta, et al., EAS-TOP Collaboration, The cosmic ray primary composition in the “knee” region through the EAS electromagnetic and muon measurements at EAS-TOP, *Astroparticle Physics* 21, 583-596 (2004).
- [14] J. Milke, et al., KASCADE-Grande Collaboration, Investigation of Hadronic Interaction Models with the KASCADE-Grande Hadron Calorimeter, 28th ICRC, Pune India, 6, 125-128 (2005).
- [15] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw, CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, report FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, (1998). <http://www-ik.fzk.de/corsika/>.

- [16] J. Linsley, Evidence for a primary Cosmic-Ray particle with energy 10^{20} eV, *Physical Review Letters*, 10, 146-148, (1963).
- [17] K. S. Caballero Mora, Composition studies of Ultra High Energy Cosmic Rays using Data of the Pierre Auger Observatory, Zur Erlangung des akademischen Grades eines DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN von der Fakultät für Physik des Karlsruher Intitut für Technologie (KIT), (2010).
- [18] P. Mantsch, Building the Pierre Auger Observatory, Auger-South Inauguration, 14-15 november (2008). <http://www.auger.org/inauguration/index.html>.
- [19] The Pierre Auger Collaboration, *Physical Review Letters*, 101 061101, (2008).
- [20] The Pierre Auger Collaboration, The Cosmic Ray Energy Spectrum and Related Measurements with the Pierre Auger Observatory, *Proceedings of the 31st ICRC, Lódz Poland*, (2009).
- [21] A. V. Olinto, et al., White Paper on Ultra-High Energy Cosmic Rays.
- [22] F. Cossavella, Measurements of High Energy Cosmic Rays above 10 PeV with KASCADE-Grande, Zur Erlangung des akademischen Grades eines DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH), (2009).
- [23] P. Sokolsky, Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics, Advanced Book Program, *Frontiers in Physics*, (2004).
- [24] <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ACENews/ACENews83.html>, Martin Israel of Washington University, with contributions from Jeff George of the Aerospace Corporation, Richard Mewaldt of Caltech, and Georgia deNolfo of NASA/GSFC.
- [25] J. R. Hörandel, et al., KASCADE Collaboration, Dissecting the knee - Air shower measurements with KASCADE, *arXiv:astro-ph/0311478v1*, (2003).
- [26] K. Greisen, *Physical Review Letters*, 16, 748-750 (1966).
- [27] A. Haungs, *Experimental High-Energy Astroparticle Physics*, Morelia México, Noviembre (2009).
- [28] J. Abraham, et al., The Pierre Auger Collaboration, Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV, *arXiv:astro-ph/0806.4302v1*, (2008).
- [29] J. Abraham, et al., Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory, *arXiv:astro-ph.HE/1002.1975v1*, reprint submitted to *Physics Letters*, (2010).
- [30] E. Fermi, On the Origin of the Cosmic Radiation, *Physical Review 2nd ser.*, 75 8, 1169 (1949).
- [31] J. Alvarez-Muñiz, et al., Atmospheric shower fluctuations and the constant intensity cut method, *Physical Review D* 66, 123004, (2002).
- [32] W. Heitler. *The quantum theory of radiation*. Oxford, (1954).
- [33] R. U. Abbasi, High Resolution Fly's Eye Collaboration, Measurement of the Flux of Ultrahigh Energy Cosmic Rays from Monocular Observations by the High Resolution Fly's Eye Experiment, *Physical Review Letters*, 92 15, (2004).
- [34] M. Bertaina, et al., The cosmic ray primary spectrum in the transition region between direct and indirect measurements (10 TeV - 10 PeV), IOP Publishing, *Journal of Physics: Conference Series* 120 062023, (2008).

- [35] R. M. Tennent, The Haverah Park extensive air shower array, *Proc. Phys. Soc.*, 92, 622-631 (1967).
- [36] A. V. Glushkov, et al., Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays in the Energy Region of $10^{17} - 10^{20}$ eV by Yakutsk Array Data, 28th International Cosmic Ray Conference, 389-392 (2003).
- [37] <http://eas.ysn.ru/about/about-the-array>.
- [38] W.D. Apel, et al., KASCADE-Grande Collaboration, The KASCADE-Grande experiment, *Nuclear Instrumentational Methods of Physics Research*, A620, 202-216 (2010).
- [39] Serap Tilav, ICECUBE Collaboration, XVI ISVHECRI, Waihai China, Batavia, Illinois, (2010).
- [40] M. Platino, et al., The Pierre Auger Collaboration, AMIGA - Auger Muons and Infill for the Ground Array of the Pierre Auger Observatory, from the Proceedings of the 31st ICRC, Łódź Poland, (2009).
- [41] P. Sokolsky, et al., TA/TALE Collaboration, Proporsal for the U.S. Part of the Telescope Array (TA) Experiment, Including the TA Low Energy Extension (TALE), www.telescopearray.org, (2005).
- [42] G. A. Medina-Tanco, The energy spectrum observed by the AGASA experiment and the spatial distribution of the sources of ultra-high energy cosmic rays, *arXiv:astro-ph/9810366*, (1998).
- [43] T. Antoni, et al., KASCADE Collaboration, The Cosmic-Ray Experiment KASCADE, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A513, 490 (2003).
- [44] P. Doll, et al., Muon tracking detector for the air shower experiment KASCADE, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A488, 517-535 (2002). Collaboration, The Air-Shower Experiment KASCADE-Grande, (2009).
- [45] A. Haungs, et al., KASCADE-Grande Collaboration, Cosmic Rays in the PeV Energy Range: KASCADE-Grande, 22nd Texas Symposium on Relativistic Astrophysics at Stanford University, (2004).
- [46] T. Antoni, et al., KASCADE Collaboration, Test of Hadronic Interaction Models in the forward Region with KASCADE Event Rates, *Journal of Physics G, Nuclear Particle Physics*, 7, 1785-1798 (2001).
- [47] A. Haungs, et al., KASCADE-Grande Collaboration, The Air-Shower Experiment KASCADE-Grande, Contribution to the XV ISVHECRI, Paris France, (2008).
- [48] H. Falcke, et al., LOPES Collaboration, Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers, *Nature* 435, 413 (2005).
- [49] W. D. Apel, et al., LOPES Collaboration, Progress in Air Shower Radio Measurements: Detection of Distant Events, *arXiv:astro-ph/0607495v1*, (2006).
- [50] K. Kamata and J. Nishimura, *Prog. Theoret. Phys. Suppl.*, 6, 93 (1958).
- [51] K. Greise, *Progress in Cosmic Ray Physics*, 3, North Holland Publ., (1956).
- [52] R. J. Barlow, *Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*, The Manchester Physics Series, Wiley (1989).
- [53] A. A. Lagutin and R. I. Raikin, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 97, 274 (2001).

- [54] R. M. Ulrich, Measurement of the proton-air cross section using hybrid data of the Pierre Auger Observatory, Zur Erlangung des akademischen Grades eines DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH), (2007).
- [55] S. A. Bass, et al., Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions, Prog. Part. Nucl. Phys., 41, 225-370, (1998).
- [56] A. Ferrari, et al., Fluka: a multi-particle transport code (Program version 2008), European Organization for Nuclear Research (CERN), (2008).
- [57] H. Fesefeldt, Report PITHA-85/02, RWTH Aachen, (1985).
- [58] V.N. Gribov. Sov. Phys. JETP, 26, 414, 1968.
- [59] T. Pierog, Review of (High Energy) Hadronic Interaction Model, CORSIKA School, Lauterbad, November (2008).
- [60] K. Werner, Phys. Rep., 232, 87, (1993).
- [61] J. Ranft, Phys. Rev., D51, 64, (1995).
- [62] J. Engel, T. K. Gaisser, T. Stanev and P. Lipari, Phys. Rev., D46, 5013-5025, (1992)
- [63] R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev, Phys. Rev., D50, 5710-5731, (1994).
- [64] R. Engel, T. K. Gaisser, T. Stanev and P. Lipari, Proceedings of 26th ICRC, Salt Lake City, Utah, 1, 415, (1999).
- [65] H. J. Drescher, et al., Phys. Rep., 350, 93, (2001).
- [66] N. N. Kalmykov and S. S. Ostapchenko, Sov. J. Nucl. Phys., 50, 315-318, (1989).
- [67] N. N. Kalmykov and S. S. Ostapchenko, Phys. Atom. Nucl., 56, 346-353, (1993).
- [68] N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko and A. I. Pavlov, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.), B52, 17-28, (1997).
- [69] A. B. Kaidalov and K. A. Ter-Martirosian, Sov. J. Nucl. Phys., 39, 979, (1984).
- [70] A. B. Kaidalov, Surveys High Energ. Phys., 13, 265-330, (1999).
- [71] S. Ostapchenko, hep-ph/0505259 and Phys. Rev., D74, 014026, (2006).
- [72] S. Ostapchenko, hep-ph/0602139 and Phys. Lett., B636, 40-45, (2006).
- [73] K. Werner, F-M. Liu, T. Pierog, Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider, Phys. Rev., C74, 044902, (2006).
- [74] K. Werner, T. Pierog, Extended Air Shower Simulations Based on EPOS, arXiv:astro-ph/0707.3330v1, (2007).
- [75] W. D. Apel, et al., KASCADE-Grande Collaboration, A test of the hadronic interaction model EPOS with air shower data.
- [76] T. Pierog, K. Werner, Muon Production in Extended Air Shower Simulations, Physical Review Letters, 101, 171101, (2008).

- [77] R. Bellwied, *Acta Phys. Hung.*, A27:201-204, (2006).
- [78] W. D. Apel, et al., KASCADE-Grande Collaboration, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 36:035201, (2009).
- [79] T. Pierog, Forward physics : from SPS to LHC, what can we learn from air showers?, arXiv:hep-ph/0906.1459v1, (2009).
- [80] T. Pierog, K. Werner, How to Relate Particle Physics and Air Shower Development : the EPOS Model, Proceedings of the 31st ICRC, Łódź Poland, (2009).
- [81] T. Pierog, K. Werner, EPOS Model and Ultra High Energy Cosmic Rays, *Nuclear Physics B, Proc. Suppl.*, 196, 102-105 (2009).
- [82] A. Haungs, Cosmic Rays in the Knee Energy Range, 22nd ECRS, Turku Finland, (2010).
- [83] D. Kang, et al., KASCADE-Grande Collaboration, Cosmic ray energy spectrum based on shower size measurements of KASCADE-Grande, Proceedings of the 31st ICRC, Łódź Poland, (2009).
- [84] J.C. Arteaga-Velázquez, et al., KASCADE-Grande Collaboration, The Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays Reconstructed with the KASCADE-Grande Muon Data, Proceedings of the 31st ICRC, Łódź Poland, (2009).
- [85] G. Toma, et al., KASCADE-Grande Collaboration, Primary energy reconstruction from the S(500) observable recorded with the KASCADE-Grande detector array, Proceedings of the 31st ICRC, Łódź Poland, (2009).
- [86] S. Over, et al., KASCADE-Grande Collaboration, Search for anisotropy and point sources of cosmic rays with the KASCADE-Grande experiment, Proceedings of the 30st ICRC, Mérida México, (2007).
- [87] J. C. Arteaga-Velázquez, KASCADE-Grande Collaboration, The Energy Spectrum Reconstructed from the KASCADE-Grande Muon Data, KASCADE-Grande internal reports, February, (2009).
- [88] T. K. Geisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, (1990).
- [89] <http://root.cern.ch/drupal/>
- [90] J. Liberty, D. B. Horvath, *Aprendiendo C++ para Linux en 21 días*, Prentice Hall, (2000).
- [91] S. Over, KASCADE-Grande Collaboration, The Grande Data Quality database, August 24th, (2007).
- [92] J. C. Arteaga, et al., KASCADE-Grande Collaboration, Muon spectra reconstructed from inclined air showers measured by KASCADE-Grande, Proceedings of the 30st ICRC, Mérida México, (2007).
- [93] A. Haungs, et al., KASCADE-Grande Collaboration, Investigations of Muons in EAS with KASCADE-Grande, *Nucl. Phys. B- Proc. Suppl.* 175-176, 354-357, (2008), Proceedings of the XIV ISVHECRI, Waihai China, (2006).
- [94] D. Heck and T. Pierog, Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 6.960 from March 23, 2010), Institut für Kernphysik, Karlsruhe Institut für Technologie, (2010).
- [95] <http://www.fluka.org>.
- [96] R. Brun and F. Carminati, GEANT-Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup, (1993).

Nomenclatura

- AGASA** “Akeno Giant Air Shower Array”, Red Gigante de Chubascos Atmosféricos de Akeno (experimento).
- AMIGA** “Auger Muons and Infill for the Ground Array”, Red Terrestre, Interior y de Muones de Auger (experimento).
- AMS** “Alpha Magnetic Spectrometer”, Espectrómetro Magnético de partículas Alfa (experimento).
- ANKA** “Synchrotron Light Source”, Sincrotrón de Fuente de Luz.
- ATIC** “Advanced Thin Ionization Calorimeter”, Calorímetro de Ionización Avanzado (experimento).
- BESS** “Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer”, Experimento en Globo con Espectrómetro Superconductor (experimento).
- CIC** Método de Cortes a Intensidades Constantes.
- CERN** “Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire”, Organización Europea para la investigación Nuclear.
- CNO** Ión cianato.
- CORSIKA** “COsmic Ray SIMulations for KASCADE”, Simulaciones de Rayos Cósmicos para KASCADE.
- CO₂** Bióxido de carbono.
- CREAM** “Cosmic Rays Energetic and Mass”, Rayos Cósmicos Energéticos y Masa (experimento).
- DAQ** “Central Data Adquisition station”, Estación Central para la Adquisición de Datos de KASCADE-Grande.
- DC** Detector Central de KASCADE.
- DPMJET** “two-component Dual Parton Model”, Modelo Dual de Partones (modelo de interacción hadrónica).
- e** Electrón.

- EAS** “Extensive Air Showers”, Chubascos Atmosféricos de Partículas.
- EAS-TOP** “Extensive Air Shower array detector on TOP of the Gran Sasso Laboratory”, Red Detectora de Chubascos Atmosféricos de Partículas sobre el Laboratorio Gran Sasso (experimento).
- EPOS** “Energy conserving quantum mechanical approach, based on Partons, parton ladders, strings, Off-shell remnants, and Splitting of parton ladders”, Aproximación de Mecánica Cuántica de la conservación de Energía, basada en Partones, escaleras de partón, cuerdas, remanentes Off-shell y separación de escaleras de partón (modelo de interacción hadrónica).
- eV** Electrón-Volt; $1\text{eV} = 1.6 \times 10^{19} \text{ J}$.
- Fe** Hierro.
- FLUKA** “FLUktuierende KAskade”, Cascada que Fluctúa (modelo de interacción hadrónica).
- FM** Fotomultiplicador.
- FC** Función de Corrección de muones.
- GEANT** “GEometry ANd Tracking”, Geometría y Trazado.
- GRAPES** “Gamma Ray Astronomy PeV EnergieS”, Astronomía de Rayos Gamma con Energías de PeV (experimento).
- GZK** Greisen-Zatsepin-Kuzmin.
- He** Helio.
- HEAO** “High Energy Astronomy Observatory”, Observatorio Astronómico de Alta Energía (experimento).
- HiRes** “High Resolution Fly’s Eye”, Detector de fluorescencia de Alta Resolución (experimento).
- ICETOP/ICECUBE** “IceCube Neutrino Detector”, Detector de Neutrinos de la Antártida (experimento).
- JACEE** “Japanese-American Collaborative Emulsion Experiment”, Experimento de Emulsión Colaborativo Japonés-Americano (experimento).
- K** Kaón.
- KASCADE** “KArlsruhe Shower Core and Array DEtector”, Red Detectora de Núcleos de Chubascos de Karlsruhe (experimento).
- KIT** “Karlsruhe Institut für Technologie”, Instituto Tecnológico de Karlsruhe.
- KRETA** “KASCADE REconstruction for exTensive Air showers”, Reconstrucción de Chubascos de Partículas de KASCADE.

- LHC** “Large Hadron Collider”, Gran Colisionador de Hadrones.
- LOPES** “LOFAR Prototype Station”, Estaciones Prototipo de la Red de Baja Frecuencia (experimento).
- L3+C** Detector incluido en el LEP (Colisionador Electrón-Positrón) del CERN (experimento).
- MACRO** “Monopole Astrophysics and Cosmic Ray Observatory”, Observatorio de Astrofísica de Monopolos y Rayos Cósmicos (experimento).
- MC** Método de simulaciones Monte Carlo.
- MTD** “Muon Tracking Detector”, Detector de Trazas de Muones.
- n** Neutrón.
- NKG** Nishimura-Kamata-Greisen.
- p** Protón.
- QCD** “Quantum Chromo-dynamics”, Cromodinámica Cuántica.
- QGSJET** “Quark, Gluon, String, Jet”, Chorro de Quarks, Gluones y Cuerdas (modelo de interacción hadrónica).
- RHIC** “Relativistic Heavy Ion Collider”, Colisionador Relativista de Iones Pesados.
- RUNJOB** “RUssia-Nippon JOint Balloon”, Colaboración Ruso-Nipona para la detección de rayos cósmicos a bajas energías, por medio de globos (experimento).
- TA/TALE** “Telescope Array Experiment/Low Energies”, Experimento de Red de Telescopios / bajas energías (experimento).
- TIBET** “TIBET AS-gamma Experiment”, Experimento detector de Rayos Gamma de los Chubascos Atmosféricos de Partículas ubicado en el Tibet (experimento).
- UrQMD** “Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics Model”, Modelo Ultra-Relativista y de Dinámica Cuántica y Molecular (modelo de interacción hadrónica).
- VENUS** “Very Energetic NUclear Scattering”, Dispersión Nuclear Muy Energética (modelo de interacción hadrónica).
- α Núcleos de helio con dos neutrones (4He).
- γ Dependiendo del contexto: Fotón energético, espectro de energía, en relatividad especial factor de Lorentz.
- μ Muón.
- ν Neutrón.
- π Pión.

σ Sección eficaz de interacción.

θ Ángulo cenital.

ϕ Ángulo acimutal.

Agradecimientos

Quiero aprovechar estas líneas para agradecer a la gente, si no es a toda, a la de mayor importancia durante mis estudios universitarios. La gente que me alentó a seguir adelante sin importar las dificultades.

Gracias a mi papá Antonio Tavera Alfaro por ser mi modelo a seguir, por darme todas las herramientas necesarias para conseguir todo lo que tengo, a mi mamá Alejandra Vázquez Moreno por estar siempre al pendiente de mis necesidades, por formarme como soy ahora, a mi hermana Lucy por esos momentos que hemos compartido juntos. Gracias a mis tíos Javier Tavera Alfaro, Eduardo Tavera Alfaro, Fernando y Cayetano Tavera Montiel, por sus invaluable consejos y al resto de mi familia por su atención constante. Agradezco a mi padrino Aristóteles Markakis, al Ing. Horacio Tenorio, al Lic. Alberto Cano, al Lic. Armando Arriaga, a mi madrina Maripaz Arriaga y a mi madrina Milagros Prado, por su apoyo para mi desenvolvimiento en el ambiente escolar y social.

Indudablemente, no hubiera estudiado la carrera de Física y Matemáticas sin el aliento del Dr. Joaquín Estevez Delgado, que desde mis primeras incursiones en la materia, durante la XIV Olimpiada Nacional de Física, me ha enseñado las maravillas que nuestro entorno envuelve además del valor de la humildad en todo momento, gracias por todo eso. Agradezco de igual manera al Dr. Ricardo Becerril Bárcenas por sus consejos y enseñanzas tanto de Física y programación como los relacionados con los problemas que la vida plantea a todo estudiante de Física. Gracias a todos los profesores que me compartieron su conocimiento durante estos cinco años en la facultad, entre ellos al Dr. Alberto Mendoza Suárez por su dedicación para preparar sólidamente a los estudiantes, al Dr. Mauricio Ortiz Gutiérrez por su confianza y consejos en el laboratorio de óptica, al Dr. Salvador Jara Guerrero por adentrarme en el mundo de la filosofía, por sus consejos y apoyo desde los distintos cargos que ha desempeñado, al Dr. Mario César Suárez Arriaga por aconsejarme en ciertos momentos además de confiar en mi capacidad, al Dr. Gonzalo Viramontes Gamboa por las charlas acerca de como elegir un posgrado y por la colaboración que tuvimos en la comisión de seguridad e higiene de la facultad, a la L.F.M. Patricia Manríquez Zavala por apoyarme siempre desde que era nuestra directora y al Dr. Rigoberto Vera Mendoza, director actual de la facultad, por atender los proyectos que siempre le planteé.

Esta experiencia universitaria no hubiera estado completa sin la amistad y el apoyo de mis amigos de la facultad: Jared Figueroa, Alberto Sánchez, Alonso Espinosa, David Becerril, Tania Oyuki Chang, Cederik de León, Juan Pablo Maldonado, Yuri Ruiz, Mirna Bustos, Itzia

Guzmán, Heather Lee Enerson, Juan Cristóbal Torres, Juan Salvador Lucas, Héctor Tellez, Héctor Soto, Iván Naumkin, Arturo Antonio Martínez, Miguel Gaspar, Saúl Hernández, Fátima González, Armando Carrillo, Irma Rangel, Juan Netza Mejía, Rafael García, Erandi Morales, Rodrigo Zalapa, Iris Paulina Gallardo, Jesús Castañeda, Pablo Michel Fernández, Sanzón Mendoza y la lista no termina aquí. Gracias también a los grandes amigos con los que he compartido parte de mi vida y de los que he aprendido mucho: Juan Bosco Molinero, Alejandro Rivera, Ehud Yael Guzmán, Ricardo García, Gustavo Castro, Adriana Mendoza, Tania Libertad González, Alejandra Carrillo, Salvador Ramírez, Uriel Díaz, Vicente Rodríguez y todos los demás con los que he compartido memorables instantes.

Agradezco el apoyo de la Sra. Rectora de la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Dra. Silvia Figueroa Zamudio, al Secretario General Dr. Raúl Cárdenas Navarro, al Tesorero C.P. Horacio Díaz Mora, a los compañeros con los que compartí dos años en el H. Consejo Universitario, tanto profesores y alumnos con afinidad de ideales.

Agradecimiento especial merece mi asesor de tesis por su amistad, preocupación, amabilidad y consejos, el Dr. Juan Carlos Arteaga Velázquez, por permitirme vivir tan grata experiencia al estudiar los rayos cósmicos, por confiar en el alcance que puedo tener, por haberme enviado a la ciudad de Karlsruhe Alemania durante dos meses y medio para desarrollar este proyecto; periodo en el que he crecido tanto académicamente como personalmente y por aconsejarme deseando lo mejor para mi formación. Muchas gracias al Dr. Andreas Haungs por recibirme en el Campus Norte de la Universidad de Karlsruhe, por darme la oportunidad de ser parte de una colaboración internacional y por supervisar mi trabajo durante la estancia en Alemania, todo en un ambiente de alegría y compañerismo. Gracias a la Dra. Donghwa Kang por darme asesoría sobre la reconstrucción del espectro de energía y por ser una gran amiga de trabajo, al Dr. Paul Doll por mostrarme la infraestructura de KASCADE-Grande, al Dr. Mario Bertaina y al Dr. Andrea Chiavassa por resolver varias de mis dudas acerca del experimento, al Dr. Tanguy Pierog por mostrarme los fundamentos de EPOS, a Marcel Finger y Michael Wommer los cuales me solucionaban cualquier duda que tuviera respecto al trabajo, además de ofrecerme su amistad desde mi llegada a Karlsruhe; a los compañeros y amigos Gabriel Toma, Gina Isar, Dr. Javier González. Gracias especiales a la Dra. Karen Salomé Caballero Mora por su amistad y preocupación, por ser mi traductora oficial de alemán, por transmitirme su experiencia y por sus atenciones en todo momento durante mi estancia en Karlsruhe, ya que sin ella mi experiencia en Alemania no hubiera sido tan grata; al médico Abraham Zepeda, Erika Moya, Christoph Langner, Nora Martínez y Mariyam Susana Dewi, muy buenas amistades. A todos ellos “Vielen Dank!”

Agradezco el apoyo parcial del programa DAAD-PROALMEX a través de CONACyT (2009-2010), financiando mi estancia de dos meses y medio en Karlsruhe, Alemania, y a la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, a través del Consejo de la Investigación Científica (2009), financiando los gastos generados al elaborar la presente tesis.