

Posibilidades en el Monitoreo de Rayos
Cósmicos Primarios a través de un Muon
Secundario.

Allan Morales Serrano

December 14, 2005



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Índice general

Índice general	1
1 Introducción	3
2 Rayos Cósmicos	7
2.1 Origen	7
2.2 Características Principales	9
2.2.1 Composición	9
2.2.2 Espectro de Energía	10
2.2.3 Anisotropía	11
2.3 Métodos Experimentales	13
2.3.1 Técnicas Directas	14
2.3.2 Detección Indirecta	15
2.3.3 Experimentos Subterráneos	18
3 Elementos en la reconstrucción de la dirección del primario	21
3.1 Campo Geomagnético	21
3.2 Cascadas Atmosféricas	23
3.2.1 Características Generales	23
3.2.2 Producción de Muones	25
3.2.3 Transporte	29
3.3 Corsika	30
3.3.1 Modelos Hadrónicos a Altas Energías	31
3.3.2 Modelamiento de la Atmósfera	34
3.3.3 Sistema de Coordenadas	35
3.3.4 Cálculo de la Dispersión Múltiple	35
3.3.5 Interacciones Muónicas	37

4	Resultados	39
4.1	Lectura de las simulaciones	40
4.2	Campo Geomagnético	43
4.3	Primarios	46
4.3.1	Espectro para E_μ^c	46
4.3.2	Deflección	48
4.4	Muones	48
4.4.1	Distribución con la Energía	48
4.4.2	Distribución angular	49
4.4.3	Ángulo $p\mu$ y $p\mu^\pm$	49
4.4.4	RMS Total en el plano YZ	52
4.4.5	Ángulo entre dos muones	53
5	Conclusiones	79
A		81
A.1	Headers de CORSIKA	81
A.2	Clases	85
A.2.1	Clase Particle	85
A.2.2	Clase Event	86
A.2.3	Clase RUN	87
	Bibliografía	89

Capítulo 1

Introducción

Continuamente nuestro planeta recibe impactos de partículas cargadas como protones y núcleos de elementos procedentes de todas las direcciones del cielo. Este fenómeno fue descubierto en 1912 por Hess al realizar sus famosos vuelos en globo en los que se hizo claro que la intensidad de esta radiación dependía de la altura en la que se hiciera la medición, de tal forma que mientras menos atmósfera se encontraba sobre Hess más intensidad se detectaba. Esto implica que la radiación procede del Cosmos, de ahí el nombre de Rayos Cósmicos (RCs). Es sobresaliente el rango de energía con la que estas partículas inciden, pues va desde unos cuantos MeV hasta los escasos pero impresionantes eventos de 10^{20} eV. Este amplio espectro implica una variedad de fuentes u orígenes del fenómeno y de hecho, los mecanismos de aceleración requeridos para alcanzar las más altas energías detectadas, representan un problema abierto. Otra característica de suma importancia de esta radiación es su dirección de incidencia, al tratarse de partículas cargadas, éstas se desvían por los campos magnéticos galácticos y terrestre. La magnitud de la desviación depende de su energía y de forma más exacta de su rigidez, de tal forma que para bajas energías el campo geomagnético funciona como un eficaz escudo bloqueando gran parte de la radiación. A mayor energía, si bien las partículas logran penetrar el campo geomagnético, éstas han perdido la información de la fuente pues han sido deflectadas enormemente por los campos magnéticos de la galaxia. Sin embargo, medidas precisas de la anisotropía en la dirección de incidencia en este rango de energía, resulta útil precisamente en los modelos que intentan explicar la difusión a través del campo magnético galáctico, el cual es tema de estudio en la actuali-

dad. Finalmente, a energías mayores el campo magnético es incapaz de desviar considerablemente a las partículas, de tal forma que en principio es posible rastrear la ubicación de las fuentes.

Por otro lado, la intensidad de la radiación va disminuyendo conforme la energía aumenta, esto tiene consecuencias directas en las técnicas de detección usadas para obtener información de los primarios. A energías por debajo de unos 100TeV, el flujo de partículas es suficiente como para que instrumentos colocados en globos y en satélites detecten directamente los primarios antes de que sufran alguna interacción con la atmósfera. Estos instrumentos consisten típicamente de placas de emulsión, calorímetros y espectrómetros magnéticos. Sin embargo, por encima de este rango de energía el flujo deja de ser suficiente como para que detectores de este tipo y correspondiente tamaño puedan realizar mediciones estadísticamente significativas. De tal forma que para la detección a mayores escalas de energía y por ende menor flujo se utilizan partículas secundarias producidas en la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera (nitrógeno principalmente). En particular tiene lugar una interacción hadrónica que dispara toda una serie de interacciones posteriores, tanto hadrónicas como electromagnéticas, cuyo resultado final es la formación de cascadas de partículas secundarias. Dentro de estas cascadas de partículas secundarias se encuentran pares electrón positrón, fotones, hadrones, neutrinos, muones, piones y otros mesones. Es decir, se presenta toda la gama de partículas elementales, de hecho fue en la física de rayos cósmicos que nació la física de partículas elementales e incluso hoy en día en los aceleradores de partículas construidos por el hombre se encuentran órdenes de magnitud por debajo de las energías máximas observadas en la radiación cósmica. Ya que los aceleradores hechos por el hombre alcanzan como máximo unos cuantos TeV, cifra que se ve empequeñecida ante los eventos ultraenergéticos de $10^{20}eV$ presentes en la radiación cósmica. Regresando a la técnica de utilizar las cascadas atmosféricas, si bien es una técnica ampliamente usada en la actualidad, depende en gran medida de la capacidad de generar simulaciones que sirvan como base para reconstruir e interpretar los eventos experimentales. En este contexto es que se han desarrollado programas como AIRES y CORSIKA, los cuales son programas de Monte Carlo que simulan de forma detallada las cascadas atmosféricas y sus características principales.

Un ejemplo de experimentos que utilizan las partículas secundarias producidas en estas cascadas para aplicaciones más allá de la física de Ra-

yos C3smicos, es el experimento “De la Pir3mide del Sol” en Teotihuac3n, M3xico. En particular, este experimento utiliza los muones secundarios que atraviesan la pir3mide para buscar diferencias de densidad en el interior de la pir3mide. Un detector como el usado en este experimento (centelleadores y c3maras multial3mbricas) posee informaci3n direccional del muon, por lo que resulta interesante explorar la idea de obtener informaci3n direccional del primario a trav3s del muon que produce. Adem3s, un experimento como 3ste resulta relativamente barato en comparaci3n con los experimentos de rayos c3smicos tradicionales.

El prop3sito de esta tesis es precisamente estimar la resoluci3n con la que la direcci3n del primario puede reconstruirse al detectar la direcci3n de incidencia de uno de los muones secundarios que produce. Adem3s de realizar el monitoreo de la direcci3n del primario, la informaci3n de experimentos de este tipo puede ser utilizada para probar los modelos hadr3nicos utilizados en las simulaciones, adem3s si la resoluci3n es suficiente se puede buscar antimateria en el flujo primario utilizando la sombra lunar en los rayos c3smicos.

M3s all3 de la resoluci3n y caracter3sticas de alg3n detector en particular, hay restricciones que provienen de tres etapas. Antes que nada, el primario se ver3 desviado por el campo geomagn3tico antes de chocar en la atm3sfera, por lo que cierto error en su direcci3n original se introducir3. Segundo, los muones secundarios se producen con una distribuci3n angular respecto a la direcci3n del primario, introduciendo m3s elementos de error. Finalmente, durante su camino al detector el muon sufre dispersi3n m3ltiple en la atm3sfera y si el experimento es bajo tierra sufrir3 dispersi3n m3ltiple adicional en el medio que atraviese. En particular, en este trabajo se estudiaron todos los elementos antes mencionados salvo la dispersi3n m3ltiple bajo tierra la cual en principio puede simularse con programas como GEANT.

A continuaci3n daremos una breve descripci3n de la estructura de la tesis. En el cap3tulo I se da una introducci3n un poco m3s profunda sobre el fen3meno de rayos c3smicos en general y de las t3cnicas experimentales m3s usadas para su estudio. En el cap3tulo II se tratan los elementos que intervienen al querer reconstruir la direcci3n del primario a trav3s de un muon secundario, es decir, se tratan las etapas mencionadas anteriormente (desviaci3n del primario por el campo geomagn3tico, producci3n del muon, transporte del muon). En el contexto de este cap3tulo

se habla de las cascadas atmosféricas haciendo hincapié en los elementos de mayor interés para nuestro objetivo principal, finalmente en este capítulo también se da una breve descripción de una de nuestras herramientas principales: CORSIKA. En el capítulo III se muestran los resultados obtenidos, pero antes se explica cómo es que se realizó la lectura de las simulaciones hechas con CORSIKA. Finalmente, el último capítulo fue reservado para conclusiones y comentarios finales. Adicionalmente se agregó un Apéndice con información técnica concerniente a las simulaciones y que por su naturaleza pueden no interesar en el contexto general.

Capítulo 2

Rayos Cósmicos

2.1 Origen

El origen de los Rayos Cósmicos no es completamente comprendido, y en general nuestro grado de desconocimiento al respecto se incrementa conforme lo hace la energía del primario. A energías debajo de alrededor de 1 GeV las intensidades están temporalmente correlacionadas con la actividad solar, lo que es una evidencia directa del origen solar[1]. Sin embargo a energías más altas el flujo observado muestra una anticorrelación con la actividad solar y un apantallamiento cuya eficiencia aumenta con la intensidad del viento solar, indicando un origen fuera del sistema solar. Entre 1 GeV y hasta al menos la región de la rodilla (entre 10^{15} y 10^{16} eV) es muy probable que el origen sea galáctico por ejemplo en remanentes de super nova (SNRs), pulsares o incluso el núcleo galáctico. Entre la rodilla y el tobillo (10^{19} eV) la situación es menos clara. Finalmente a energías por encima de 10^{18} eV se espera que el origen sea extragaláctico, si éste es el caso entonces debería existir un corte (corte GZK) en los eventos alrededor de 5×10^{19} eV debido a las interacciones de los primarios con fotones de microondas de la radiación cósmica de fondo[2, 3, 4]. Es por esto que son de especial interés los eventos registrados de 10^{20} eV, pues de comprobarse irrefutablemente que el espectro sobrepasa el corte GZK esto implicaría que algunas de las fuentes de las partículas más energéticas se encontrarían relativamente cercanas a nosotros. Por ejemplo la longitud de atenuación para protones de 2×10^{20} eV es de 30 Mpc y el radio de nuestra galaxia es de 10 kpc (1 pc = 3.26 años luz). Dentro de las posibles fuentes extragalácticas se encuentran quasares y radiogalaxias.

Los modelos de aceleraci3n de los rayos c3smicos se dividen b3asicamente en dos clases: aceleraci3n directa y estoc3stica. En el caso de la 3ltima la energ3a final se obtiene lentamente a lo largo de muchos 3rdenes de magnitud. La base de este tipo de aceleraci3n es el modelo de aceleraci3n de Fermi, quien originalmente propuso que las part3culas eran aceleradas al colisionar repetidamente con nubes magn3ticas dentro de la galaxia. Este modelo puede extenderse a la aceleraci3n mediante ondas de choque de supernovas y algunos otros objetos astron3micos [7, 5, 6]. La aceleraci3n es lenta y ocurre en una regi3n extendida del espacio (es decir no a trav3s de fuentes puntuales), adem3s una ventaja de este modelo es que la ley exponencial observada en el espectro se obtiene de forma natural. Es necesario precisar que el modelo “standard” que se acepta hoy en d3a es un mecanismo de Fermi de primer orden, mientras que el modelo original de Fermi es de segundo orden. El orden se refiere al cociente de la velocidad del objeto con que colisionan o dispersan los rayos c3smicos respecto a la velocidad de la luz, ver(ec 2.1). La raz3n por la que se favorecen modelos de primer orden es que la ganancia de energ3a promedio por encuentro resulta ser proporcional a este cociente. Esto implica que el modelo de segundo orden de Fermi no es muy eficiente y de hecho para nubes intergal3cticas el tiempo de aceleraci3n requerido resulta ser m3s grande que el tiempo caracter3stico de escape de la galaxia por parte de los RCs (aprox. 10^7 a3os). En cambio cuando se considera que el encuentro de los rayos c3smicos es con un frente de choque plano en vez de con nubes intergal3cticas, la ganancia de energ3a por encuentro resulta ser proporcional al cociente u/c .

$$\xi \propto u/c. \quad \text{Fermi 1er orden} \quad (2.1)$$

$$\xi \propto (u/c)^2. \quad \text{Fermi 2do orden} \quad (2.2)$$

Por el lado de los mecanismos de aceleraci3n directa la idea b3sica es que las part3culas cargadas son aceleradas por un campo el3ctrico. Este 3ltimo puede originarse por ejemplo por una estrella de neutrones en rotaci3n con su respectivo campo magn3tico (pulsar), o por discos de acreci3n en rotaci3n con campos magn3ticos, por mencionar algunas opciones. La energ3a m3xima obtenida depende de la situaci3n f3sica en particular que se considere. El mayor problema que enfrenta este tipo de mecanismo es que la ley de potencia observada en el espectro de RCs es dif3cil de obtener. Para finalizar esta secci3n mencionaremos que en el mecanismo de aceleraci3n por ondas de choque existen limitaciones ineludibles en

cuanto a la energía máxima que se puede alcanzar relacionadas con la extensión de la región de aceleración y del campo magnético responsable de confinar a la partícula para que sea acelerada numerosas veces. De hecho se tiene que:

$$E_{max} \sim ZeBR. \quad (2.3)$$

Donde R es el radio de la región donde la partícula es acelerada, B el campo magnético responsable de mantener a la partícula dentro del mecanismo de aceleración, de tal forma que ésta vuelve a pasar una y otra vez por el frente de choque. A la luz de esta limitación es que se han sugerido mecanismos no de aceleración, sino de decaimiento para explicar los eventos en la región de $10^{20}eV$. La idea básica es que los RCs ultraenergéticos provienen del decaimiento de partículas supermasivas ($m > 10^{11}GeV$) originadas por procesos altamente energéticos en el universo temprano. Este tipo de mecanismo se conoce en la literatura con el nombre de "top-down" [1].

2.2 Características Principales

A continuación mencionaremos algunas propiedades básicas observadas en los RCs, como lo son la composición química de los primarios, el espectro de energía y su anisotropía respecto a la dirección de incidencia.

2.2.1 Composición

Alrededor del 90% de todos los RCs son protones, 9% partículas alfa y el resto núcleos más pesados [1, 4]. Las abundancias relativas químicas tanto en RCs como en el sistema solar se muestran en la fig. 2.1. Estas abundancias son muy parecidas en general, pero las diferencias que se encuentran resultan importantes. La primera es que elementos como Litio, Berilio y Boro están sobrerrepresentados en los RCs respecto a la abundancia solar. Esto puede entenderse al considerar que RCs como Oxígeno y Carbono durante su trayecto sufren interacciones con el medio interestelar (protones) dando como producto precisamente Litio, Berilio y Boro. De hecho al conocer la sección eficaz de estas interacciones y al observar estas diferencias relativas de abundancia química se obtiene información de la cantidad de materia atravesada desde el punto de producción hasta el punto de observación de los RCs así como del confinamiento dentro de

la galaxia. Por otro lado el Hidr3genio se encuentra subrepresentado en los RCs respecto a la abundancia observada en el sistema solar. Tambi3n hay que se3alarse que por debajo de la rodilla la composici3n parece hacerse m3s pesada conforme la energ3a crece.

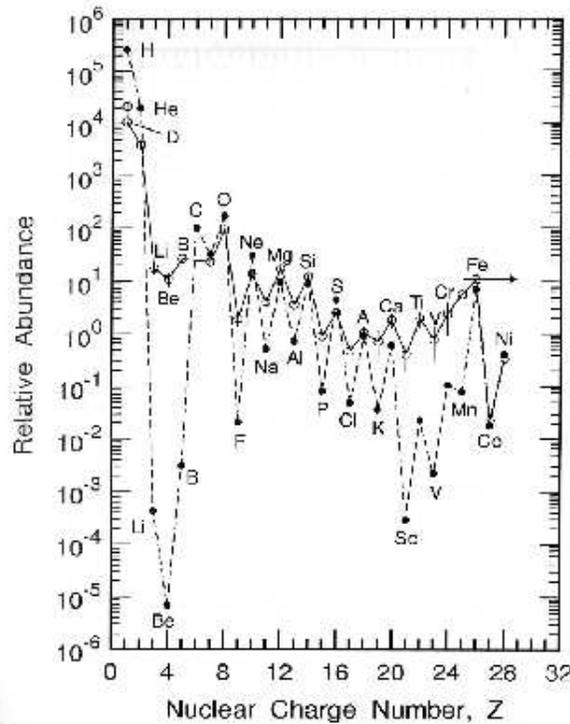


Figura 2.1: Abundancia relativa en los rayos c3smicos con energ3a mayor a 1 GeV/nucle3n (\circ). Abundancia Relativa en el sistema solar (\bullet)

2.2.2 Espectro de Energ3a

El espectro de algunos elementos de los RCs se muestran en la Fig. 2.2 y el espectro de todas las part3culas se encuentra en la Fig. 2.3. El flujo de los RCs primarios cae desde m3s o menos $1 \text{ part3cula}/\text{m}^2 - \text{seg}$ en las energ3as m3s bajas (unos cuantos MeV), hasta una $\text{part3cula}/\text{km}^2 \text{ siglo}$ en

las energías más altas. El espectro sigue un comportamiento decreciente exponencialmente, ver ec. 2.4, sin embargo este no corresponde a un sólo exponente. De MeV hasta aproximadamente $10^{15}eV$ $\gamma \approx 1,7$ a esta región de energía donde el espectro comienza a bajar mas rápidamente se le conoce como rodilla. En la región comprendida entre la rodilla y hasta alrededor de $10^{19}eV$ (punto conocido como el tobillo), γ se aproxima a 2.0.

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)}. \quad (2.4)$$

De los datos actuales es difícil determinar si existe o no el corte GZK que se espera aparezca alrededor de $5 \times 10^{19}eV$, sin embargo alrededor de 15 eventos con más de 10^{20} eV se han reportado [1, 4, 8]. El experimento Pierre Auger en construcción y al mismo tiempo en operación actualmente deberá dar luz definitiva sobre este punto. En cualquier caso la densidad de energía integrada sobre todas las energías resulta ser del orden de $1eV/cm^3$. Para cuantificar ésta notemos que la luz estelar tiene una densidad de energía de $0.6eV/cm^3$ y la correspondiente al campo magnético galáctico es de $0.2eV/cm^3$ [7]. A partir de esto es claro que los rayos cósmicos son una parte importante del medio interestelar.

2.2.3 Anisotropía

El observar patrones en la dirección de incidencia de los rayos cósmicos, es decir estudiar anisotropías en la dirección de llegada de los RCs es obviamente importante en la búsqueda de posibles fuentes. De hecho el bajo grado de anisotropía de los RCs es una fuerte restricción para todos los modelos de origen [12]. Por otro lado es claro como ya mencionamos anteriormente que las partículas primarias de RCs sufrirán según su rigidez distintos niveles de deflexión por los campos magnéticos que encuentran en su camino hasta la tierra. Aún en este contexto las medidas de anisotropía resultan valiosas al ser útiles precisamente en el estudio de la difusión de los RCs a través del campo magnético galáctico. La anisotropía usualmente se define como [5]:

$$\delta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (2.5)$$

donde I_{max} e I_{min} son la intensidad máxima y mínima de los RCs en el cielo como función de alguna coordenada. Por ejemplo, para un modelo

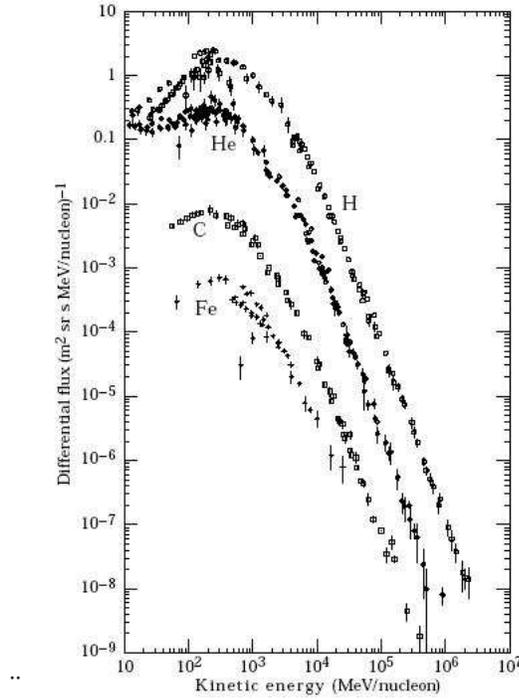


Figura 2.2: Espectro de diferentes primarios de RCs.

simple donde todos los RCs se originan en una 3nica regi3n en el espacio (como podr3a ser el plano gal3ctico), podemos escribir en una primera aproximaci3n

$$I(\theta) = \bar{I} + \delta\bar{I} \cos \theta, \quad (2.6)$$

donde \bar{I} es la intensidad promedio, $I(\theta = 0) = I_{max}$. Entonces si los RCs sufren difusi3n hacia el observador con un coeficiente de Difusi3n "D", tenemos que:

$$\delta = \frac{3D}{cn(r)} \left| \frac{dn(r)}{dr} \right|, \quad (2.7)$$

donde $n(r)$ es la densidad de part3culas y $\frac{dn}{dr}$ es el gradiente de part3culas. De donde es claro que medidas de la anisotrop3a δ , y en particular su dependencia energ3tica arroja valiosa informaci3n sobre el coeficiente de difusi3n. En las figuras 2.4 y 2.5, se muestra un compendio de medidas de anisotrop3a [9], en particular se muestran la amplitud y la fase del primer

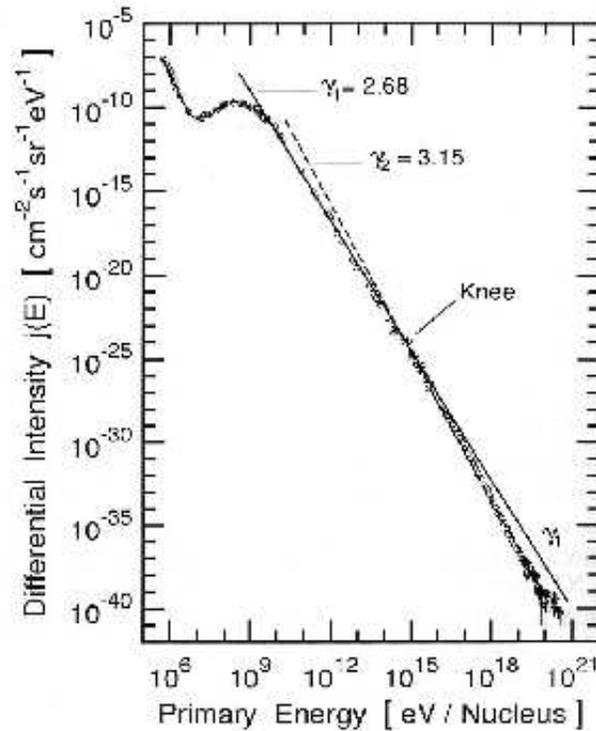


Figura 2.3: Espectro de energía de los rayos cósmicos.

armónico de un análisis de Fourier el cual es el modo usual de estudiar y analizar los datos en busca de anisotropías [5, 10, 11].

2.3 Métodos Experimentales

Las técnicas experimentales para detectar RCs pueden dividirse en técnicas directas y técnicas indirectas que utilizan los chubascos o cascadas atmosféricas. A continuación mencionaremos brevemente las características principales y generales de ambas técnicas, las cuales por fortuna se complementan al explorar regímenes de energía distintos empalmándose sólo en una pequeña región.

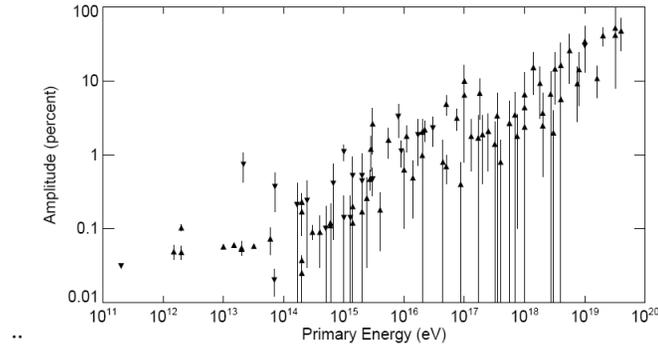


Figura 2.4: Anisotropía Amplitud.

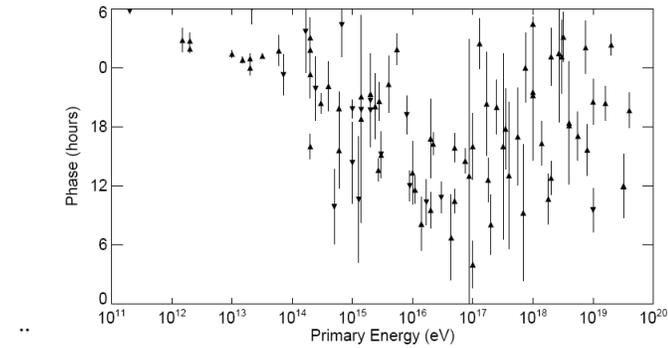


Figura 2.5: Anisotropía Fase.

2.3.1 Técnicas Directas

Estas técnicas son posibles sólo por debajo de $10^{15} eV$ donde el flujo de RCs es suficientemente alto como para permitir medidas directas de las partículas primarias. En este tipo de experimentos usualmente se utilizan técnicas similares a las utilizadas en la física de altas energías o física nuclear, como calorímetros, detectores de transición y detectores de centelleo. Los detectores tienen que situarse por encima de tantas capas de atmósfera como sea posible para impedir que el núcleo primario interactúe con alguna partícula del medio ambiente antes de llegar al detector. Tradicionalmente se utilizan globos como en los experimentos “JACEE” e “ISOMAX”, aunque también se utilizan experimentos espaciales ya sea

a través de vuelos del transbordador espacial o en satélites. El AMS por su parte está diseñado para funcionar en la estación espacial internacional. Estas técnicas son muchos más confiables que las requeridas a más altas energías y de hecho se tienen datos precisos de composición y espectro hasta energías alrededor de 10 TeV aproximadamente. Incluso puede decirse que este tipo de experimentos proporcionan la base más sólida de datos respecto a RCs, sin embargo nuevamente resaltamos que a causa del comportamiento rápidamente decreciente del espectro estos experimentos carecen de datos con suficiente peso estadístico a partir de energías del orden de algunos TeV. Más allá la situación empeora de tal forma que en la región de la rodilla se tiene una partícula por m^2 por año.

2.3.2 Detección Indirecta

Los RCs primarios al penetrar en lo alto de la atmósfera interactúan con núcleos de Nitrógeno y Oxígeno, originando una cascada de partículas secundarias. El número de partículas se va multiplicando hasta alcanzar un máximo y luego comienza a atenuarse mientras cada vez más partículas caen debajo del umbral de energía suficiente para producir más partículas. Estas cascadas atmosféricas producidas por RCs constan de tres componentes: electromagnética, hadrónica y muónica. La forma de utilizar estas cascadas de partículas secundarias para obtener información de los RCs primarios que las originaron consiste o bien en detectar en tierra las partículas secundarias (en su mayoría muones y electrones) o bien observar la luz originada en la atmósfera mientras la cascada se desarrolla. Esta luz proviene de dos fuentes, las secundarias poseen velocidades relativistas por lo que producen luz Cherenkov, y por otro lado durante su paso la cascada va excitando moléculas de Nitrógeno las que al desexcitarse emiten fotones. En la práctica las técnicas que se explicarán brevemente a continuación se utilizan muchas veces de forma combinada formando experimentos híbridos.

Luz Cherenkov

Esta técnica se basa en el hecho de que los electrones en las cascadas atmosféricas generan radiación Cherenkov si su energía excede un umbral mínimo E_{\min} . Este umbral es de 21 MeV a nivel del mar y se incrementa hasta 35 MeV a los 7.5 kms sobre el nivel del mar [5]. La razón en

el cambio de E_{\min} es la variaci3n del umbral Cerenkov con el 3ndice de refracci3n de la atm3sfera.

$$v = \frac{c}{n(H)} \quad (2.8)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vac3o y n es el 3ndice de refracci3n de la atm3sfera en una altura H . De hecho se tiene que:

$$E_{\min} = \frac{0.511(\text{MeV})}{\sqrt{2\eta}} \quad (2.9)$$

con $\eta = 1 - n$ y $\eta \propto \exp(\frac{-H}{H_S})$ $H_S = 7.5$ kms sobre el nivel del mar y se conoce como la escala de altura atmosf3rica. Por otro lado el 3ngulo m3ximo con que la luz Cerenkov es emitida respecto a la direcci3n de la part3cula est3 dado por

$$\theta_{\max} \sim 81\eta^{\frac{1}{2}} \text{grados} \quad (2.10)$$

es decir en condiciones est3andar de temperatura y presi3n $\theta = 1.3$ grados. La distribuci3n angular de la luz Cerenkov observada en la tierra se debe tambi3n a la dispersi3n m3ltiple sufrida por los electrones, lo que da como resultado neto un haz de luz dentro de un cono de unos 6 grados alrededor del centro o n3cleo de la cascada. Hay que mencionar que muchos de estos fotones emitidos se encuentran en el ultravioleta. Las cantidades fundamentales que se miden en esta t3cnica incluyen la distribuci3n lateral de la luz Cerenkov y la forma del pulso a una distancia dada del centro de la cascada. Luego, en principio, esta informaci3n puede ser usada para obtener la energ3a de la part3cula primaria, la posici3n X_{\max} donde la cascada obtiene su m3ximo y el perfil longitudinal de 3sta.

Fluorescencia Atmosf3rica

Esta t3cnica se basa en el hecho de que una part3cula ionizante puede excitar mol3culas de Nitr3geno (N_2) en la atm3sfera. Estas mol3culas luego emiten parte de la energ3a ganada a trav3s de fotones, t3picamente 10 a 50 nanosegundos despu3s de la excitaci3n. Gran parte de la luz es emitida entre 3000 y 4000Å [5], la cual es una regi3n de longitud de onda para la cual la atm3sfera es casi transparente, con una longitud de atenuaci3n de aproximadamente 15 kil3metros para un haz vertical de luz. Por otro lado la producci3n de fluorescencia por part3cula es peque1a pero tiene tan s3lo una ligera dependencia en la altura y la

presión atmosféricas. Esta baja eficiencia de producción de fluorescencia se ve opacada al considerar que hay numerosas partículas en los máximos de las cascadas, por ejemplo para un RCs primario con energía de 10^{17} eV la cascada que induce posee unos 10^8 electrones en el máximo. A pesar de que la señal no es baja se necesitan noches claras y sin luna para evitar el ruido de fondo. En contraste con la luz de Cerenkov, la luz emitida por fluorescencia es isotrópica, permitiendo detectar eventos a kms de distancia del punto donde se originan. El ejemplo por excelencia de este tipo de técnica es el experimento “Fly’s Eye” de la Universidad de Utah, que dio paso al actual “HiRe”. Estos experimentos usan dos conjuntos de sitios que a su vez tienen numerosos fotomultiplicadores que captan la luz enfocada del cielo reflejada por espejos. Tener dos sitios permite una reconstrucción estereoscópica de la trayectoria del chubasco, disminuyendo enormemente errores sistemáticos presentes cuando sólo se tiene un arreglo experimental el cual utiliza diferencias de tiempo en la señal de los fotomultiplicadores para reconstruir trayectoria. Hoy en día la técnica es usada en el experimento Pierre Auger, el cual contara con 4 sitios para detectar fluorescencia.

Experimentos de Detectores de Partículas

Esta técnica consiste en detectar las partículas secundarias que logran penetrar hasta el suelo (nivel del mar o en alguna montaña), es decir en detectar los electrones y muones producidos en la cascada. Generalmente se utilizan detectores de centelleo, los cuales permiten medir el tiempo de arribo con gran precisión lo que a su vez conlleva a una buena reconstrucción de la dirección de llegada de la cascada. Otros detectores comunes son tanques llenos de líquido en donde se mide la radiación cerenkov de los secundarios al pasar por el tanque. En realidad se tienen arreglos de estos detectores, es decir numerosos detectores espaciados entre ellos de tal forma que cubren una gran área, ejemplos de este tipo de experimentos son el ya fuera de funcionamiento ubicado en Haverah Park, Inglaterra y el experimento Pierre Auger en su sitio de Argentina que constará con 1600 tanques que utilizan radiación cerenkov espaciados de tal forma que cubren un área de aproximadamente 3000 km^2 . El área que se debe cubrir aumenta conforme se quiere explorar regiones de energía más alta respecto al RC primario. Adicionalmente a estos detectores, se colocan también otros tipos de detectores como

calor3metros, c3maras de deriva, c3maras de ionizaci3n l3quidas, c3maras multial3mbricas. Con estos 3ltimos puede reconstruirse informaci3n sobre partes individuales de la cascada como por ejemplo la componente hadr3nica al detectar los muones ligados a 3sta, un buen ejemplo es el experimento KASCADE en Alemania. Los experimentos dependen enormemente de simulaciones de las cascadas, estas simulaciones a su vez dependen enormemente de los modelos hadr3nicos que se consideren para tales interacciones. El problema es que los modelos hadr3nicos usados no son del todo confiables a altas energ3as, pues muchas veces uno tiene que conformarse con extrapolar par3metros obtenidos de experimentos realizados en aceleradores de part3culas como el CERN y FERMILAB que no llegan m3s all3 de TeV. M3s sobre estas simulaciones ser3 explicado en el siguiente cap3tulo al referirnos al programa de simulaci3n CORSIKA y los modelos hadr3nicos que utiliza. En general estos experimentos reconstruyen la energ3a del primario con diferentes medidas de la densidad lateral de las part3culas detectadas, por otro lado la direcci3n de incidencia es reconstruida a trav3s de la diferencia de tiempo en las se3ales de los distintos detectores del arreglo. La resoluci3n angular depende en el espaciamiento entre los detectores, y una resoluci3n de alrededor un grado se considera buena, aunque como veremos a continuaci3n algunos experimentos subterr3neos han podido alcanzar hasta medio grado y de hecho en el campo de los arreglos de "EAS" el experimento ubicado en el Tibet reporta ya esta precisi3n [29].

2.3.3 Experimentos Subterr3neos

Al hablar de estos experimentos nos referimos a aquellos cuyo objetivo es detectar muones secundarios de los RCs. En los arreglos superficiales de detectores mencionados en la secci3n anterior algunas veces se colocan centelleadores u otro detector bajo tierra para diferenciar la componente electromagn3tica de la muonica de la cascada (basta un metro de tierra para frenar casi en su totalidad a los electrones). Conforme el experimento se encuentre a mayor profundidad la energ3a m3nima que los muones deben tener para alcanzar el detector aumenta, esta energ3a m3nima para varios experimentos se muestra en la Fig. 2.6. La componente muonica de la cascada procede casi en su totalidad de interacciones hadr3nicas, por lo que la detecci3n de estos abre la ventana para estudiar propiedades concernientes a estas interacciones. Independientemente de los arreglos de

EAS, existen experimentos bajo tierra como MACRO, SOUDAN y L3+C en el CERN. Dentro de los objetivos de estos experimentos se encuentran mediciones de la razón de $\frac{\mu^+}{\mu^-}$, mediciones de multiplicidad que a su vez sirven para determinar la composición del primario, búsqueda de posibles fuentes de RCs, y en general medidas precisas del flujo de muones. Adicionalmente en todos estos experimentos la observación de la sombra de la luna no sólo permite comprobar la resolución angular de los detectores, sino que también abre la ventana para explorar la existencia de antimateria en los RCs. Esto se hace basándose en el hecho de que antiprotones proyectarían una sombra lunar en dirección contraria a la proyectada por protones, debido a la deflexión por el campo geomagnético.

Los instrumentos y técnicas de detección varían de experimento a experimento. En el caso de SOUDAN se trata de un enorme calorímetro de 960 toneladas rodeado de un escudo activo, y complementado por un arreglo de superficie “EAS” y un detector cerenkov que funcionan en coincidencia para obtener información adicional de la cascada atmosférica. Por su parte L3+C consistía (su lugar será ocupado por ALICE), de un gran imán solenoidal con un campo de 0.5 Tesla, en el interior cámaras de deriva de alta precisión estaban instaladas. La parte principal de MACRO la forman tanques que contienen un gran volumen de líquido centellador. Estos tres experimentos han reportado resultados concernientes a la sombra lunar, por lo que su resolución angular está comprobada al menos dentro de 0.5° .

Finalmente dentro de los experimentos subterráneos mencionaremos dos experimentos relacionados con una aplicación arqueológica de la detección de muones secundarios. El primer experimento es el realizado por Luis Alvarez y sus colaboradores [13], en donde se exploró la estructura interna de la pirámide de Cefren en Giza. La idea básica es detectar muones secundarios por debajo de la pirámide y comparar los datos con un fondo de muones simulados. Desde el punto de vista físico lo sobresaliente de este experimento consistió en que fue de los primeros experimentos que utilizó simulaciones Monte Carlo del fondo (en este caso muones atmosféricos) para después comparar e interpretar los datos experimentales.

La misma idea básica está siendo utilizada por el experimento colocado en la Pirámide del Sol en Teotihuacán, en este caso los detectores de muones son cámaras multialámbricas colocadas entre plásticos centelladores. Si bien este experimento está diseñado para el fin antes mencionado, podría ser de utilidad en el monitoreo de los RCs primarios y en parte el trabajo

realizado en esta tesis explora tal posibilidad. M3s sobre esto se explicar3 en cap3tulos siguientes.

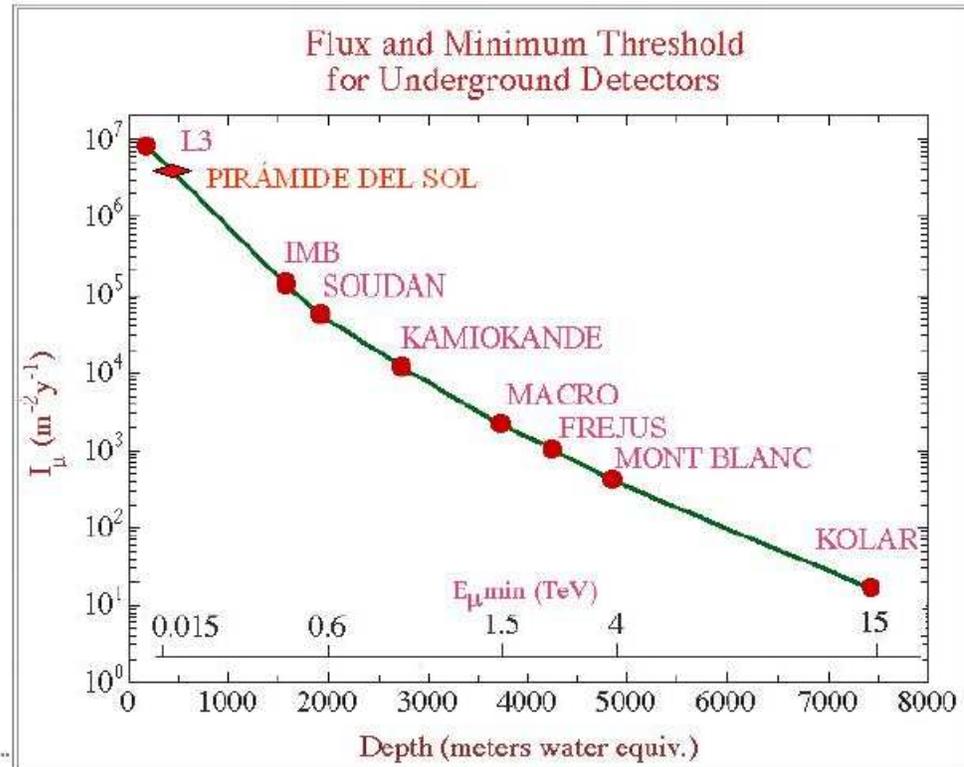


Figura 2.6: Flujo y Energ3a M3nima de los Muones detectados.

Capítulo 3

Elementos en la reconstrucción de la dirección del primario

Al querer reconstruir la dirección de un rayo cósmico primario a partir de un muon detectado bajo tierra, tenemos que considerar las siguientes etapas: el primario, al poseer carga, es desviado por el campo magnético terrestre antes de entrar siquiera a la atmósfera. Posteriormente, al producirse el muon en la atmósfera, éste se produce con una distribución angular. Durante el transporte del muon hacia el detector, éste sufre dispersión tanto en la atmósfera como al atravesar las capas de suelo bajo las cuales se encuentra el detector (si es el caso). Las etapas antes mencionadas imponen una distribución angular ineludible entre la dirección del primario y el secundario. Finalmente, hay que tomar en cuenta las características propias del detector, las cuales impondrán restricciones adicionales sobre la resolución angular con que la dirección del primario puede reconstruirse. A continuación trataremos los aspectos antes mencionados, haciendo estimaciones directas de la teoría siempre que sea posible y posteriormente presentando como es que CORSIKA hace los cálculos correspondientes.

3.1 Campo Geomagnético

El campo magnético terrestre se debe al núcleo de hierro de la tierra y se utilizan principalmente dos modelos para describirlo. El más sencillo

22 Elementos en la reconstrucción de la dirección del primario

considera simplemente un dipolo en el centro de la tierra, sin embargo, aunque a primera aproximación no resulta malo, es incapaz de modelar las múltiples sutilezas y variaciones complejas que en realidad el campo geomagnético presenta. Algunas de estas variaciones se deben a que adicionalmente al campo magnético principal de la tierra, contribuyen campos formados en la atmósfera alta y en la magnetósfera, así como campos producidos en la corteza terrestre. Un modelo más realista es el "International Geomagnetic Reference Field" (IGRF), el cual es una expansión estándar en armónicos esféricos del campo geomagnético, cuyos valores de los coeficientes se basan en mediciones directas del campo terrestre y se actualizan continuamente[15]. Como es de esperarse, los primeros términos de la expansión pueden ser identificados con el dipolo magnético, y la contribución del resto se consideran perturbaciones alrededor del campo dipolar principal.

Dentro de este contexto utilizamos la Ec. 3.1 presentada en [16] para estimar la deflexión de los primarios con incidencia vertical (ángulo azimutal igual a cero) por el campo geomagnético.

$$\theta[^{\circ}] = \frac{1.6}{E[TeV]}. \quad (3.1)$$

Ya que la orientación del dipolo es tal que los polos magnéticos son cercanos a los geográficos terrestres, la desviación sufrida en las distintas componentes de la dirección de los RCs primarios es distinta. De hecho, la desviación ocurre principalmente en la componente que contribuye en la dirección este u oeste, la cual es perpendicular a las líneas del campo magnético. En cambio, la componente paralela a la dirección Norte - Sur prácticamente no se desvía al ser una dirección paralela al campo magnético. La ecuación 3.1 sólo es válida para incidencia totalmente vertical, por lo que el ángulo de desviación del primario por el campo geomagnético debe estimarse para otras direcciones de incidencia del primario. De hecho, este ángulo de deflexión o desviación respecto a la dirección original del primario, depende del camino seguido por éste. Esta integración fue hecha para distintas energías por [32], utilizando como modelo del campo geomagnético el modelo IGRF. El cálculo fue realizado en un rango de energías del primario de $100GeV$ a $1TeV$. Los resultados de este cálculo se muestran en el siguiente capítulo.

3.2 Cascadas Atmosféricas

Al trabajar con muones atmosféricos, es imprescindible dar un panorama general del fenómeno de cascadas atmosféricas producidas por hadrones cargados (muchas de las características son compartidas con las cascadas producidas por fotones). Primero hablaremos de las características principales de las cascadas y luego nos concentraremos en la producción de muones por ser de mayor interés en el presente trabajo.

3.2.1 Características Generales

Una cascada inducida por un RCs tiene tres componentes, la electromagnética, la hadrónica y la muónica. El núcleo de la cascada está formado por hadrones altamente energéticos que continuamente alimentan la parte electromagnética de la cascada, principalmente a través del decaimiento de piones neutros. Cada fotón ultraenergético genera una subcascada produciendo altercadamente pares y radiación bremsstrahlung. Por su parte, nucleones y otros hadrones altamente energéticos productos de la interacción inicial continúan formando la componente hadrónica. Piones cargados y kaones de menor energía decaen para alimentar la componente muónica. En cada interacción hadrónica alrededor de un tercio de la energía se va en la componente electromagnética, y como muchos de los hadrones reinteractúan, mucha de la energía del primario se va finalmente por la componente electromagnética [7]. Por otro lado, los muones van incrementándose en número hasta alcanzar un máximo que se mantiene más o menos constante, ya que los muones rara vez interactúan catastróficamente y en cambio sólo van perdiendo energía relativamente lento por ionización. En su caso, los electrones y positrones a pesar de ser mucho más numerosos que los muones (estos últimos son en orden de magnitud más escasos) en el máximo van decaendo rápidamente. Esto, ya que la radiación y producción de pares subdivide la energía por debajo de la energía crítica para producir más pares, y a partir de este punto los electrones pierden la energía restante por ionización. La dependencia respecto a la energía inicial del primario por parte del número máximo de partículas en la cascada, así como de la altura en la atmósfera en el que este máximo ocurre pueden ser entendidos en base a un simple modelo que a continuación se explica. Considere el proceso de fragmentación que se muestra en la fig.3.1, ver referencia

24 Elementos en la reconstrucción de la dirección del primario

[7]. Cada segmento puede ser considerado o bien como una partícula o un grupo de partículas. Consideremos que en cada vértice la energía se divide en dos y cada bifurcación ocurre después de haber recorrido una longitud de colisión “lambda”, donde obviamente lambda depende de la interacción en particular que se considere (por ejemplo nuclear). Ahora, si “X” es la posición medida desde lo alto de la atmósfera, después de $n = X/\lambda$ bifurcaciones el número de segmentos es:

$$N(X) = 2^{\frac{X}{\lambda}}, \quad (3.2)$$

y la energía por partícula es:

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)}. \quad (3.3)$$

La segmentación de la cascada continúa hasta que se alcanza una energía crítica E_c que dependerá de la interacción particular considerada. Entonces, el número de partículas en el máximo de la cascada y la posición del máximo son:

$$N(X_{max}) = \frac{E_0}{E_c} \quad (3.4)$$

$$X_{max} = \lambda \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln(2)}. \quad (3.5)$$

Estas dependencias lineal y logarítmica respecto a la energía del primario se cumplen de manera aproximada para las cascadas hadrónicas reales. Otra característica importante de las cascadas es la función de distribución lateral, es decir, la densidad de partículas como función de la distancia al eje de la cascada. Esta función al nivel del mar está principalmente determinada por la dispersión múltiple de los electrones, sin embargo, la correspondiente distribución lateral de muones es también de gran importancia. El número de muones depende de la probabilidad relativa entre que el muon decaiga y de que interactúe, por lo que depende de la energía de los piones padre y de la densidad local. De hecho, esta dependencia da como resultado que la mayoría de los muones energéticos son producidos en etapas tempranas de la cascada, es decir, en partes altas de la atmósfera donde la densidad es menor y la probabilidad de decaer es mayor que la de interactuar. Además, la componente muónica está directamente ligada a la hadrónica y refleja más directamente que la electromagnética las propiedades del primario. La distribución lateral de

los muones con energía mayor a 1 GeV puede describirse por una fórmula basada en datos experimentales y es un poco más plana que la de los electrones y resulta ser [18, 17, 7]:

$$\rho_\mu = \frac{1.25N_\mu}{2\pi\Gamma(1.25)} \left(\frac{1}{320}\right)^{1.25} r^{-0.75} \left(1 + \frac{r}{320}\right)^{-2.5}. \quad (3.6)$$

Donde

$$N_\mu(> 1\text{GeV}) \approx 0.95 \times 10^5 (N_e/10^6)^{\frac{3}{4}}, \quad (3.7)$$

N_e es el número total de partículas cargadas en la cascada (no sólo electrones y positrones) y r es la distancia en metros al centro de la cascada. Esta distribución lateral, a diferencia de la correspondiente electromagnética, depende principalmente del momento transversal de los muones al producirse y en menor medida de la dispersión múltiple. Ahora bien, la mayoría de los secundarios producidos en la interacción inicial son piones tanto cargados como neutros y son producidos sobretudo en la estratosfera o atmósfera alta. Para dar una justificación a la afirmación antes hecha, basta señalar que el camino libre medio para una interacción nuclear de un protón en el aire es de alrededor 100 grs/cm² y para un núcleo de hierro de 2.3 grs/cm², mientras que para la longitud total de la atmósfera se tienen 1030 grs/cm².

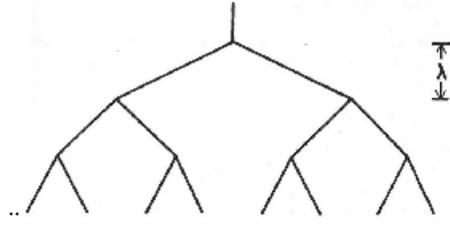


Figura 3.1: Modelo simple de cascada.

3.2.2 Producción de Muones

Como se mencionó antes, los muones provienen principalmente de piones cargados que tienen una vida propia de $\tau = 25.5\text{ns}$ así como de kaones. De hecho, los canales principales son:

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)(100\%) \quad (3.8)$$

26 Elementos en la reconstrucción de la dirección del primario

$$K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)(63.5\%) \quad (3.9)$$

Los porcentajes se refieren a las veces que la partícula padre decae en ese modo. Para estimar cuál es la contribución a la producción de muones de ambos canales se puede tomar la Ec. 3.10 [7, 17], la cual es válida para $E_\mu > 100\text{GeV}/\cos\theta$ donde prácticamente todos los muones alcanzan la superficie de la tierra y con $\theta < 70^\circ$ donde la curvatura de la tierra es despreciable.

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \approx \frac{0.14E^{-2.7}}{\text{cm}^2\text{ssrGeV}} \left\{ \frac{1}{1 + \frac{1.1E_\mu\cos\theta}{115\text{GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1E_\mu\cos\theta}{850\text{GeV}}} \right\}. \quad (3.10)$$

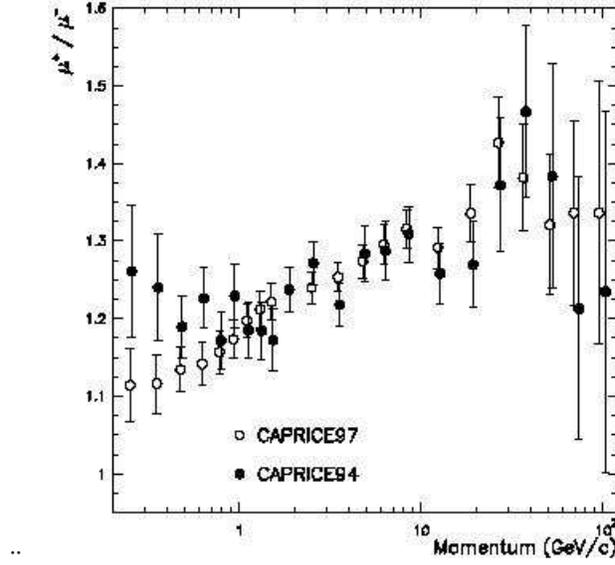
El primer sumando corresponde a la contribución por parte de los piones y la segunda a la correspondiente de los kaones. Se puede observar que la mayor contribución corresponde a los piones, sin embargo, los kaones aumentan su porcentaje conforme la energía aumenta. De tal forma que para muones verticales con $E_\mu = 100\text{GeV}$ 8% de estos provienen de kaones, 19% en $E_\mu = 1000\text{GeV}$ y el porcentaje aumenta asintóticamente hasta alrededor de 27%.

Razón $\frac{\mu^+}{\mu^-}$

La razón experimental entre el número de muones con carga positiva y aquellos con carga negativa oscila alrededor de ≈ 1.2 para $E_{\mu < 100\text{GeV}}$ como se puede ver en la fig. 3.2 tomada de [20]. Esta razón refleja el exceso de protones respecto a los neutrones en el espectro de los primarios, así como el exceso de $\pi^+(K^+)$ respecto a los $\pi^-(K^-)$ en la dirección de fragmentación del protón incidente. Esto último se debe a que la región de fragmentación a su vez refleja la distribución de quarks dentro del protón y como éste tiene dos quarks “u” con carga $+2/3$ cada uno y sólo un quark “d” con carga $-1/3$, entonces los piones positivos son favorecidos. El cociente depende débilmente de la energía y se incrementa con ésta ya que el cociente K^+/K^- es mayor que el de los piones y como mencionamos anteriormente, la contribución a la producción de muones por parte de los kaones aumenta conforme a la energía.

Ángulo entre $\pi(K)$ y μ

Ahora nos concentraremos en la distribución angular con que los muones salen despedidos después de que el pion o kaon decae. El problema general

Figura 3.2: Cociente μ^+/μ^- .

es el de una partícula A con spin cero que decae en otras dos B y D. Como A no tiene spin, la distribución de los productos debe ser isotrópica en el marco de referencia donde A se encuentra en reposo, en este caso el sistema de referencia centro de masa (CM). Entonces, si p^* es el momento de alguno de los productos, observamos que éste puede tomar cualquier valor de tal forma que sus componentes satisfagan la ecuación de la esfera, ver figura 3.3.

$$|p^*|^2 = p_x^{*2} + p_y^{*2} + p_z^{*2}. \quad (3.11)$$

Donde el * denota que estamos sobre el sistema CM. En cualquier otro caso nos referiremos al sistema laboratorio. Por otro lado, si la velocidad de A con respecto al sistema laboratorio es $\beta_0 c$ en la dirección del eje z, con c la velocidad de la luz en el vacío. A través de una transformación de Lorentz obtenemos tomando γ_0 de forma usual¹:

$$p_x = p_x^*, \quad p_y = p_y^*, \quad p_z = \gamma_0(p_z^* + \beta_0 E^*/c) \quad E = \gamma_0(\beta_0 p_z^* c + E^*). \quad (3.12)$$

Esto implica que la esfera que observamos en el sistema CM se convierte en una elipsoide, lo que se ve claramente al notar que la ecuación 3.11 en

¹ $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-\frac{1}{2}}$

el sistema laboratorio se transforma en:

$$|p^*|^2 = p_x^2 + p_y^2 + \frac{(p_z - \beta_0 \gamma_0 E^*/c)^2}{\gamma_0^2}. \quad (3.13)$$

Ahora la distribución de los productos en el sistema laboratorio no es isotrópica (ver fig.3.3), sino que se producen en un angosto cono en la dirección inicial de la partícula padre (piones o kaones). En realidad, la posición de la elipse en la fig.3.3 depende de la relación entre β_0 y $\beta^* = p^*/E^*$, en el caso que nos interesa como veremos más adelante $\beta_0 > \beta^*$ que es precisamente la situación mostrada y analizada.

Como explicamos brevemente al inicio de este capítulo, la distribución angular de los muones respecto a los primarios dependen de varios factores, sin embargo, es útil estimar el ángulo máximo de los muones respecto ya sea los piones o kaones que lo producen para fijar una escala de los ángulos que debemos esperar. Supongamos que la partícula padre es un pión y considerando que los neutrinos no poseen masa, entonces en el sistema CM por la conservación del momento y la energía, es decir, del cuatrimomento se obtiene que:

$$|p_\mu^*| = \left(\frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} \right) c \quad (3.14)$$

$$E_\mu^* = \left(\frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2m_\pi} \right) c^2. \quad (3.15)$$

De las dos ecuaciones anteriores 3.14, 3.15 y de $\beta_\mu^* = \frac{|p_\mu^*|c}{E_\mu^*}$:

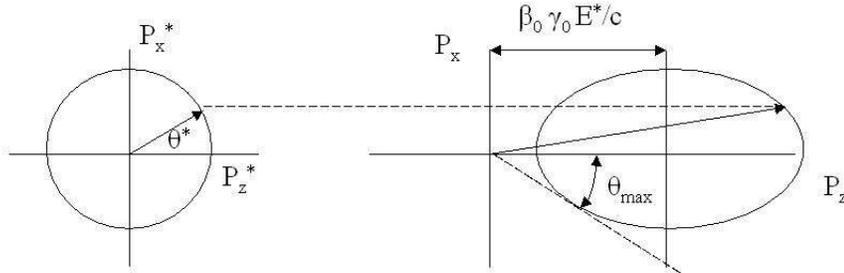
$$\beta_\mu^* = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{m_\pi^2 + m_\mu^2} \approx 0.27. \quad (3.16)$$

Y como los piones de interés poseen energías del orden de GeV entonces $\beta_0 \approx 1$, es decir, efectivamente $\beta_0 > \beta_\mu^*$.

De la fig. 3.3 se observa que el ángulo máximo con el que saldrán despedidos los muones es θ_{max} . Por simplicidad y aprovechando la simetría al girar alrededor del eje z, supondremos que p_y es cero. Entonces de la ec. 3.13 es fácil ver a través del uso convencional del cálculo diferencial y de un poco de álgebra que:

$$\tan(\theta_{max}) = \frac{\pm |p_\mu^*|}{((\beta_0 \gamma_0 E^*/c)^2 - (\gamma_0 p_\mu^*)^2)^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.17)$$

Usaremos este resultado para estimar el ángulo con el que salen despedidos muones con energía de 20GeV. Para esto consideraremos un pion inicial de 25GeV, pues en promedio $E_\mu = 0.79E_\pi$ [7]. Para esta energía θ_{max} es aproximadamente 0.3° . Si consideramos kaones como la partícula inicial, entonces simplemente hay que sustituir m_π por m_κ en las ecuaciones 3.14, 3.15y 3.16 y tomar en cuenta que en el caso de los kaones $E_\mu = 0.52E_\kappa$. De lo anterior, muones de 20GeV saldrán con un ángulo máximo de $\approx 2.5^\circ$ respecto a los kaones padre.



..

Figura 3.3: Distribución de momentos de la partícula secundaria.

3.2.3 Transporte

Una partícula cargada que atraviesa un medio es deflectada o desviada en muchos pequeños ángulos. La mayor parte de esta deflección es debida a dispersión de origen Coulombiano debido a los núcleos del medio que atraviesa, es decir, por dispersión Coulombiana Múltiple. La distribución de dispersión está bien representada por la teoría de Molière [17, 19]. La distribución angular resultante puede ser aproximada de forma Gaussiana de tal forma que su anchura está dada por [17] :

$$\theta_0^s = \frac{13.6MeV}{\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} [1 + 0.038 \ln(\frac{x}{X_0})]. \quad (3.18)$$

Donde p y βc son el momento y la velocidad de la partícula incidente, en nuestro caso muones. En la Ec.3.18 se omitió un factor z' que es

30 Elementos en la reconstrucción de la dirección del primario

el número de carga de la partícula incidente (para muones $z = 1$). La información del medio que se atraviesa está contenida en $\frac{x}{X_0}$, x es el grosor del medio y X_0 es la longitud de radiación (comunmente medida en g/cm^2). Esta última es la longitud media en la cual un electrón altamente energético conserva sólo $1/e$ de su energía inicial y el resto la perdió por bremsstrahlung. Una forma sencilla de estimar X_0 que coincide salvo en un 2.5% con cálculos más elaborados es la Ec. 3.19 [17].

$$X_0 = \frac{716.4gcm^{-2}A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})}. \quad (3.19)$$

La Ec. 3.18 describe la dispersión a través de un material sencillo o único. Para describir la dispersión múltiple a través de varias capas o compuestos (como la atmósfera), es necesario encontrar la longitud de radiación que aproxime este tipo de material. De hecho, en este caso X_0 puede aproximarse por:

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{\omega_j}{X_j}, \quad (3.20)$$

con ω_j y X_j la fracción y longitud de radiación del elemento 'j'.

Ahora usaremos las ecuaciones presentadas en esta sección para estimar el ángulo resultante de la dispersión múltiple sufrida por un muon con 20GeV producido en lo alto de la atmósfera y detectado en la superficie de la tierra ($x \approx 1030g/cm^2$). Considerando que la composición de la atmósfera está dada principalmente por Nitrógeno y Oxígeno con porcentajes de 78% ($\omega_N = 0.71$) y 21% ($\omega_O = 0.21$) respectivamente. Aplicando las Ecuaciones 3.19 y 3.20 obtenemos que la longitud de radiación para la atmósfera es de

$$X_0^{atm} = 37.73g/cm^2. \quad (3.21)$$

Introduciendo este valor junto con $\beta cp \approx 20GeV$ en la Ec. 3.18, finalmente se obtiene que

$$\theta_0^s = 0.22^\circ. \quad (3.22)$$

3.3 Corsika

CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) es un detallado programa de Monte Carlo utilizado para simular y estudiar la evolución de cascadas atmosféricas iniciadas no sólo por protones, sino por otros núcleos y fotones. Y aunque fue originalmente concebido para realizar

simulaciones para el experimento KASCADE en Alemania, su uso se ha hecho común en el campo de Rayos C3smicos. Est3 conformado principalmente por tres diferentes componentes, de tal forma que las interacciones hadr3nicas se simulan por dos componentes distintas seg3n el r3gimen de energ3as (altas o bajas) y la tercera componente simula la parte electromagn3tica de la cascada. Esta 3ltima se simula con el c3digo EGS4 usado exitosamente en la simulaci3n de detectores utilizados en experimentos de f3sica de part3culas elementales.

El principal problema que se enfrenta en la simulaci3n de cascadas atmosf3ricas es la extrapolaci3n de interacciones hadr3nicas a rangos de energ3as que no son cubiertos por los datos experimentales existentes [27]. A3nadiendo a esto, la direcci3n frontal o de incidencia del haz no es accesible en los actuales experimentos de part3culas en colisionadores, simplemente los detectores no est3n dise3nados para detectar part3culas en esta direcci3n. Sin embargo, precisamente las part3culas en la direcci3n de incidencia son de gran importancia en el desarrollo de las cascadas, ya que conforman las part3culas secundarias m3s energ3ticas y contienen la mayor fracci3n de energ3a en cada colisi3n atmosf3rica. Al final se tiene que confiar en extrapolaciones basadas en modelos te3ricos y es por esto que CORSIKA incluye varios modelos para tratar las interacciones hadr3nicas y tener cierto nivel de certeza en tales extrapolaciones o al menos observar las discrepancias entre tales modelos. A bajas energ3as (energ3as en el laboratorio por debajo de 80GeV), las interacciones hadr3nicas son tratadas con el paquete GHEISHA el cual est3 implementado en CORSIKA de forma similar a como se encuentra en el c3digo de simulaci3n de detectores GEANT3.

3.3.1 Modelos Hadr3nicos a Altas Energ3as

CORSIKA contiene los siguientes cinco modelos hadr3nicos para energ3as por encima de 80 GeV: HDPM, VENUS, QGSJET , SIBYLL y DPMJET. Los modelos m3s avanzados desde el punto de vista te3rico est3n basados en la teor3a fenomenol3gica de interacciones fuertes de Gribov-Regge (GRT), VENUS, QGSJET y DPMJET pertenecen a esta clase [22]. Un gran 3xito de esta teor3a es el hecho de que la dependencia en $s = E_{cm}^2$ de la secci3n transversal total para muchas interacciones hadr3nicas distintas, medidas en aceleradores, puede ser bien descrita de la forma

$$\sigma_i = Y_i s^{-\eta} + X_i s^\varepsilon \quad (3.23)$$

$\eta \approx 0.47$ y $\varepsilon \approx 0.08$ X_i e Y_i son amplitudes relativas que difieren para cada reacción y necesitan ser determinadas a través del experimento. Los dos términos representan el efecto del intercambio de “reggeones” y “pomerones” respectivamente, entre los objetos que se están dispersando. Las interacciones inelásticas se introducen por medio de pomerones de corte [25] que corresponden a un intercambio de color y a la producción de dos cadenas de color entre partones del proyectil y del blanco. GRT predice el número de pomerones intercambiados y el número de pomerones de corte por colisión nucleon-nucleon. Sin embargo, la reducción de colisiones núcleo-núcleo a interacciones nucleon-nucleon y la transición del número de pomerones de corte a las cadenas de color y los secundarios producidos puede ser hecha de muchas maneras, originando las diferencias entre los distintos modelos basados en GRT.

Por su parte, HDPM modela las interacciones básicamente por una parametrización de datos provenientes de colisiones p-antip con extensiones fenomenológicas para núcleos y energías más altas. Por lo tanto, su extrapolación es menos confiable que aquellas de los modelos GRT.

Más diferencias entre los modelos provienen del tratamiento de las reacciones nucleares (N-N), pues algunos realizan un monitoreo detallado de cada nucleon en espacio y tiempo, mientras que otros tratan el proyectil simplemente como una superposición de nucleones libres. VENUS es el único modelo que actualmente considera interacciones secundarias de productos en el mismo núcleo. En la Tabla 3.4 se observan las características principales que contiene cada modelo y a continuación se explicarán un poco más los modelos VENUS y QGSJET los cuales fueron utilizados en las simulaciones que se presentarán más adelante.

VENUS

VENUS (Very Energetic Nuclear Scattering) está diseñado para tratar los procesos nucleon-nucleon, nucleon-núcleo y núcleo-núcleo a energías ultrarelativistas. Como mencionamos, está basado en la teoría de Gribov-Regge y considera el intercambio de uno o varios pomerones como el proceso básico en la interacción hadron-hadron. Un pomeron es representado por un cilindro de gluones y loops de quarks de acuerdo a las reglas de la cromodinámica cuántica. La producción de partículas en colisiones

	HDPM	SYBYLL	QGSJET	VENUS	DPMJET
GRT			+	+	+
Minijets		+	+		+
Sec. Int.				+	
N-N Int.			+	+	+
Superpos.	+	+			
$E_{\max}(\text{GeV})$	10^{18}	10^{11}	10^{11}	10^7	10^9

..

Figura 3.4: Principales Características de los Modelos Hadrónicos.

inelásticas proviene del corte de este tipo de cilindros y estos cortes se realizan en VENUS al formar cadenas de color que se fragmentan en hadrones neutros en color. Un punto débil de VENUS es que no considera jets, los cuales se vuelven importantes a altas energías. Es por esto que a energías del proyectil $E_{lab} > 2 \times 10^{16} eV$ su uso no es recomendable.

QGSJET

QGSJET (Quark Gluon String model con JETs), describe las interacciones hadrónicas en base al intercambio de pomerones supercríticos. Los Pomerones se cortan de acuerdo a la regla de Abramovskii-Gribov-Kancheli y forman dos cuerdas cada uno. Adicionalmente, este modelo incluye el tratamiento de Jets.

Hay que mencionar, que los parámetros de los modelos más influyentes en el desarrollo de la cascada resultan ser la sección transversal y la fracción de energía de la partícula padre que se traduce en la producción de partículas secundarias (inelasticidad). Cada modelo utiliza sus propias secciones eficaces inelásticas. Aunque en su mayoría parten de la misma $\sigma_{inel}^{p\bar{p}}$ medida en colisionadores, diferencias de hasta el 30% se presentan entre modelos en el cálculo de σ_{inel}^{p-air} [24, 26], ver fig. 3.5. Por su parte,

la fracción de energía que se cede a las partículas secundarias no depende de forma fuerte de la energía, pero los valores promedio difieren en hasta 25% entre modelos. Estos dos parámetros mencionados contribuyen en el desarrollo longitudinal de las cascadas de forma similar ya que al incrementar cualquiera de los dos las cascadas se acortan. Por lo tanto, ambas cantidades no pueden ser determinadas independientemente y modelos con diferentes combinaciones de sección eficaz e inelasticidad son capaces de describir evoluciones longitudinales para una misma cascada.

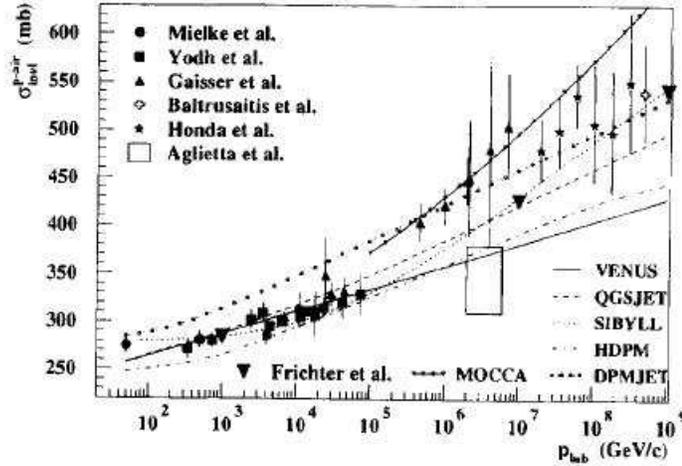


Figura 3.5: Sección eficaz inelástica para varios modelos.

3.3.2 Modelamiento de la Atmósfera

La atmósfera considerada en CORSIKA consiste de N_2 , O_2 y Ar contribuyendo en 78.1%, 21.0% y 0.9% respectivamente (que es prácticamente la misma composición que utilizamos para realizar el cálculo en la sección de transporte). La variación en la densidad atmosférica con la altura está modelada por 5 capas. En las 4 capas inferiores la densidad sigue una dependencia exponencial con la altura, dando una relación de la masa $T(h)$ sobre la altura h de la forma:

$$T(h) = a_i + b_i e^{\frac{-h}{c_i}} \quad i = 1, \dots, 4. \quad (3.24)$$

En la última capa, $T(h)$ decrece linealmente con la altura

$$T(h) = a_5 - b_5 \frac{h}{c_5} \quad (3.25)$$

El límite de la atmósfera se define en este modelo como la altura donde $T(h)$ se desvanece y por ejemplo para una atmósfera “U.S. standard” esto ocurre cuando $h = 112.8km$. Diferentes atmósferas pueden ser consideradas al escoger diferentes conjuntos de valores de a_i , b_i y c_i , estos valores pueden consultarse en [23]. Al término c_i se le conoce comúnmente como la escala de altura atmosférica. Cabe señalar, que los parámetros son tales que $T(h)$ es continua en la frontera de las capas. En todo caso la diferencia entre los modelos va disminuyendo considerablemente con la altura y nunca rebasa el 2% (ver [22]).

3.3.3 Sistema de Coordenadas

El sistema de coordenadas en CORSIKA y el que usaremos de aquí en adelante, está definido respecto a un sistema Cartesiano con el eje positivo x apuntando en la dirección del norte magnético, el eje y positivo hacia el oeste y el eje z sale de la superficie de la tierra. El origen está localizado a nivel del mar. Esta definición es prudente ya que el campo geomagnético es considerado en las simulaciones. El ángulo cenital θ de la trayectoria de una partícula se mide entre el momento de la partícula y el eje z negativo, el ángulo azimutal φ entre el eje positivo x y la componente x - y del momento de la partícula de forma inversa al sentido de las manecillas del reloj.

3.3.4 Cálculo de la Dispersión Múltiple

Como se menciona en la subsección de Transporte, los muones al cruzar la atmósfera sufren dispersión múltiple Coulombiana. En esa misma sección, ya dimos una estimación del ángulo debido a esta dispersión basados en la aproximación Gaussiana que es buena para el 98% de los eventos. Ahora explicaremos como es que CORSIKA simula este punto. De hecho, tiene la opción de utilizar la misma aproximación Gaussiana mencionada o de utilizar un cálculo más elaborado. Esta última opción se implementa de la misma forma que en el código de simulación de detectores Geant3 [28]. Se comienza calculando el número de eventos de dispersión, Ω , que

36 Elementos en la reconstrucción de la dirección del primario

ocurren al atravesar una longitud de material λ de acuerdo a [22]:

$$\Omega = 6702.33 \frac{\lambda Z_s}{\beta^2 m_{air}} e^{(Z_e - Z_x)/Z_s} \quad (3.26)$$

Donde $m_{air} = 14.54$ es el peso atómico promedio del aire. Las cantidades Z_s , Z_e y Z_x dependen de las fracciones atómicas n_i de átomos del tipo i con número de carga Z_i en el aire:

$$Z_s = \sum_{i=1}^3 n_i Z_i (Z_i + 1) \quad (3.27)$$

$$Z_e = \sum_{i=1}^3 n_i Z_i (Z_i + 1) \ln Z_i^{-2/3} \quad (3.28)$$

$$Z_x = \sum_{i=1}^3 n_i Z_i (Z_i + 1) \ln(1 + 3.34(Z_i \alpha)^2). \quad (3.29)$$

Aquí α es la constante de estructura fina. El índice i corre sobre Nitrógeno, Oxígeno y Argon. Si el número de eventos $\Omega > 20$, el ángulo de dispersión θ se toma directamente de la teoría de Molière :

$$f(\theta)\theta d\theta = \sqrt{\frac{\text{sen}\theta}{\theta}} f_r(\eta) d\eta. \quad (3.30)$$

Donde los primeros tres términos de la expansión de Bethe son usados para la función $f_r(\eta)$.

$$f_r(\eta) = f_r^0(\eta) + f_r^1(\eta)B^{-1} + f_r^2(\eta)B^{-2}. \quad (3.31)$$

Valores de las tres funciones f_r^k están tabulados en CORSIKA para el rango $0 \leq \eta \leq 13$ del ángulo reducido η que a su vez está definido como:

$$\eta = \frac{\theta}{\chi_c \sqrt{B}} \quad (3.32)$$

La cantidad B se evalúa de la forma:

$$B - \ln B = \ln \Omega, \quad (3.33)$$

y el ángulo crítico es:

$$\chi_c = \frac{0.00039612\sqrt{Z_s}}{\beta^2 E \sqrt{m_{air}}} \sqrt{\lambda} \quad (3.34)$$

E es la energía de muon. En realidad el valor de f_r se deriva de una interpolación entre los valores tabulados. Ahora si en cambio $\Omega \leq 20$, la teoría de Molière no se aplica y el ángulo total de dispersión se calcula al sumar geoméricamente dispersiones individuales. Para esto se asume una distribución de Poisson para el número j de eventos dispersivos alrededor de Ω . Si se toma una sección eficaz σ para cada dispersión elástica dentro del material con carga Z entonces:

$$f(\theta)\theta d\theta = \frac{d\sigma}{\theta d\theta} \frac{1}{\sigma} \theta d\theta \quad (3.35)$$

donde

$$\frac{d\sigma}{\theta d\theta} = 2\pi \left(\frac{2Ze^2}{E\beta^2 c} \right)^2 \frac{1}{\theta^2 + \chi_\alpha^2} \quad (3.36)$$

con el ángulo de apantallamiento que se calcula de:

$$\chi_\alpha^2 = \frac{0.00039612\sqrt{Z_s}m_{aire}}{1.167E^2\beta^2 6702.33Z_s e^{(Z_e - Z_x)/Z_s}} \quad (3.37)$$

Finalmente para cada deflexión o dispersión:

$$f(\theta_j)\theta_j d\theta_j = \chi_\alpha^2 \frac{2\theta_j d\theta_j}{(\theta_j^2 + \chi_\alpha^2)^2}, \quad (3.38)$$

Y de hecho según [28] calculando el inverso de la distribución y tomando RD como un número aleatorio entre 0 y 1:

$$\theta_j = \sqrt{\chi_\alpha^2 \left(\frac{1}{RD} - 1 \right)} \quad (3.39)$$

3.3.5 Interacciones Muonicas

Los muones pueden sufrir pérdidas de energía por bremsstrahlung o por la producción de pares e^+e^- . Ambos procesos son despreciables por debajo de 2TeV, pero se vuelven importantes conforme aumenta la energía. De tal forma que a energías del orden de TeV la pérdida promedio de energía a través de bremsstrahlung es de alrededor del 40% del total, mientras que el porcentaje es del 50% en el caso de la producción de pares [28]. Nuevamente, ambos procesos en CORSIKA se toman del código GEANT3.

38 Elementos en la reconstrucción de la dirección del primario

Capítulo 4

Resultados

A continuación mostraremos los resultados basados en simulaciones realizadas con CORSIKA (versión 6.02) y procesadas y analizadas con ayuda del manejador de datos ROOT (Data Framework). Se simularon 45 millones de cascadas originadas por protones como primarios tomando en cuenta los siguientes parámetros:

El análisis de los secundarios sólo se realizó a una altura de 2.3 Kms sobre el nivel del mar. El campo magnético terrestre considerado fue de $28.208\mu T$ en la dirección X (norte) y de $30.792\mu T$ en la dirección vertical apuntando al centro de la tierra. Tanto la altura como el campo magnético mencionados corresponden a la Ciudad de México. Hadrones, muones, electrones y fotones con energías por debajo de $20GeV$ no fueron tomados en cuenta en la simulaciones. Esta energía de corte corresponde a la energía mínima necesaria para que un muon pueda ser detectado en el experimento de la pirámide del Sol. Los primarios fueron generados a partir de un espectro diferencial con $\gamma = 1.75$, ver Ec. 2.4, en el rango de energía de $20GeV$ a 10^6GeV . La elección de este valor de γ corresponde a los datos experimentales compilados por Wibel-Sooth y Biermann, ver [4] página 744. El ángulo cenital “teta” de los primarios fue generado en una ventana de 0 a 70 grados, por considerar que esta ventana eliminaba eventos demasiado lejanos de la dirección vertical. Se emplearon tres modelos hadrónicos: QGSJET, VENUS y HDPM. No se observaron cambios significativos entre modelos.

4.1 Lectura de las simulaciones

El output de CORSIKA se utilizó en la opción compacta (Compact Output), esta opción tiene la ventaja de generar archivos de datos mucho más pequeños que el output default. Sin embargo, la longitud de los bloques de datos es variable en esta opción, lo que implica un poco más de complejidad en la lectura de datos. Antes de mostrar esquemáticamente el programa realizado en C++ responsable de la lectura de los archivos generados por CORSIKA, mostramos brevemente en la Fig. 4.1 la estructura del archivo de salida, la estructura específica de los HEADERS se puede observar en el Apéndice. Básicamente, el bloque o archivo de salida generado por CORSIKA (en la opción compacta) está formado por 4 subbloques o HEADERS: RUN HEADER, donde se encuentran los datos generales de la simulación como el nivel o niveles en donde se leerán los secundarios, el rango de energía que pueden tomar las partículas primarias así como la pendiente que se tomó para la distribución de los primarios generados (Ec.2.4); EVENT HEADER, aquí está comprendida la información del primario como su energía y las tres componentes del momento lineal; el DATA BLOCK es el subbloque donde la información de los secundarios es almacenada; y finalmente en RUNE se marca el final del archivo. Los HEADERS: EVENT END se omiten en la salida compacta. Ahora daremos una visión esquemática del programa responsable de leer el output de CORSIKA. Para extraer la información de los respectivos headers se crearon 3 clases que se pueden consultar en el Apéndice. La clase PARTICLE se utiliza para almacenar la información del secundario obtenida del DATA BLOCK, la clase EVENT obtiene la información del primario contenida en EVENT HEADER y finalmente la clase RUN obtiene la información del RUN HEADER y del RUNE. Adicionalmente, se utilizan las bibliotecas de ROOT para realizar algunas de las operaciones matemáticas necesarias y con las que se construyen los histogramas para el análisis de los datos. Al llenar estos histogramas se imponen condiciones que restringen la información a eventos particulares, por ejemplo, cortes de energía y selección de muones negativos o positivos según el caso. En el caso de los protones como primarios, como se dijo se trabajó con tres modelos hadrónicos, por cuestiones prácticas y concernientes con el tiempo de cómputo se generaron tres simulaciones por modelo, cada una de 15 millones de primarios en vez de realizar sólo una simulación de 45 millones de primarios por modelo, es decir, en gene-

ral para cada modelo se leyeron tres archivos de salida de CORSIKA. El funcionamiento del programa de lectura se observa en la Figura 4.2. Es necesario aclarar que en realidad al trabajar con el “output” en su opción compacta, la información de los primarios se encuentra guardada no sólo en subbloques tipo event header “EVTH”, sino que también en headers que comienzan con la palabra “EVHW”. Estos últimos son similares a los EVENT HEADERS pero sólo contienen los primeros 12 parámetros. Por otro lado, la longitud de los DATA BLOCK es variable y contiene un máximo de 39 partículas secundarias, entonces es necesario determinar la longitud de este bloque cada vez que nos encontramos con uno y así poder establecer el número de partículas secundarias que contiene (N SECUNDARIOS, en el diagrama). Al final de la lectura de los archivos de salida de CORSIKA, los histogramas generados son guardados en un archivo con extensión “root”, por lo que obviamente se abre y se analiza con el programa “ROOT” que se encuentra en las librerías de software del CERN [31].



Figura 4.1: Output usual de CORSIKA.

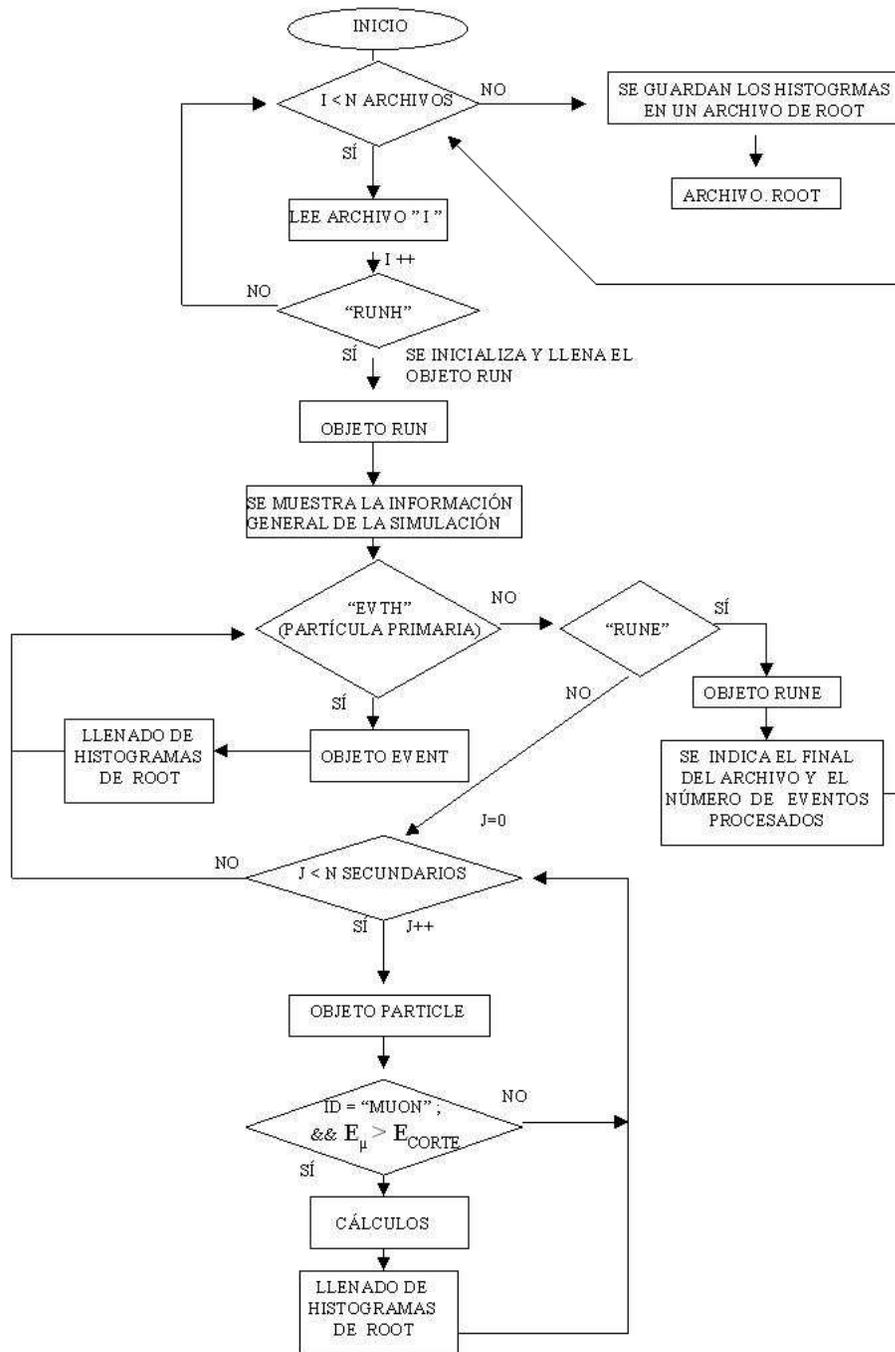


Figura 4.2: Diagrama del programa de lectura. En los condicionales debe leerse ¿Se encontró “RUNH” (“EVTH”, “RUN”)?

4.2 Campo Geomagnético

Antes de mostrar propiamente los resultados de las simulaciones realizadas con CORSIKA, mostraremos el análisis del cálculo del ángulo de desviación θ_d del primario respecto a su dirección original debido al campo magnético terrestre. Como se dijo en el Capítulo anterior el cálculo se debe a [32]. Se estudió la dependencia del ángulo θ_d respecto a la energía del primario (E), esta dependencia se muestra en la figura 4.3, en donde se graficaron los resultados de [32]. Cada barra roja muestra los valores de θ_d para una energía dada, dejando variar el ángulo cenital de incidencia del primario. Al fijar este ángulo cenital y dejando correr la energía, se puede buscar un ajuste a los valores de θ_d . De esta forma se encuentra que:

$$\theta_d \propto 1/E. \quad (4.1)$$

Este comportamiento era de esperarse directamente de la teoría electromagnética. Ahora pasamos a la dependencia de θ_d respecto al ángulo cenital θ_z . En la Figura 4.4 se muestran los valores que toma θ_d para una energía E dada. Ya que E es fija, se propone una función que dependa sólo de θ que describa los valores de θ_d . En particular se utilizaron los valores para $E = 500\text{GeV}$ y se propuso un polinomio:

$$\theta_d(\theta_z) = a + b\theta_z + c\theta_z^2 \quad (4.2)$$

Una vez encontrados los parámetros a , b y c y ya que la dependencia respecto a E es simplemente la mostrada en la relación 4.1, basta multiplicar por 500 para encontrar la función que ajusta el comportamiento general $\theta_d(\theta_z, E)$. Finalmente se obtuvo que:

$$\theta_d(\theta_z, E) = (1471.075 - 0.83362\theta + 0.18022\theta^2)/E[\text{GeV}]. \quad (4.3)$$

En donde θ_z se toma en grados y no se muestran las unidades de las constantes. Pero son tales que θ_d se da también en grados. En la Figura 4.4 se observa que la Ec4.3 ajusta satisfactoriamente los valores de θ_d . Esta última ecuación encontrada será útil al calcular el ángulo de deflexión de los primarios, pero ya considerando energías mínimas de los muones producidos (E_μ^{min}).

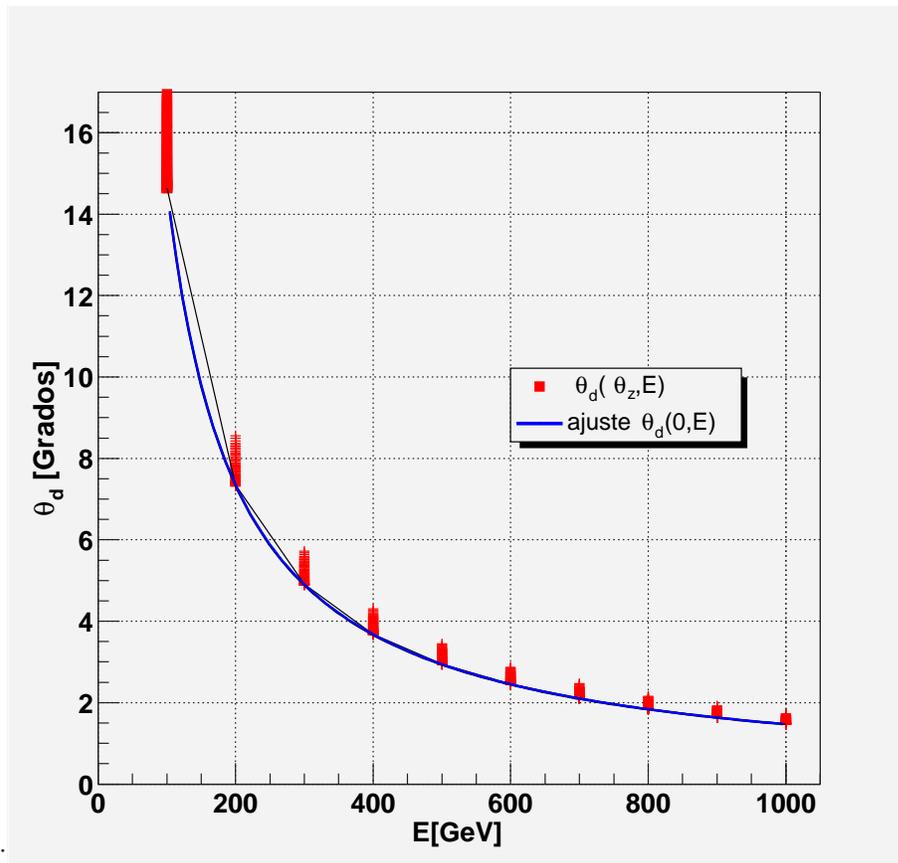


Figura 4.3: θ_d vs E , ángulo de desviación del primario vs su energía de incidencia.

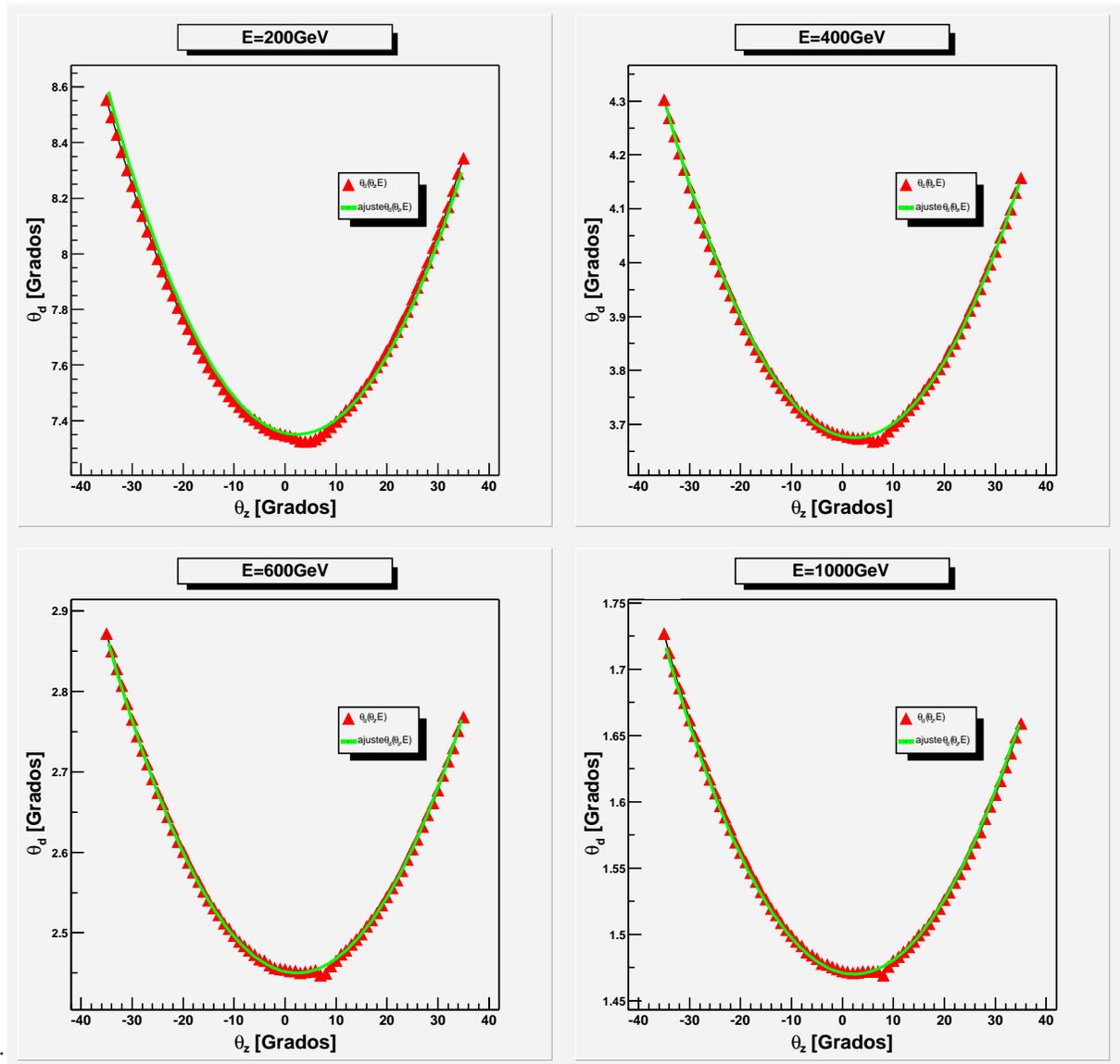


Figura 4.4: θ_d vs θ_z , ángulo de desviación del primario vs su ángulo cenital de incidencia. Note el cambio de magnitud en el eje vertical.

4.3 Primarios

4.3.1 Espectro para E_μ^c

En la Fig. 4.5 se muestra el espectro de los protones que son capaces de producir muones con al menos 20GeV al llegar a la altura de análisis. La probabilidad está normalizada al número total de primarios generados con la característica antes mencionada. Más allá de 4TeV sólo se encuentran aproximadamente el 3.4% de los primarios.

Por otro lado, también es importante verificar la dependencia de la energía media de los primarios conforme a la energía mínima del muon secundario E_μ^{min} , esta dependencia se observa en la Fig.4.6. A través de un ajuste se encontró que esta dependencia es de la forma:

$$E_p^{media} \propto E_\mu^{0.5252}. \quad (4.4)$$

Más adelante se mostrará que este comportamiento es útil al interpretar los resultados por presentar.

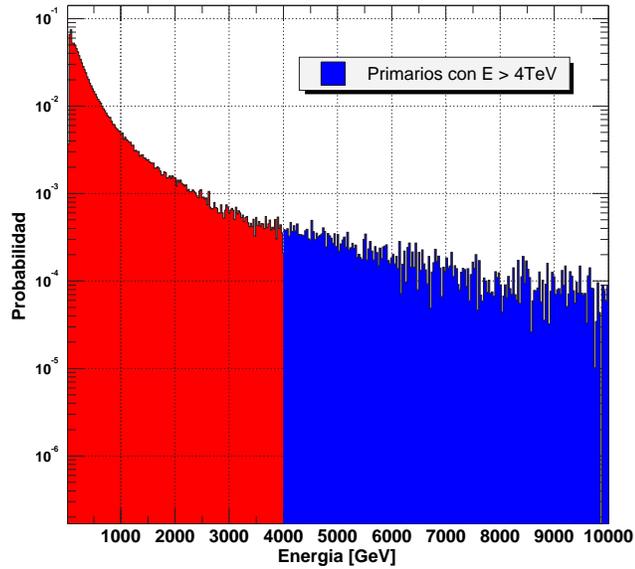


Figura 4.5: Primarios que producen muones con $E > 20\text{GeV}$.

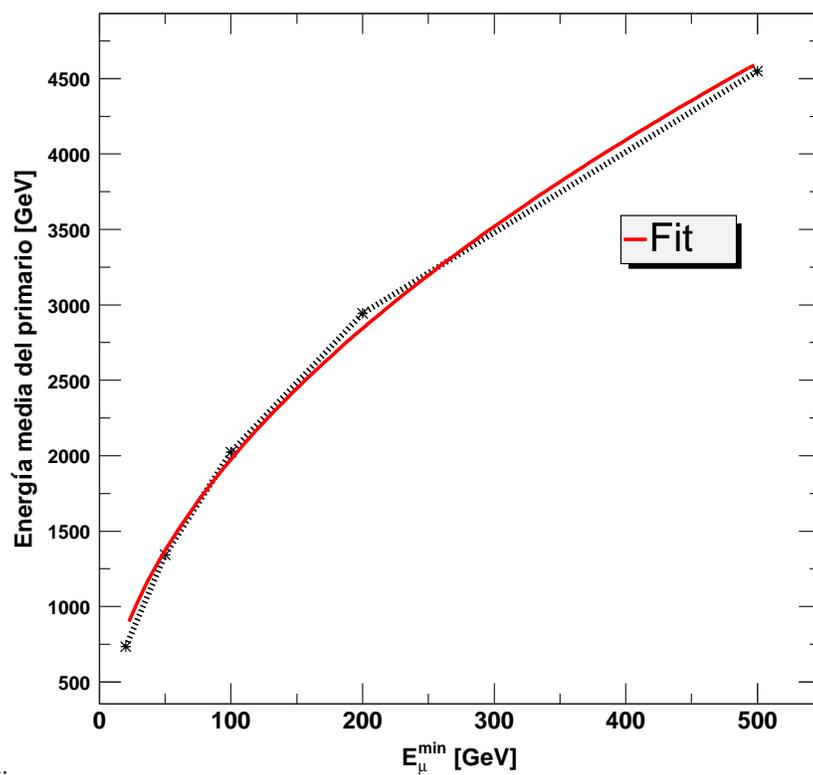


Figura 4.6: Energía media de los primarios vs E_{μ}^{min} .

4.3.2 Deflección

Con la distribución de protones que acabamos de mostrar y con la Ec4.3 se calcula el ángulo de desviación del primario por el campo geomagnético. La desviación se considera sólo sobre la componente que está sobre el plano y-z del sistema de coordenadas anteriormente definido, pues cualquier componente sobre el plano x-z es paralela al campo geomagnético. Se calcula esta desviación considerando varios cortes de energía de los muones secundarios. Los resultados mostrados en la Fig. 4.7 fueron generados utilizando como modelo hadrónico a VENUS. Posteriormente se calculó el RMS de dichas distribuciones, lo que se muestra en la Fig.4.8.

4.4 Muones

En esta sección se muestran los resultados correspondientes al análisis de los datos de los muones, todos ellos con energía igual o mayor a 20GeV . La probabilidad se encuentra normalizada al total de muones detectados en la altura donde se analizan los datos.

4.4.1 Distribución con la Energía

En la Fig. 4.9 se muestra el espectro de energía de los muones simulados. Como se vio en el Capítulo anterior, el espectro debería seguir una ley de potencias respecto a E (ver ecuación 3.10). Con esto en mente se propuso un ajuste a una ley de potencias y se encontró que:

$$\text{Flujo}(E_\mu) \propto E_\mu^{-2.99251-0.00328898 * E_\mu}. \quad (4.5)$$

Este ajuste también se muestra en la Fig. 4.9. Por otro lado, Hebbeker y Timmermans han publicado [30] un ajuste a la forma del espectro de muones tomando en cuenta múltiples experimentos con flujo vertical. Su ajuste describe satisfactoriamente los datos experimentales hasta una energía de alrededor de 100 GeV con una incertidumbre de menos de 1.3% debajo de esta energía, por lo que resulta útil comparar nuestro ajuste del espectro con el de ellos. Esto se muestra en la Fig. 4.10, donde nuestros resultados fueron normalizados al mismo valor de Hebbeker y Timmermans para $E_\mu = 20\text{GeV}$. En general, como se ve en la figura mencionada, CORSIKA tiende a subestimar el flujo de muones respecto

a los datos experimentales. Se encontró que si se agregaba un peso estadístico de $E^{0.5}$ con E la energía del primario que produce al muon en cuestión, entonces se puede reconstruir de mejor forma el espectro de los muones en comparación con el ajuste de Hebbeker.

4.4.2 Distribución angular

En la Fig. 4.11 se muestra la distribución respecto a “phi” de los muones simulados. Como es de esperarse, esta distribución es plana. Por otro lado, la distribución ahora respecto al ángulo zenital θ se muestra en la Fig. 4.12. Recordando que los primarios generados tienen un ángulo teta máximo de 70 grados, no es extraño que los muones tengan un ángulo máximo cercano a este valor. De hecho, que tanto se exceda los 70 grados es una primera aproximación al ángulo entre el protón y el muon secundario ($\theta_{p\mu}$). Obviamente, al tratarse de distribuciones no podríamos afirmar que el ángulo máximo entre primario y secundario es de digamos 4 grados a partir de la fig. 4.13, pero como veremos en la siguiente subsección los valores máximos de éste no están lejos.

4.4.3 Ángulo $p\mu$ y $p\mu^\pm$

De las simulaciones se obtienen las componentes del momento lineal \vec{p} , tanto de la partícula primaria como del muon secundario. Entonces, si \vec{p}_p y \vec{p}_μ son los momentos del protón y del muon respectivamente¹:

$$\cos \theta_{p\mu} = \frac{\vec{p}_p \cdot \vec{p}_\mu}{E_p * E_\mu} \quad (4.6)$$

donde $\theta_{p\mu}$ es el ángulo entre el muon y el primario, ver Fig. 4.14. Los resultados se observan en la Fig. 4.16.

En realidad es necesario observar este ángulo proyectado sobre los planos XZ y YZ, recordando que X es paralelo al norte geomagnético. Mientras que Y apunta en la dirección oeste, ver Fig. 4.15. De la figura antes mencionada observamos que:

$$\theta_{p\mu}^{YZ} = \arctan \frac{p_\mu^y}{p_\mu^z} - \arctan \frac{p_p^y}{p_p^z}. \quad (4.7)$$

¹El momento medido en GeV

Similarmente,

$$\theta_{p\mu}^{XZ} = \arctan \frac{p_{\mu}^x}{p_{\mu}^z} - \arctan \frac{p_p^x}{p_p^z}. \quad (4.8)$$

Donde p_j^i es la componente j -ésima (x,y,z) del momento de la partícula j . θ^{YZ} y θ^{XZ} se miden a partir de la dirección definida por el momento del primario y tomando la convención usual de signos. Es decir, negativo en el sentido de las manecillas del reloj y positivo en el sentido inverso.

En las figuras 4.17 y 4.18 se muestran estos ángulos para muones con energía de al menos 20 GeV. En estas figuras se hace explícita la contribución de muones negativos y positivos, los cuales obviamente en conjunto forman la distribución total. En las Figs 4.19, 4.20 y 4.21 se muestran distribuciones similares pero en vez de mostrar la contribución independientemente para muones negativos y positivos, se muestra sólo la distribución debida a ambos. También se muestra en estas figuras que las distribuciones pueden ajustarse satisfactoriamente por la superposición de dos gaussianas. Los ajustes son de la forma:

$$Gauss1(\theta_{p\mu}) = p0 * e^{-(\theta_{p\mu}-p1)^2/2(p2)^2}, \quad (4.9)$$

para la primera gaussiana, mientras que para la segunda gaussiana los parámetros son:

$$Gauss2(\theta_{p\mu}) = p3 * e^{-(\theta_{p\mu}-p4)^2/2(p5)^2}. \quad (4.10)$$

Donde Gauss1 es la gaussiana más angosta y alta, ver figuras 4.19, 4.20. Los valores de los parámetros de estas gaussianas para varios cortes de energía se muestran directamente en las figuras referidas en donde también se muestra el resultado de la superposición de las Gaussianas encontradas. En particular un parámetro de interés que determina a las gaussianas es “sigma” ($\sigma1 = p2$ y $\sigma2 = p5$ en la Ec.4.9 y 4.10), se estudió su comportamiento respecto a la energía mínima de los muones así como la diferencia entre los modelos hadrónicos usados, como se puede ver en las figuras 4.22 y 4.23 el comportamiento para ambas gaussianas es similar y en general las diferencias son más grandes respecto al modelo “hdpm”.

Tabla 4.1: Valores de las sigmas de los ajustes gaussianos de las distribuciones de la fig. 4.20, para varios modelos hadrónicos.

Modelos	qsjet	hdpm	venus
σ_1 20 GeV	0.332	0.391	0.3573
σ_2 20 GeV	1.059	1.141	1.083
σ_1 50 GeV	0.165	0.209	0.181
σ_2 50 GeV	0.487	0.596	0.518
σ_1 100GeV	0.092	0.109	0.098
σ_2 100GeV	0.267	0.307	0.275
σ_1 200GeV	0.053	0.055	0.054
σ_2 200GeV	0.149	0.161	0.149
σ_1 500GeV	0.023	0.027	0.020
σ_2 500GeV	0.065	0.08	0.060

Cabe señalar que las distribuciones en el plano YZ tienden a ser más anchas que en el plano XZ, esto debido a que en el primero la desviación de los muones por el campo geomagnético se hace patente. Este hecho se hace evidente en la figura 4.18, donde se observa que dependiendo de la carga eléctrica los muones son desviados en el plano YZ en direcciones opuestas. Por otro lado, el exceso de muones positivos respecto a los negativos está en concordancia con lo expuesto en la sección 3.2.2. Como es de esperarse, las distribuciones se van haciendo más angostas conforme la energía del muon aumenta, esto se muestra en las figuras 4.24 y 4.25 donde se grafican los “RMS” de las distribuciones versus las energías mínimas de los muones. Como se ve en las figuras, la dependencia del rms respecto a la energía puede ajustarse satisfactoriamente al proponer una función de la forma:

$$Rms_{\theta_{p\mu}}(E_{\mu}^{min}) = a(E_{\mu}^{min})^b, \quad (4.11)$$

donde a y b son parámetros libres que se encuentran para cada caso. Los valores encontrados de estos parámetros se muestran a continuación en los planos perpendicular (YZ) y paralelo al campo geomagnético (XZ).

Tabla 4.2: Parámetros en el plano XZ de la ec.4.11

Modelos	a	b
qsjet	9.43658	-0.836899
venus	9.83320	-0.840632
hdpm	9.23779	-0.791360

Tabla 4.3: Parámetros en el plano YZ de la ec.4.11

Modelos	a	b
qsjet	10.0419	-0.820486
venus	10.2674	-0.821731
hdpm	9.83498	-0.785293

Por otro lado, en la fig. 4.26 se muestran resultados similares de una simulación tomando como primario a un núcleo de hierro en vez de a un protón. Esta última simulación se realizó utilizando VENUS como modelo hadrónico.

4.4.4 RMS Total en el plano YZ

Al detectar un muon secundario y tratar de reconstruir la dirección de incidencia del primario que lo produjo, el error en el ángulo cenital del primario se deberá, como se dijo anteriormente, a la desviación del primario por el campo geomagnético y por la distribución angular respecto a la dirección del primario con la que se producen los muones secundarios detectados. Es por esto que si queremos estimar el error total debido a estos dos elementos, debemos considerar en el plano YZ (plano en el cual se sufre la mayor desviación por el campo geomagnético) que:

$$RMS_{total} = \sqrt{RMS_{geo}^2 + RMS_{p\mu}^2}, \quad (4.12)$$

donde RMS_{geo} es el RMS de las distribuciones de las desviaciones debidas por el campo geomagnético calculadas en la subsección 4.3.2, y $RMS_{p\mu}$ son los RMS de las distribuciones angulares entre los primarios y secundarios de la subsección 4.4.3. Todo en el plano YZ (dirección

Oeste). Al realizar este cálculo para varios cortes de energía de los muones se obtienen los resultados mostrados en la fig. 4.27, estos resultados corresponden a simulaciones con protones como primarios.

Al proponer una función que ajuste los datos de la figura citada se encontró que:

$$RMS_{total} = a + b(E_{\mu}^{min})^{-0.47}, \quad (4.13)$$

donde $a = -1.022$ y $b = 25.8$. En este plano, el efecto dominante es la desviación del primario por el campo magnético de la tierra, el cual genera ángulos de desviación mucho mayores que los que se producen entre los primarios y los muones secundarios. De la Ec.4.1 recordamos que la dependencia del ángulo de desviación del primario respecto a su energía debido al campo geomagnético va como $1/E_p$, lo que a primera vista podría oponerse a lo observado en la Ec.4.13. Sin embargo, hay que recordar que de la Ec.4.4 $E_p^{media} \propto E_{\mu}^{0.5252}$, por lo que el resultado de 4.13 es totalmente consistente.

4.4.5 Ángulo entre dos muones

Una buena forma de verificar nuestras simulaciones es a través del ángulo entre las direcciones de dos muones procedentes de la misma cascada. En particular la colaboración L3+C ha publicado recientemente [33] datos de este tipo, es decir el ángulo entre dos muones secundarios, $\theta_{d\mu}$ de ahora en adelante, que atraviesan el detector (muones con momento mayor a 50 GeV). En realidad los datos publicados corresponden no a una distribución del ángulo mencionado sino a:

$$\frac{dN}{d\theta_{d\mu}^2}, \quad (4.14)$$

es decir simplemente al número de eventos con $\theta_{d\mu}^2$. Con ayuda de estos datos publicados construimos la distribución $f(\theta_{d\mu})$:

$$f(\theta_{d\mu}) = \frac{dN}{\theta_{d\mu}} \frac{1}{\text{sen}(\theta_{d\mu})} = \frac{dN}{d\theta_{d\mu}^2} \frac{2\theta_{d\mu}}{\text{sen}(\theta_{d\mu})}, \quad (4.15)$$

la cual será con la que compararemos nuestras simulaciones. Con tal propósito de nuestras simulaciones escogemos aquellos pares de muones procedentes de la misma cascada y que además se encuentren con una distancia relativa equivalente a las dimensiones del detector L3 del CERN.

Existe una diferencia entre las altura sobre el nivel del mar de L3+C y la de la Ciudad de México (a la que fueron analizadas nuestras simulaciones), sin embargo en términos de cantidad de atmósfera esta diferencia es de unos $200gm/cm^2$. Y nuevamente utilizando una estimación gaussiana de la dispersión múltiple la diferencia entre ambas alturas, ocasionaría un incremento o decremento de máximo 10% en la dispersión múltiple. Es importante señalar que en realidad nuestra distribución obtenida mediante simulaciones con CORSIKA será mucho más angosta que la obtenida por L3+C, ya que en nuestra simulación no estamos tomando en cuenta la dispersión múltiple en la roca que se encuentra sobre el detector (30 metros aproximadamente) ni la resolución propia del detector. Sin embargo, si tomamos el rms de nuestra distribución ($RMS_{CORSIKA}$) podemos estimar cuanto es la dispersión múltiple y resolución del detector que se necesita para que este rms de nuestra distribución se asemeje al de L3+C. De hecho si RMS_{L3+C} es el rms de la distribución de L3+C, podemos encontrar k de tal forma que:

$$RMS_{L3+C} \approx RMS(k\theta_{d\mu})_{CORSIKA} = kRMS(\theta_{d\mu})_{CORSIKA}. \quad (4.16)$$

Es decir, nuestros resultados directos de CORSIKA son multiplicados por una constante “k” de tal forma que la distribución final que obtenemos tiene un rms del orden del rms de L3+C. Por supuesto este valor de “k” debe estar asociado a la dispersión múltiple en la roca así como a la resolución del detector. También es importante notar que este procedimiento sólo asegura que los rms se asemejen, sin embargo la forma de la distribución es aquella dictada por las simulaciones. Al realizar este procedimiento obtenemos la figura 4.28, como se puede observar las distribuciones tienen formas similares lo que indica que CORSIKA incluso sin considerar las dispersión múltiple en la roca es capaz de arrojar resultados cercanos a lo observado. Por otro lado también se observa que las distribuciones no son en realidad gaussianas, sin embargo como es nuestro propósito estimar cuanta dispersión múltiple existe en la roca de tal forma que podamos determinar si el ensanchamiento de nuestra distribución puede ser debido a este factor, realizamos un ajuste gaussiano a ambas distribuciones. En realidad con la gaussiana sólo ajustamos valores de ángulos de hasta 1.1 grados, ya que utilizaremos la aproximación gaussiana, presentada en la ecuación 3.18, para la estimación de la dispersión múltiple en la roca y se sabe que las colas de las distribuciones no son descritas por esta aproximación. Ambas gaussianas de los ajustes (de

la distribución de L3+C y de la nuestra obtenida con CORSIKA) poseen sigmas del orden de 0.8° .

Ahora considerando una densidad de la roca sobre L3 de $2.4g/cm^3$ [33] y una composición química de, 48.5%O, 21.5%Si, 10.0%Ca y porcentajes menores de otros elementos. Utilizando la aproximación gaussiana, ecuación 3.18, para muones con 50GeV la dispersión múltiple en la roca (30 metros) es de aproximadamente 0.3° , entonces para mediciones que involucren dos muones debemos tener una dispersión $\sigma_{roca} = 0.3^\circ\sqrt{2} \approx 0.42^\circ$. Por otro lado nuestra distribución obtenida de CORSIKA sin modificar por un factor “k” tiene un $RMS_{CORSIKA} = 0.2^\circ$. Finalmente si como dijimos anteriormente nuestra distribución original de CORSIKA se ve ensanchada por la dispersión múltiple en la roca así como por la resolución del detector podemos escribir:

$$0.8^\circ = \sqrt{(0.2^\circ)^2 + (0.42^\circ)^2 + \delta^2}, \quad (4.17)$$

donde δ es el factor de diferencia entre el ancho de nuestra distribución obtenida con CORSIKA y la de L3+C. Hay que considerar que parte de esta δ se debe a la resolución propia del detector. Y como se puede ver fácilmente $\delta \approx 0.65^\circ = 11mrad$, y ya que se trata de la medición de dos muones entonces la resolución del detector para un sólo muon con 50GeV de energía debe ser del orden de $11mrad/\sqrt{2} \approx 7.8mrad$.

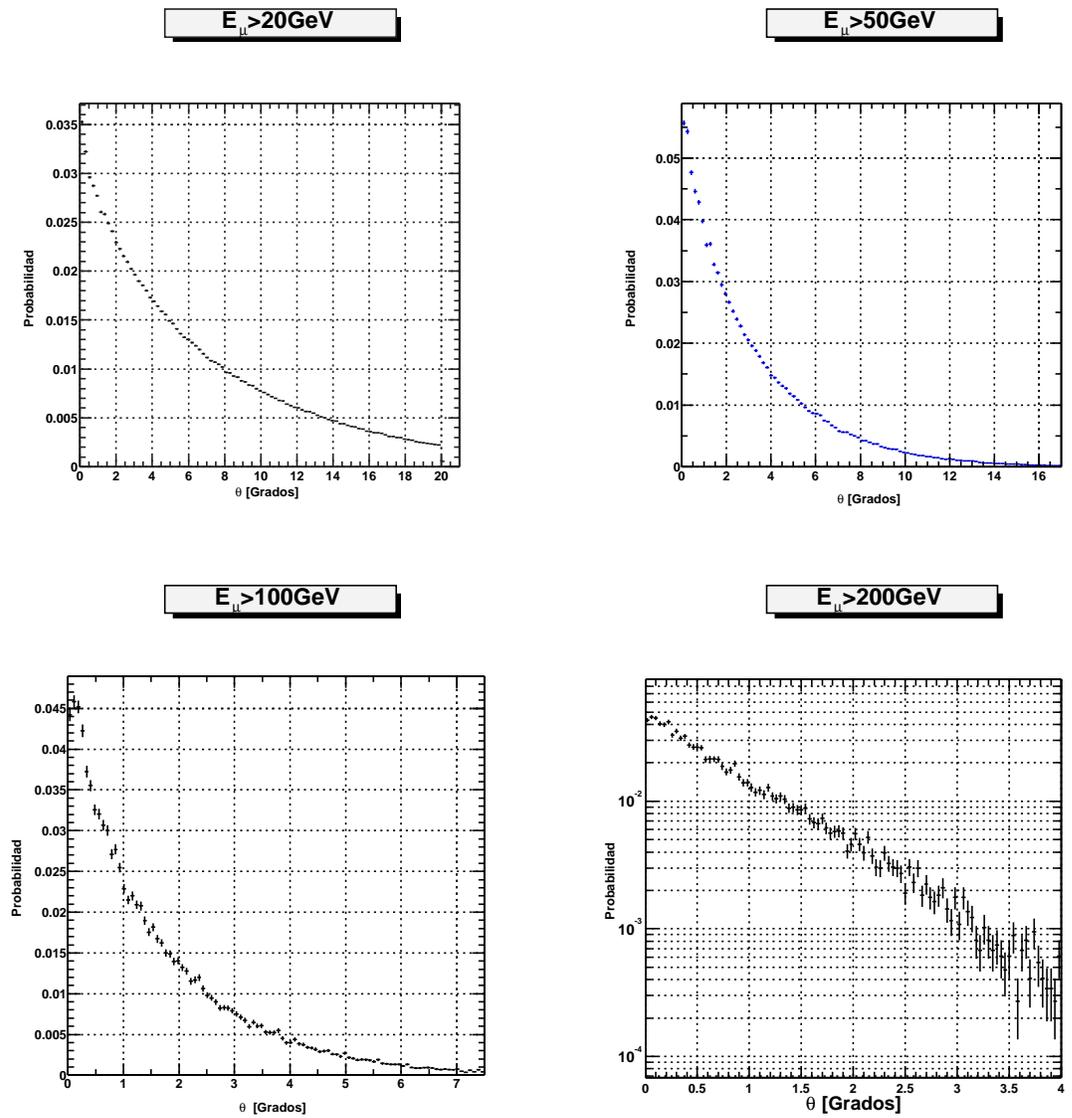


Figura 4.7: Deflección de los primarios, se muestran las distribuciones de los ángulos de desviación de los primarios por el campo geomagnético. Se muestran varios cortes de energía para los muones secundarios que estos primarios producen.

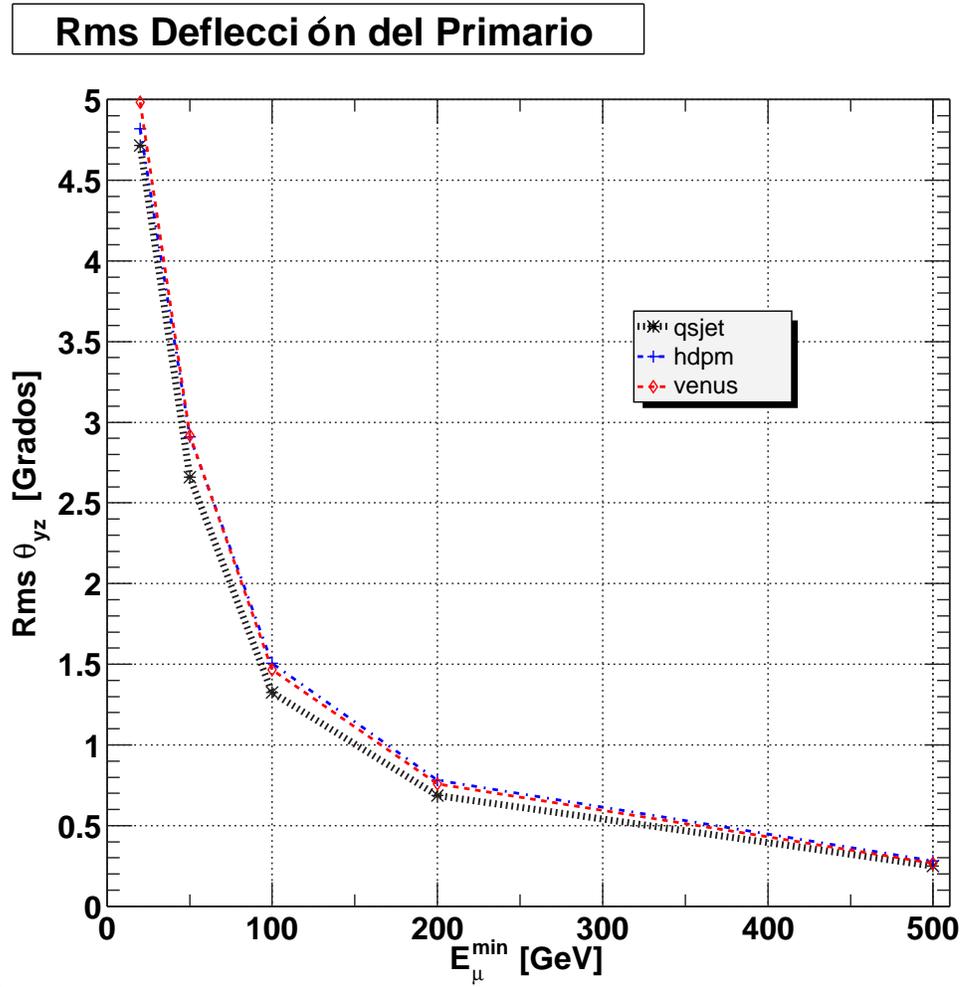


Figura 4.8: RMS para la deflección de los primarios Vs cortes de energía de los muones producidos. Se muestran los resultados con tres modelos hadrónicos

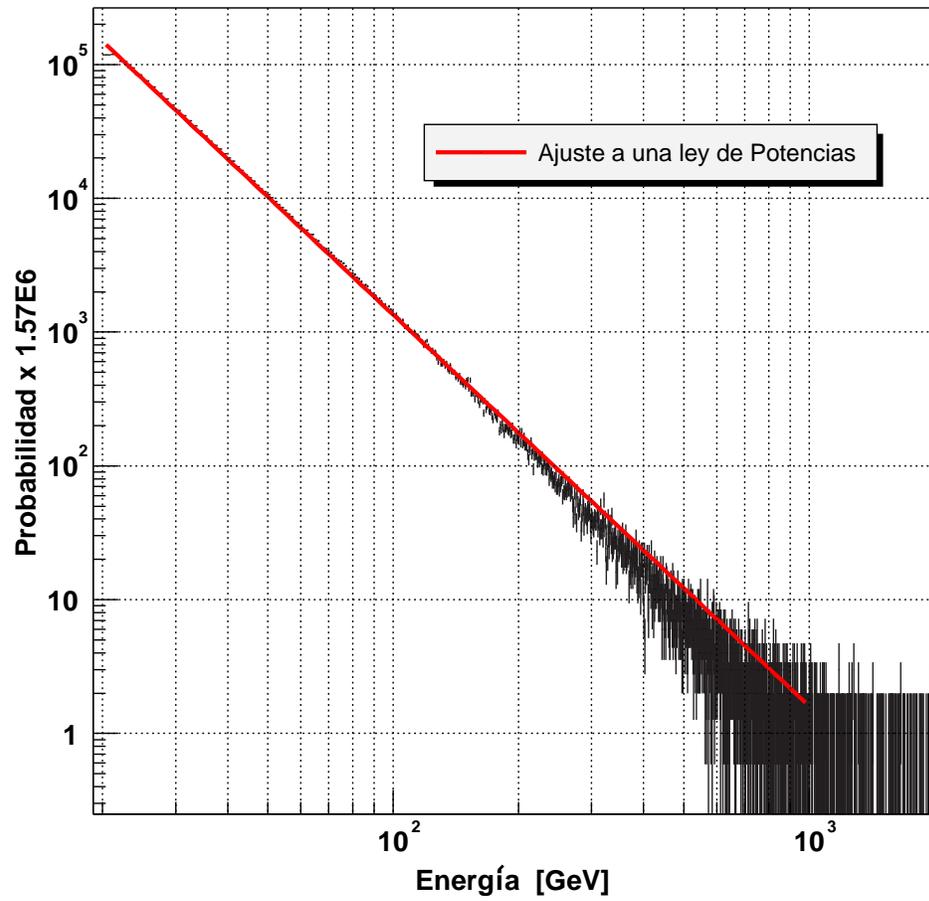


Figura 4.9: Espectro de los Muones obtenido con Corsika.

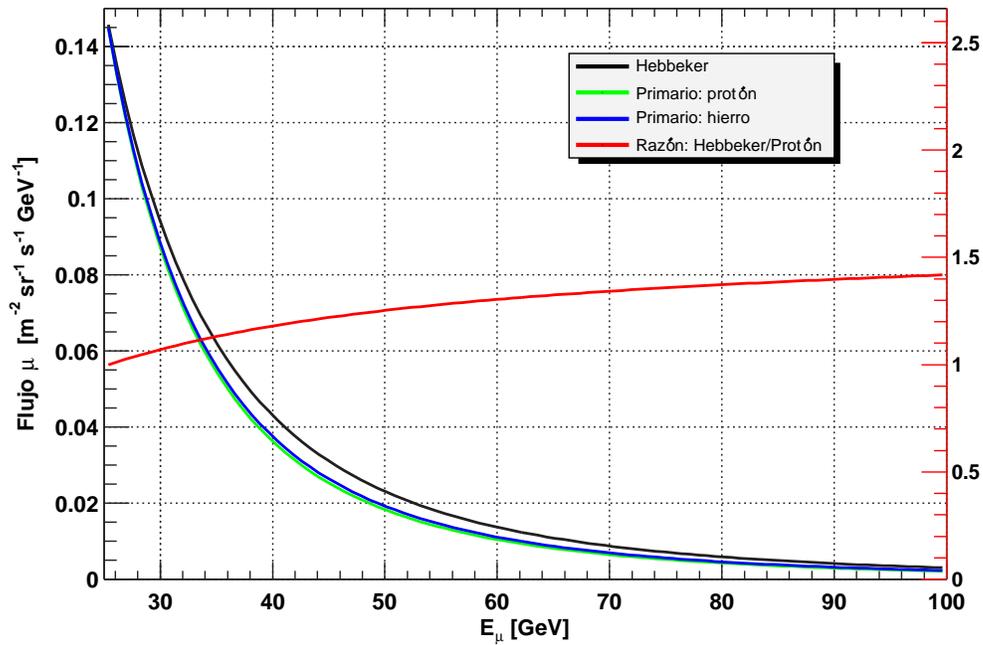


Figura 4.10: Ajustes al espectro de los muones. Se muestran los ajustes de las simulaciones tomando como primarios protones así como hierro. También se muestra la razón entre los valores obtenidos con el ajuste de Hebbeker y Timmermans respecto al ajuste de las simulaciones con protón como primario, la escala del eje vertical/derecha corresponde a esta razón.

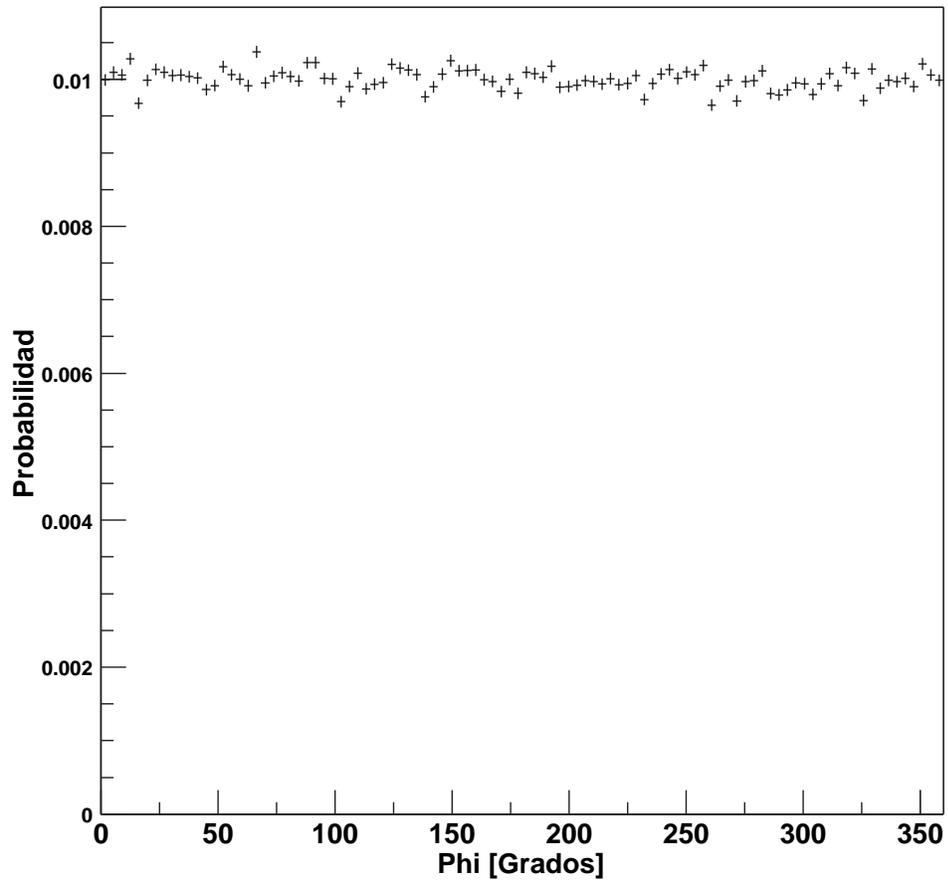


Figura 4.11: Ángulo azimutal Φ , de los muones simulados, el eje y está normalizado al total de muones.

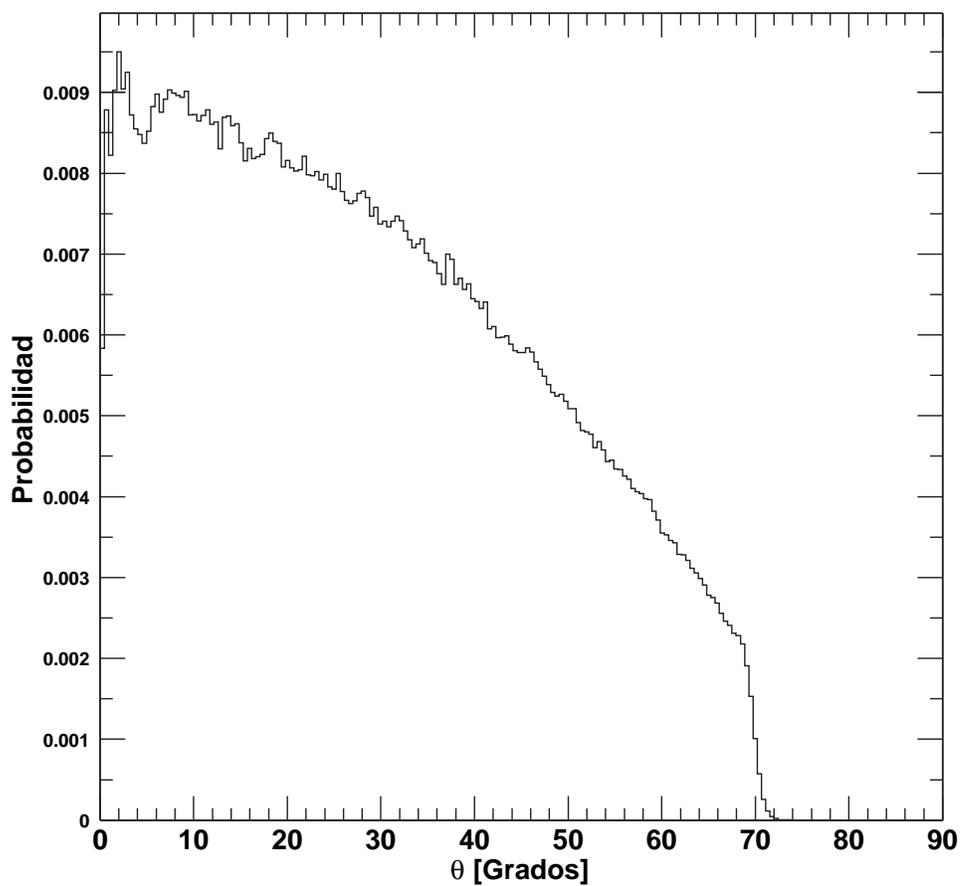


Figura 4.12: Ángulo cenital, Teta, de los muones simulados. El eje y está normalizado al total de muones.

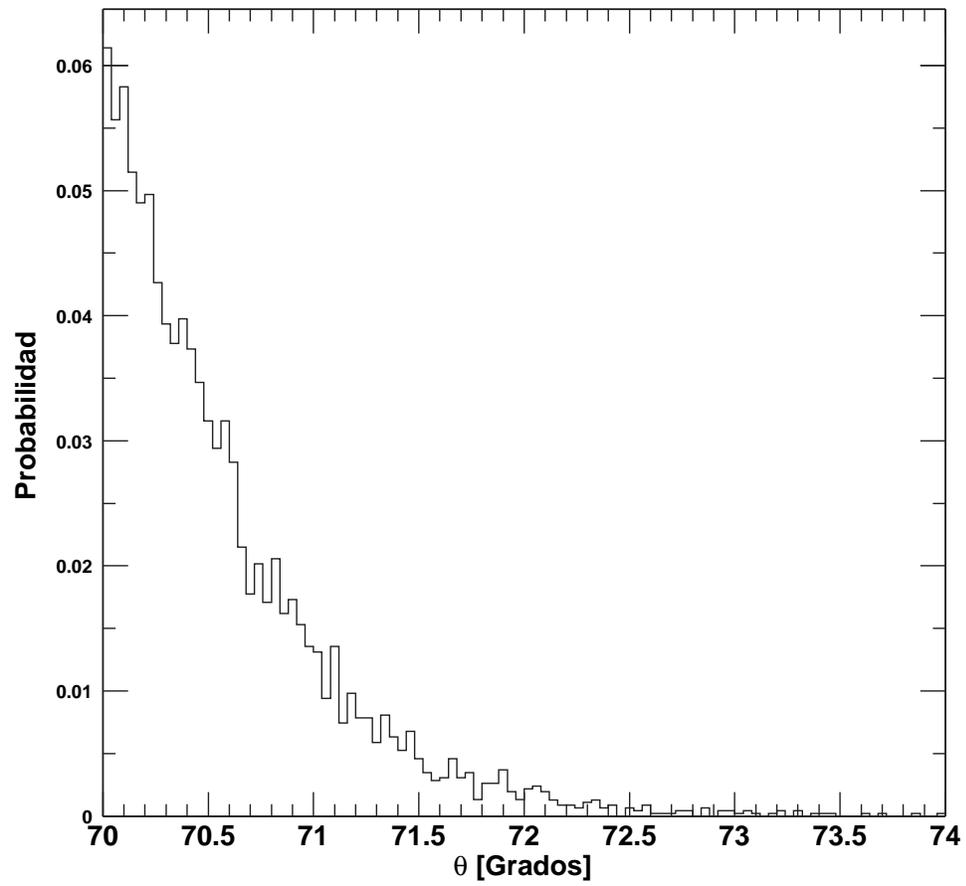
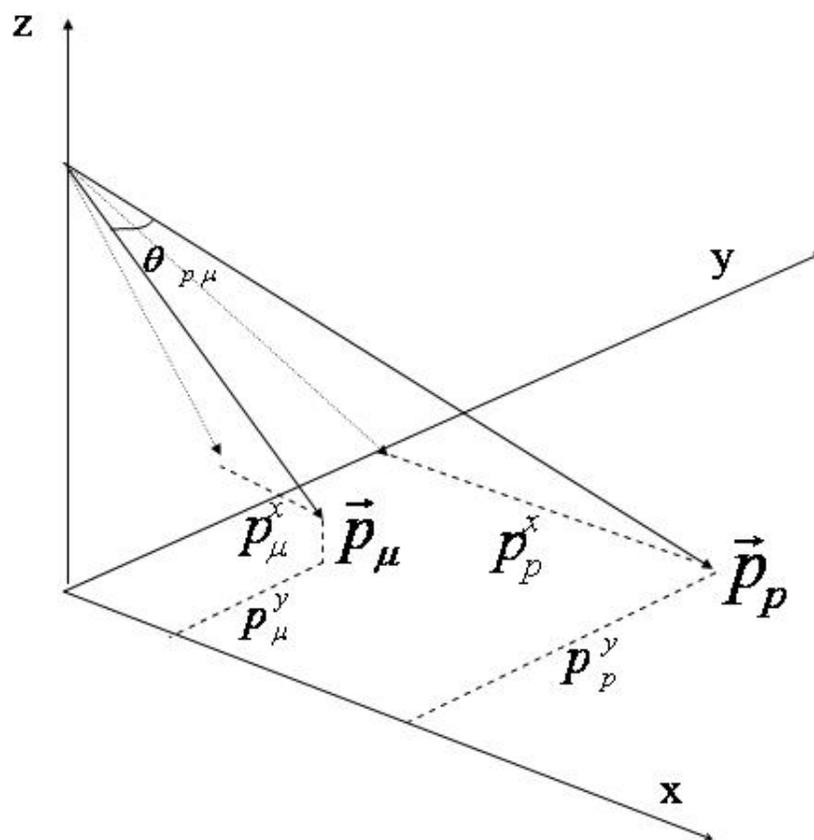


Figura 4.13: Ángulo cenital, Teta, de los muones simulados. El eje y está normalizado al total de muones.



..

Figura 4.14: Ángulo entre protón y muon, el eje vertical se encuentra normalizado al total de muones.

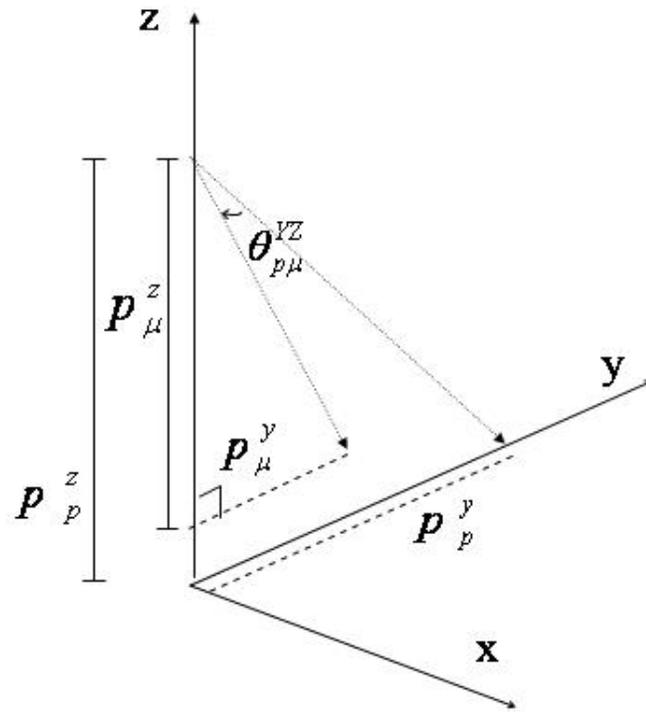


Figura 4.15: Ángulo entre protón y muon, proyección en el plano YZ. Este plano es perpendicular al campo geomagnético.

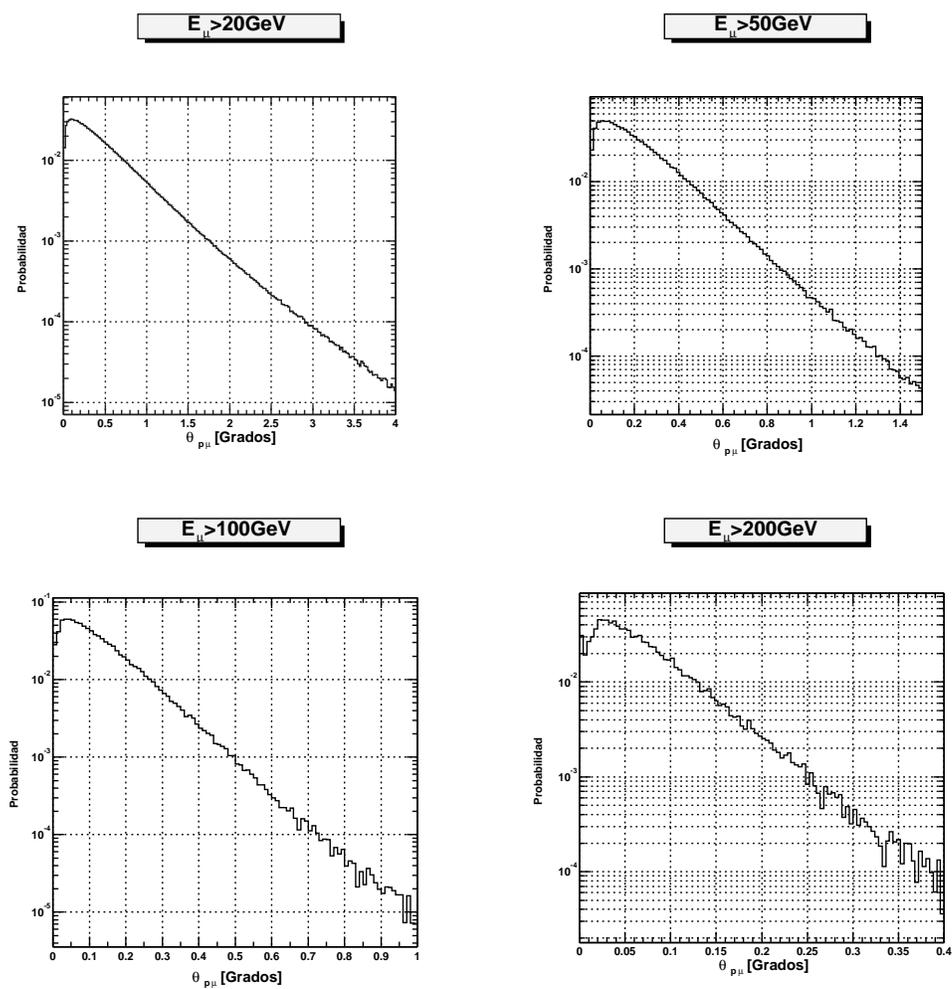


Figura 4.16: Ángulo entre protón y muon, para varias energías mínimas de los muones.

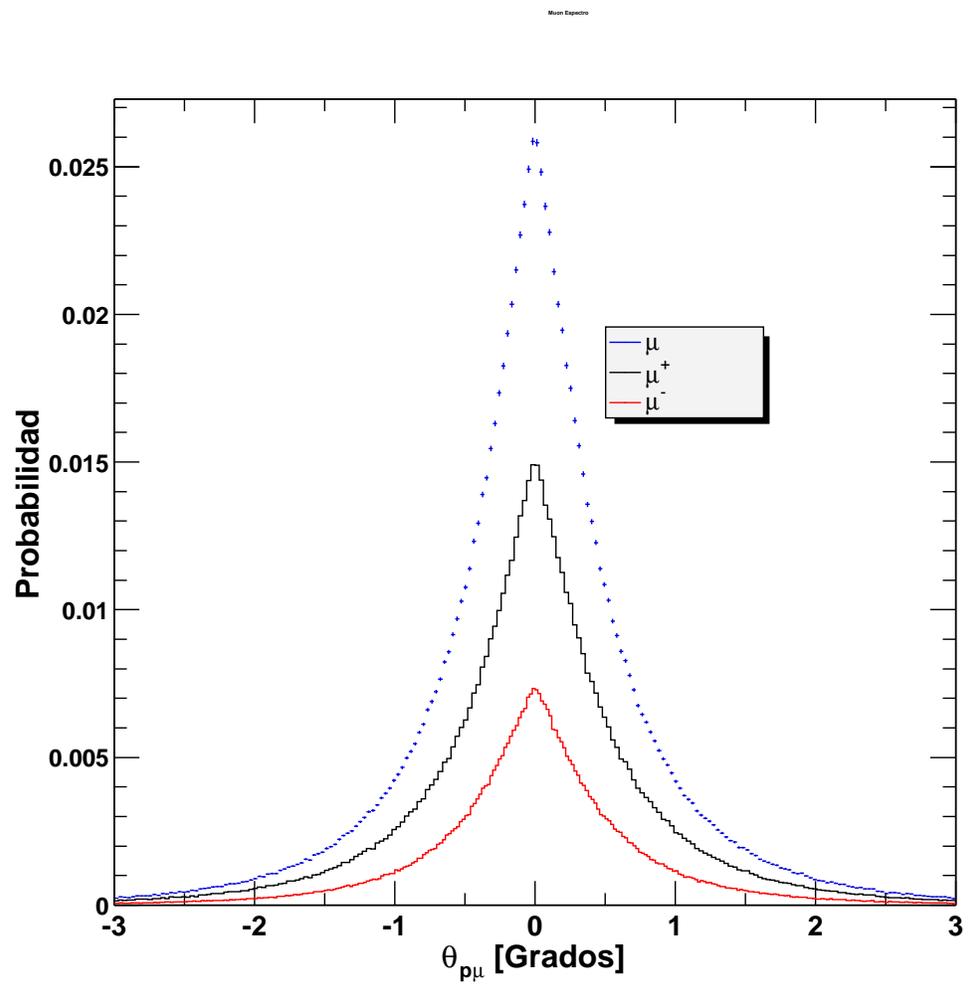


Figura 4.17: Ángulo entre protón y muon con al menos 20 GeV en el plano XZ, este plano es paralelo al campo geomagnético. Se muestran las contribuciones de los muones con carga positiva y negativa.

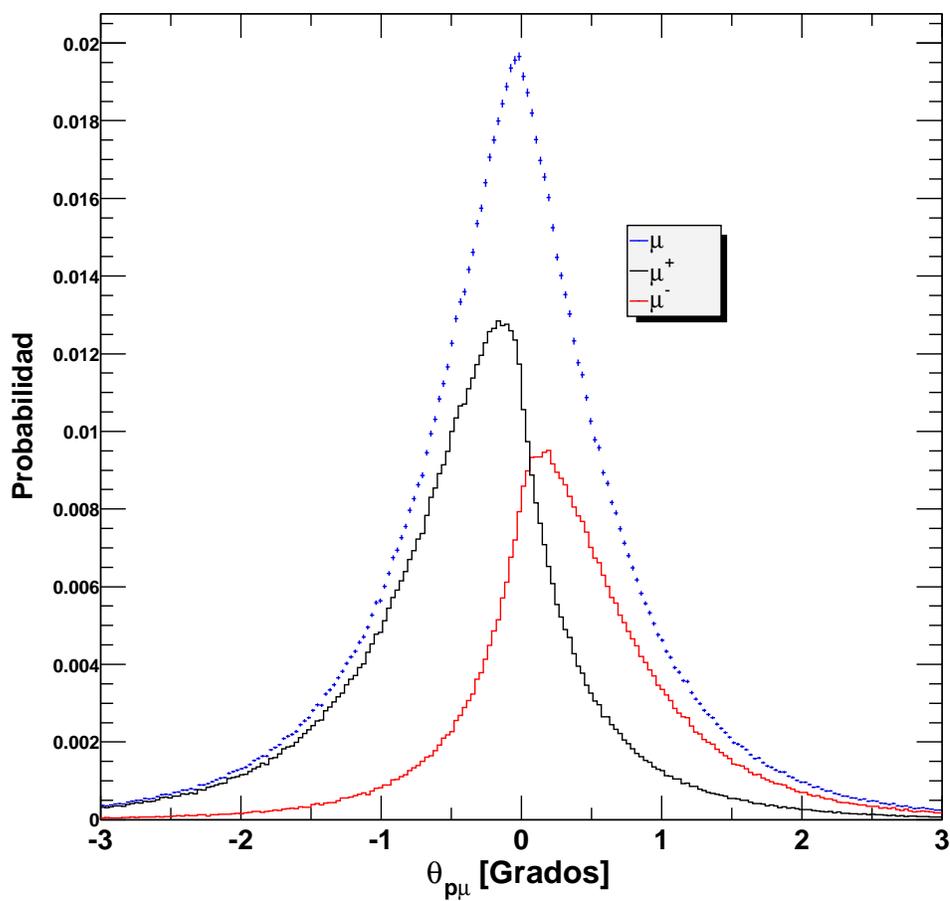


Figura 4.18: Ángulo entre protón y muon con al menos 20 GeV en el plano YZ, este plano es perpendicular al campo geomagnético.

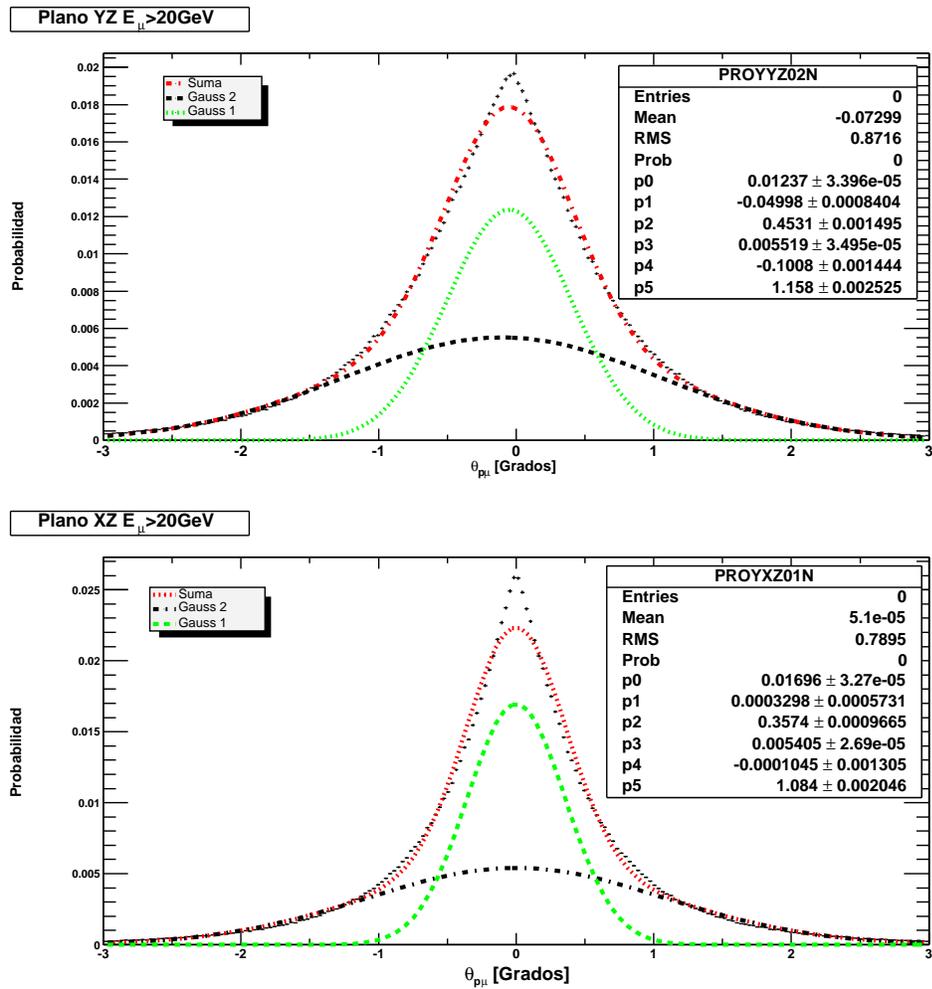


Figura 4.19: Distribuciones y ajustes gaussianos del ángulo entre protón y muon en el plano XZ y YZ para muones con al menos 20 GeV.

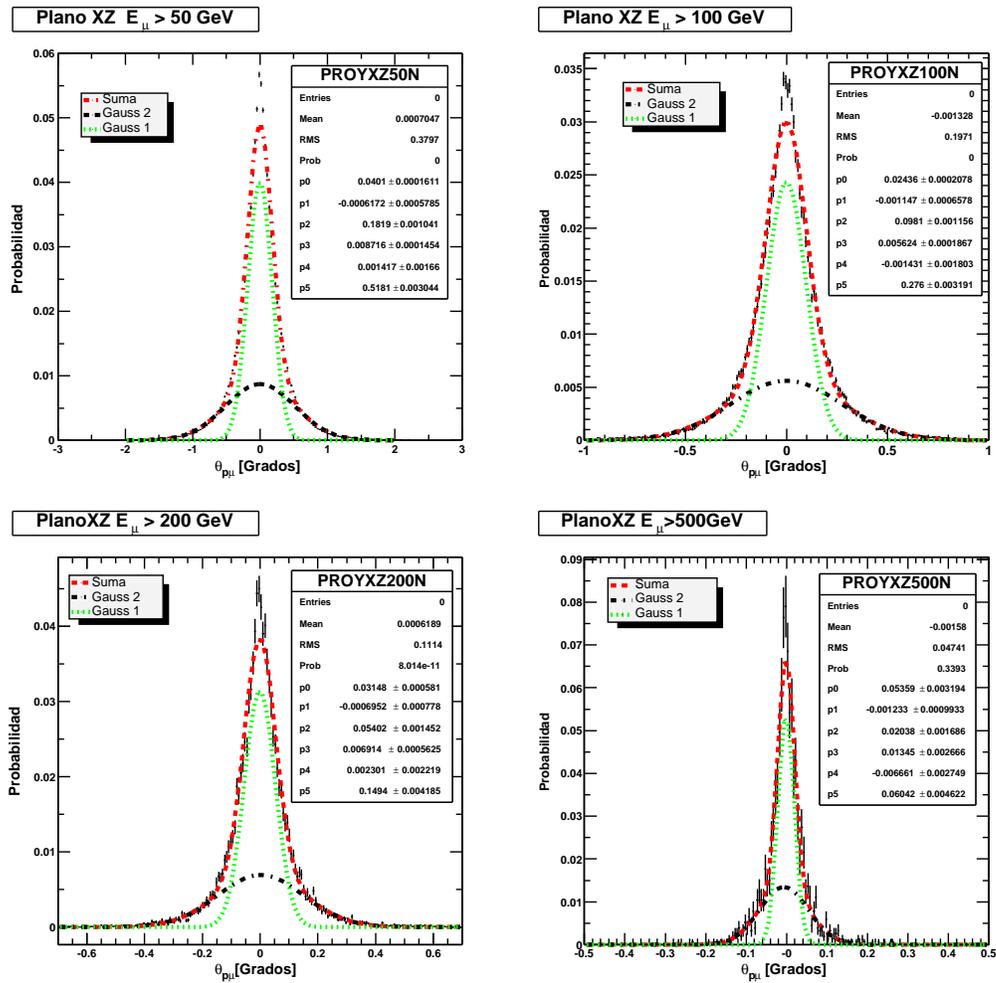


Figura 4.20: Distribuciones y ajustes gaussianos del ángulo entre protón y muon en el plano XZ para diferentes cortes de energía de los muones.

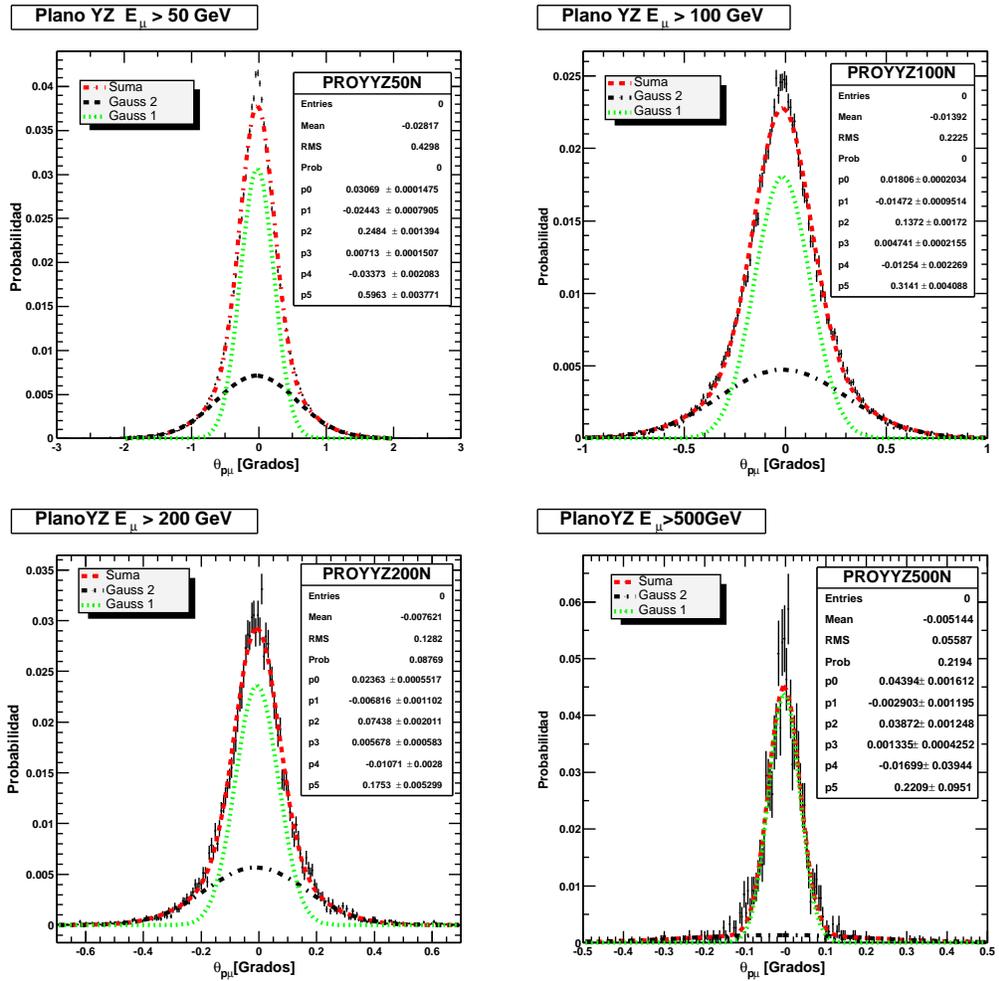


Figura 4.21: Distribuciones y ajustes gaussianos del ángulo entre protón y muon en el plano YZ para diferentes cortes de energía de los muones.

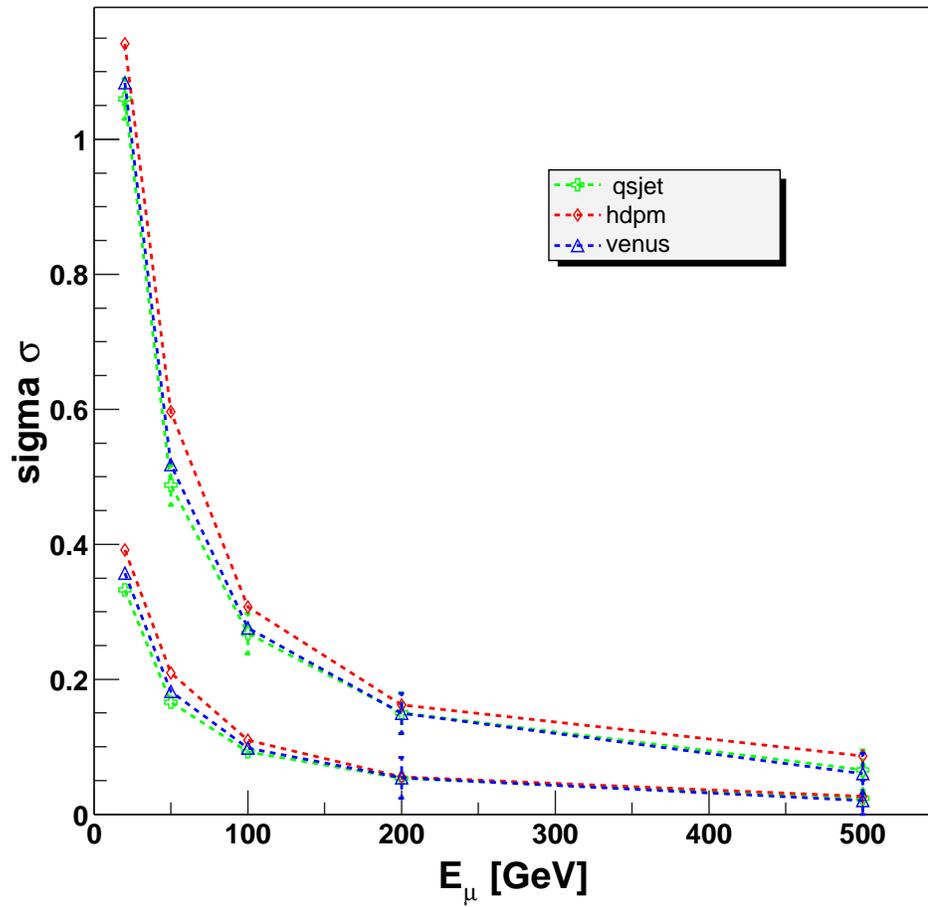


Figura 4.22: Variación, respecto a la energía mínima de los muones, de las sigmas de las funciones gaussianas de ajuste de las distribuciones angulares entre protón y muon. En el plano XZ para los tres modelos hadrónicos usados.

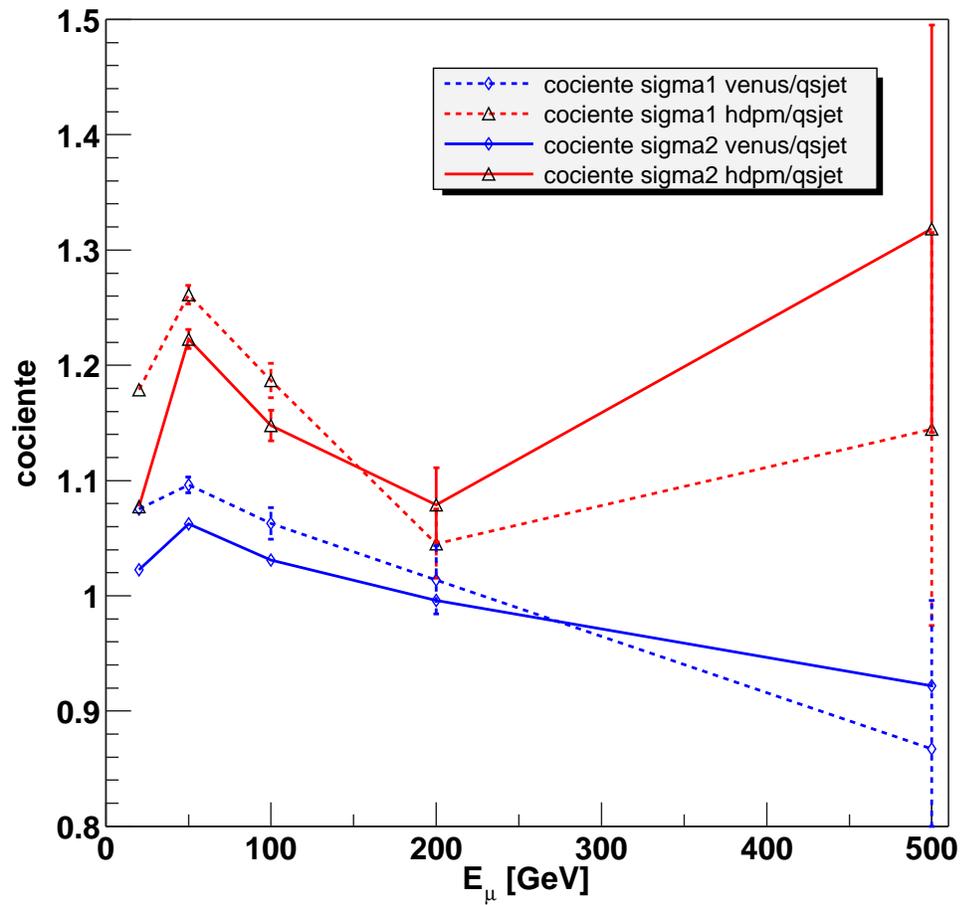


Figura 4.23: Variación del cociente de las sigmas de las gaussianas del ajuste de las distribuciones angulares entre protón y muon para varios modelos hadrónicos. En el plano XZ.

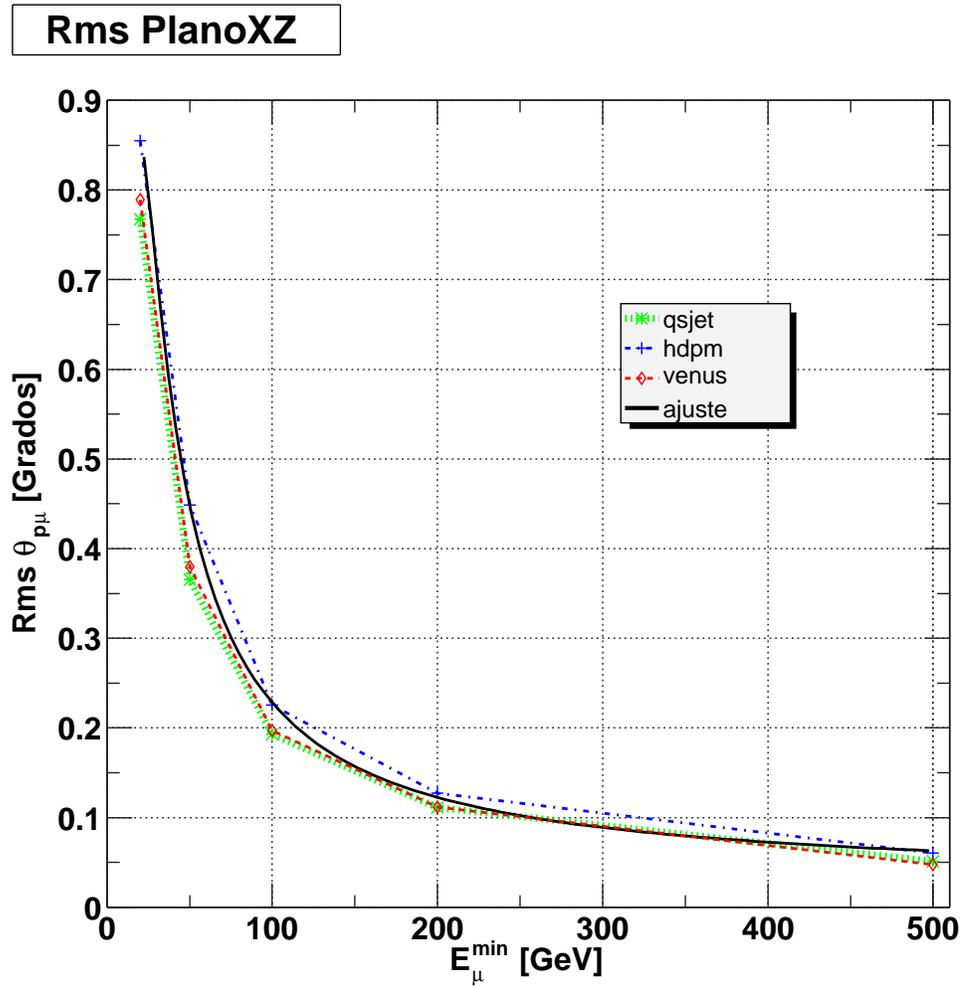


Figura 4.24: RMS del Ángulo entre protón y muon en el plano XZ (paralelo al campo geomagnético) Vs cortes de energía de los muones.

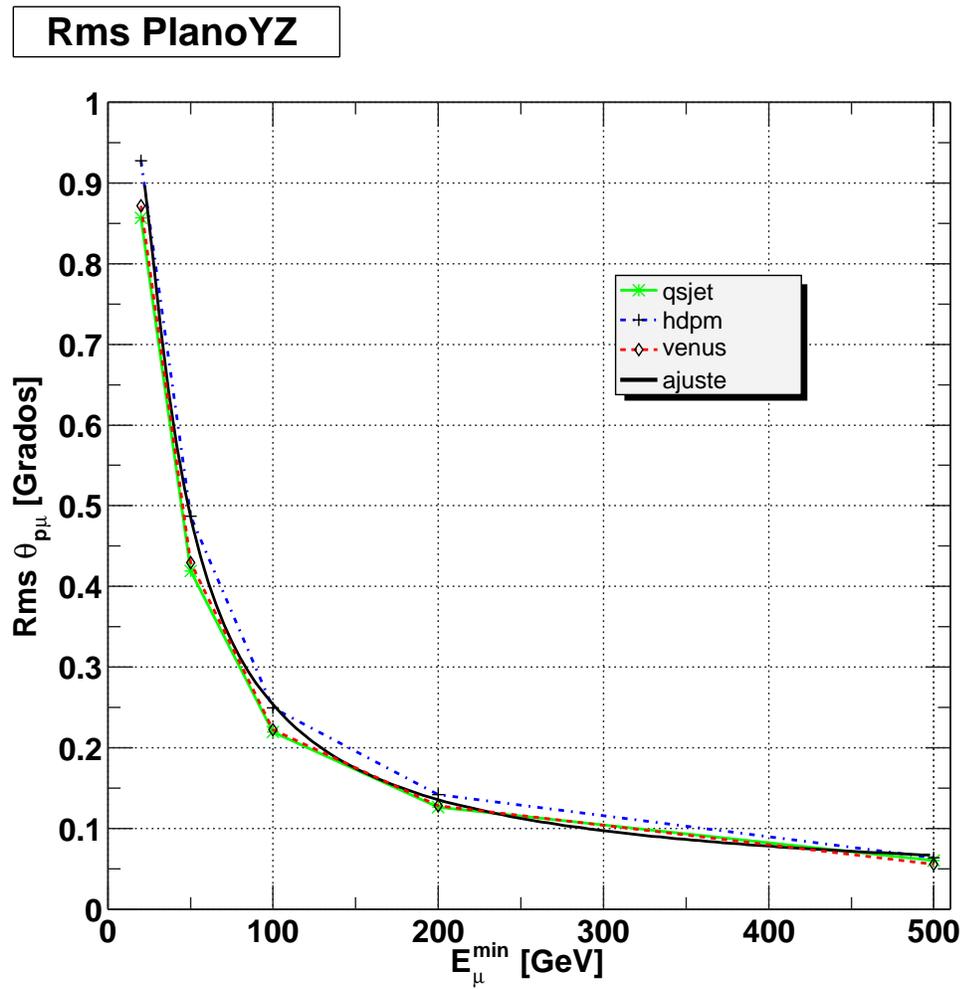


Figura 4.25: RMS del Ángulo entre protón y muon en el plano YZ (perpendicular al campo geomagnético) Vs cortes de energía de los muones.

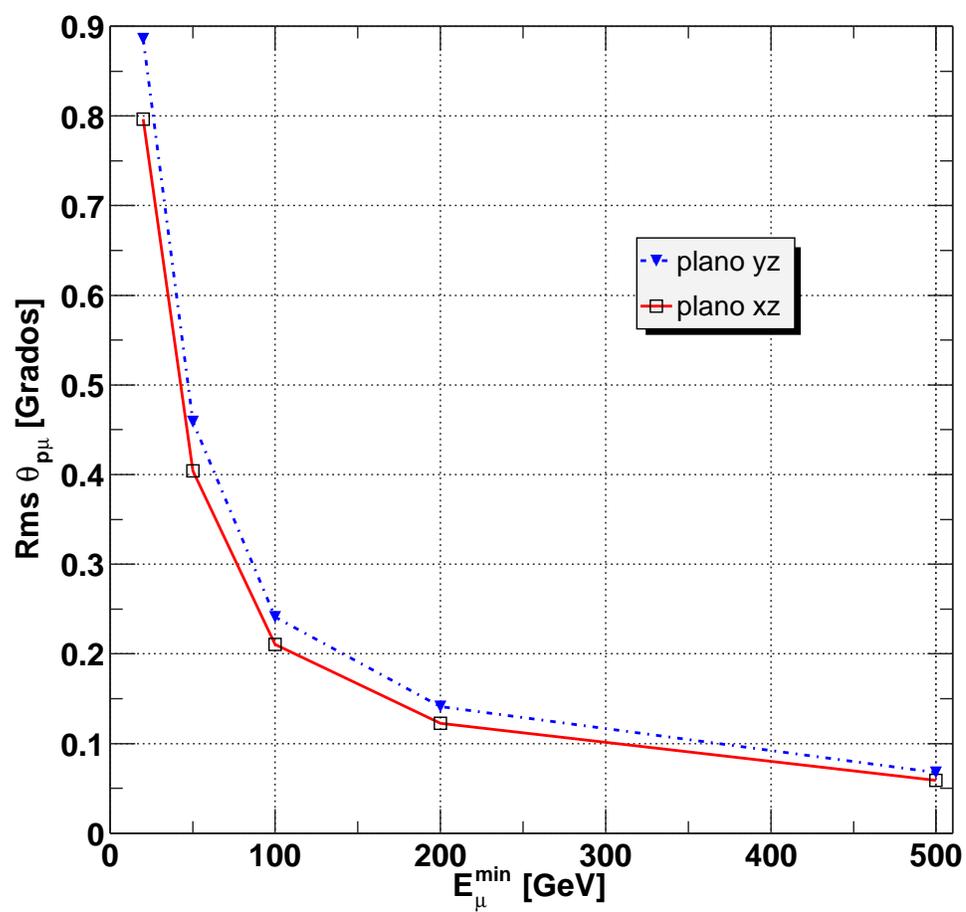


Figura 4.26: RMS del Ángulo entre hierro y muon Vs cortes de energía de los muones.

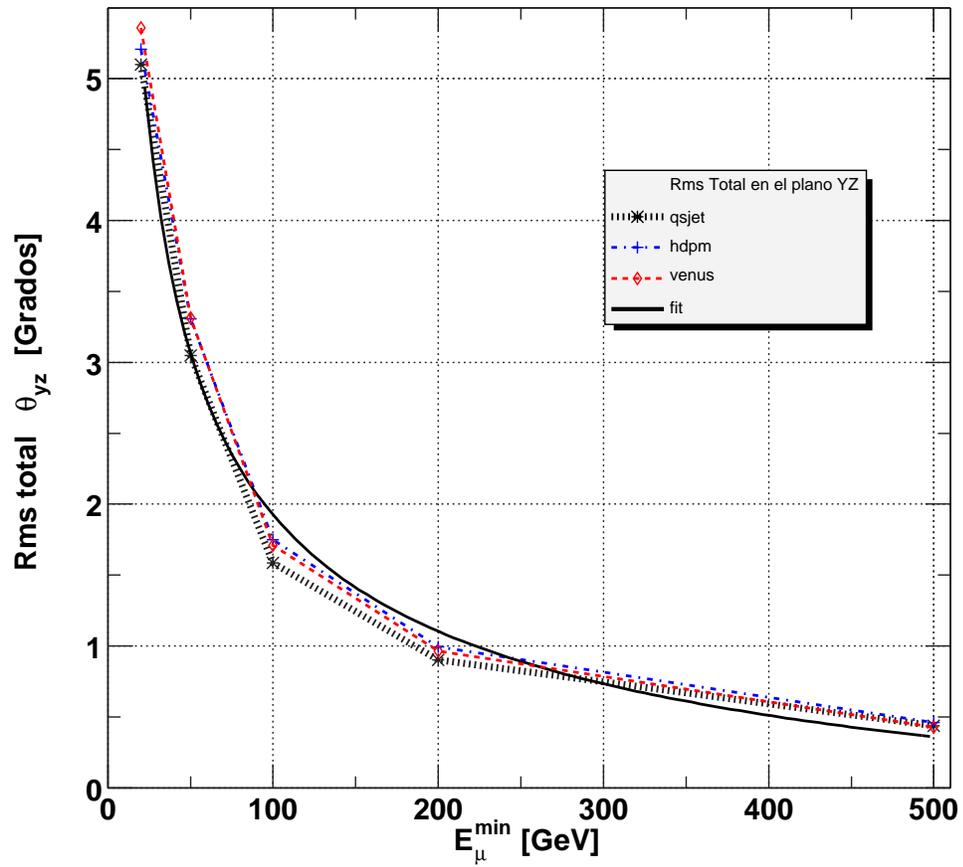


Figura 4.27: RMS total en el Plano YZ (perpendicular al campo geomagnético) de la distribución del ángulo entre la dirección del primario y la dirección de un muon secundario.

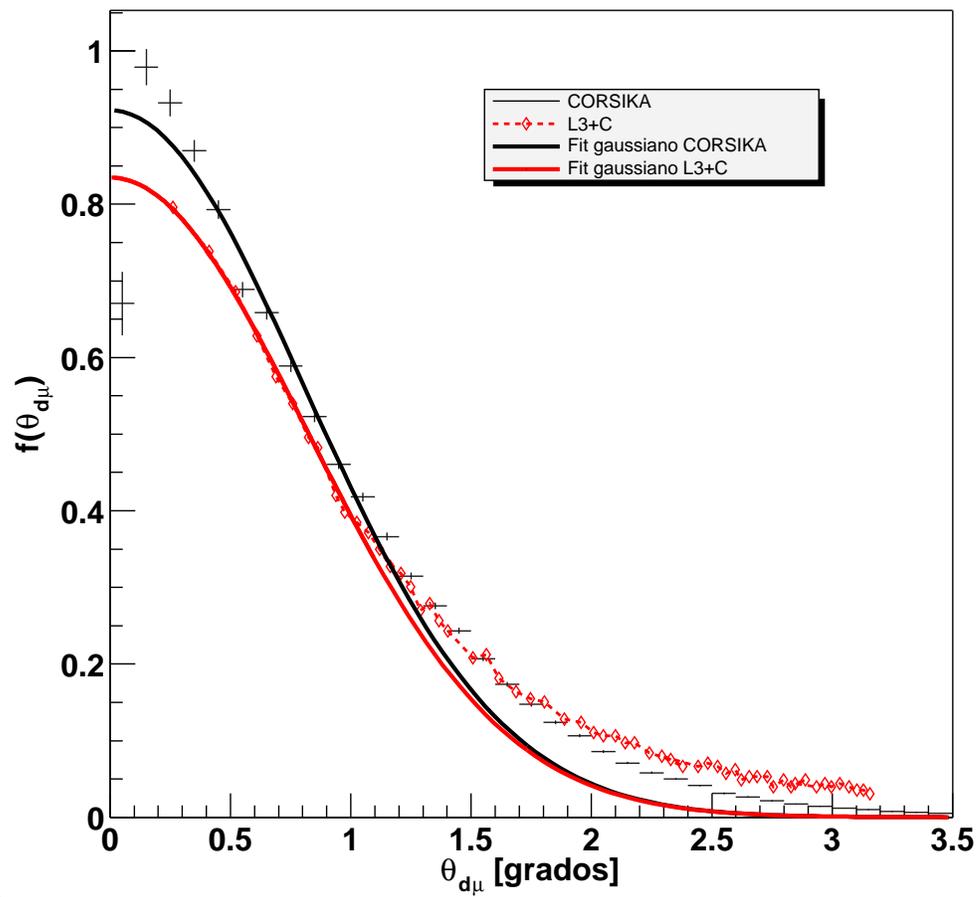


Figura 4.28: Distribución del ángulo entre dos muones de la misma cascada, datos de L3+C y simulaciones realizadas con CORSIKA. La energía de los muones es de al menos 50 GeV. El área debajo de las distribuciones es uno.

Capítulo 5

Conclusiones

Se encontró a través de simulaciones realizadas con CORSIKA, que la resolución máxima que se puede obtener al reconstruir la dirección de incidencia de un rayo cósmico primario, a través de la dirección de un sólo muon secundario de la cascada producida por el primario, es muy distinta según se observe en un plano paralelo al campo geomagnético o en un plano perpendicular a éste. De hecho asumiendo que la resolución en la dirección del primario está delimitada precisamente por los RMS de las distribuciones angulares entre la dirección del primario y el muon secundario (figuras 4.24 y 4.27). En el plano paralelo al campo geomagnético en el peor de los casos cuando la energía del muon (E_μ^{min}) es no menor a $20GeV$ la resolución en la dirección del primario máxima que se puede obtener es de 0.85° y para $E_\mu^{min} = 500GeV$ es de 0.05° . De hecho esta resolución varía con E_μ^{min} de la forma:

$$RMS \propto (E_\mu^{min})^{-0.79} \quad (5.1)$$

Por otro lado en el plano perpendicular al campo geomagnético tenemos que la resolución a la que se puede aspirar es mucho menor que en el plano paralelo pues el campo geomagnético desvía mucho al primario de su dirección inicial, y en menor medida a los muones secundarios los cuales se desvían en direcciones contrarias según su carga eléctrica. Nuevamente considerando el peor de los casos estimados, para $E_\mu^{min} = 20GeV$ la resolución es no mejor a 5° . Mientras que para $E_\mu^{min} = 500GeV$ la resolución es no mejor a 0.5° . La dependencia respecto a E_μ^{min} en este plano resulto ser:

$$RMS \propto (E_{\mu}^{min})^{-0,47} + constante. \quad (5.2)$$

Es importante hacer notar que en cualquiera de los dos planos al tomar $E_{\mu}^{min} = 200 GeV$ la resolución es de al menos un grado, esta resolución es característica de muchos experimentos tradicionales de EAS.

Por otro lado algunas diferencias se observaron entre los resultados obtenidos con los diferentes modelos hadrónicos usados. En particular para muones con energía debajo de $100 GeV$ al ajustar las distribuciones angulares entre protón y muon la sigma de las gaussianas es distinta entre modelos de forma perceptible, a más altas energías nuestra estadística en las simulaciones no es suficiente como para asegurar algo, (figuras 4.22 y 4.23).

Finalmente, de forma adicional en el proceso para encontrar las resoluciones arriba mencionadas, se estimó la dependencia de la desviación del primario por un campo geomagnético respecto a su dirección de incidencia. Al analizar simulaciones previas considerando un modelo IGRF del campo geomagnético se encontró que según el ángulo cenital θ_z con el que incide el primario (protón) las desviaciones pueden variar hasta en un 14%. De hecho si θ_d es el ángulo de desviación (en grados) por el campo geomagnético se obtuvo que:

$$\theta_d(\theta_z, E) = (1471.075 - 0.83362\theta_z + 0.18022\theta_z^2)/E[GeV]. \quad (5.3)$$

Apéndice A

A.1 Headers de CORSIKA

A continuación se muestran los headers del output de CORSIKA (Ver Fig.4.1) tal y como aparecen en el manual de CORSIKA [23].

Run header sub-block: (once per run)	
No. of word	Contents of word (as real numbers R*4)
1	'RUNH'
2	run number
3	date of begin run (yymmdd)
4	version of program
5	number of observation levels (maximum 10)
5 + i	height of level i in cm
16	slope of energy spectrum
17	lower limit of energy range
18	upper limit of energy range
19	flag for EGS4 treatment of em. component
20	flag for NKG treatment of em. component
21	kin. energy cutoff for hadrons in GeV
22	kin. energy cutoff for muons in GeV
23	kin. energy cutoff for electrons in GeV
24	energy cutoff for photons in GeV
physical constants and interaction flags:	
24 + i	C(i), i = 1, 50
74 + i	0, i = 1, 20 (no longer used)
94 + i	CKA(i), i = 1, 40
134 + i	CETA(i), i = 1, 5
139 + i	CSTRBA(i), i = 1, 11
150 + i	0, i = 1, 104 (no longer used by CORSIKA, but reserved for KASCADE-CRES applications)
254 + i	AATM(i), i = 1, 5
259 + i	BATM(i), i = 1, 5
264 + i	CATM(i), i = 1, 5
270	NFLAIN
271	NFLDIF
272	NFLPIO+100×NFLPIF
273	NFLCHE+100×NFRAGM

Figura A.1: RUN HEADER

Event header sub-block: (once per event)	
No. of word	Contents of word (as real numbers R*4)
1	'EVTH'
2	event number
3	particle id (particle code or $A \times 100 + Z$ for nuclei)
4	total energy in GeV
5	starting altitude in g/cm^2
6	number of first target if fixed
7	z coordinate (height) of first interaction in cm (negative, if tracking starts at margin of atmosphere, see TSTART)
8	px momentum in x direction in GeV/c
9	py momentum in y direction in GeV/c
10	pz momentum in -z direction in GeV/c (pz is positive for downward going particles)
11	zenith angle θ in radian
12	azimuth angle ϕ in radian
13	number of different random number sequences (max. 10)
$11 + 3 \times i$	integer seed of sequence i
$12 + 3 \times i$	number of offset random calls (mod 10^6) of sequence i
$13 + 3 \times i$	number of offset random calls ($/ 10^6$) of sequence i
44	run number
45	date of begin run (yymmdd)
46	version of program
47	number of observation levels
$47 + i$	height of level i in cm
58	slope of energy spectrum
59	lower limit of energy range in GeV
60	upper limit of energy range in GeV
61	cutoff for hadrons kinetic energy in GeV
62	cutoff for muons kinetic energy in GeV
63	cutoff for electrons kinetic energy in GeV
64	cutoff for photons energy in GeV
65	NFLAIN
66	NFLDIF
67	NFLPI0
68	NFLPIF
69	NFLCHE
70	NFRAGM
71	x component of Earth's magnetic field in μT
72	z component of Earth's magnetic field in μT
73	flag for activating EGS4
74	flag for activating NKG
75	low-energy hadr. model flag (1.=GHEISHA, 2.=UrQMD, 3.=FLUKA)
76	high-energy hadr. model flag (0.=HDPM,1.=VENUS, 2.=SIBYLL, 3.=QGSJET, 4.=DPMJET, 5.=NEXUS)
77	CERENKOV flag ⁵⁹

Figura A.2: EVENT HEADER

Event header sub-block: (continued)	
No. of word	Contents of word (as real numbers R*4)
78	NEUTRINO flag
79	CURVED flag (0=standard, 2=CURVED)
80	computer flag (3=UNIX, 4=Macintosh)
81	lower edge of θ interval (in $^\circ$)
82	upper edge of θ interval (in $^\circ$)
83	lower edge of ϕ interval (in $^\circ$)
84	upper edge of ϕ interval (in $^\circ$)
85	Cherenkov bunch size in the case of Cherenkov calculations
86	number of Cherenkov detectors in x-direction
87	number of Cherenkov detectors in y-direction
88	grid spacing of Cherenkov detectors in x-direction in cm
89	grid spacing of Cherenkov detectors in y-direction in cm
90	length of each Cherenkov detector in x-direction in cm
91	length of each Cherenkov detector in y-direction in cm
92	Cherenkov output directed to particle output file (= 0.) or Cherenkov output file (= 1.)
93	angle (in rad) between array x-direction and magnetic north
94	flag for additional muon information on particle output file
95	step length factor for multiple scattering step length in EGS4
96	Cherenkov bandwidth lower end in nm
97	Cherenkov bandwidth upper end in nm
98	number i of uses of each Cherenkov event
98 + i	x coordinate of i^{th} core location for scattered events in cm
118 + i	y coordinate of i^{th} core location for scattered events in cm
139	SIBYLL interaction flag (0.= no SIBYLL, 1.=vers.1.6; 2.=vers.2.1)
140	SIBYLL cross-section flag (0.= no SIBYLL, 1.=vers.1.6; 2.=vers.2.1)
141	QGSJET interaction flag (0.=no QGSJET, 1.=QGSJETOLD, 2.=QGSJET01C)
142	QGSJET cross-section flag (0.=no QGSJET, 1.=QGSJETOLD, 2.=QGSJET01C)
143	DPMJET interaction flag (0.=no DPMJET, 1.=DPMJET)
144	DPMJET cross-section flag (0.=no DPMJET, 1.=DPMJET)
145	VENUS/NEXUS cross-section flag (0=neither, 1.=VENUSSIG, 2.=NEXUSSIG)
146	muon multiple scattering flag (1.=Molière, 0.=Gauss)
147	NKG radial distribution range in cm
148	EFRCTHN energy fraction of thinning level hadronic
149	EFRCTHN·THINRAT energy fraction of thinning level em-particles
150	actual weight limit WMAX for thinning hadronic
151	actual weight limit WMAX·WEITRAT for thinning em-particles
152	max. radius (in cm) for radial thinning
153	inner angle of viewing cone VIEWCONE (in $^\circ$)
154	outer angle of viewing cone VIEWCONE (in $^\circ$)
155...273	not used

Figura A.3: EVENT HEADER (CONTINUACIÓN)

Particle data sub-block : (up to 39 particles, 7 words each)	
No. of word	Contents of word (as real numbers R*4)
$7 \times (n - 1) + 1$	particle description encoded as: part. id $\times 1000$ + hadr. generation ⁶⁰ $\times 10$ + no. of obs. level
$7 \times (n - 1) + 2$	px, momentum in x direction in GeV/c
$7 \times (n - 1) + 3$	py, momentum in y direction in GeV/c
$7 \times (n - 1) + 4$	pz, momentum in -z direction in GeV/c
$7 \times (n - 1) + 5$	x position coordinate in cm
$7 \times (n - 1) + 6$	y position coordinate in cm
$7 \times (n - 1) + 7$	t time since first interaction (or since entrance into atmosphere) ⁶¹ in nsec [for additional muon information: z coordinate in cm]
	for $n = 1 \dots 39$ if last block is not completely filled, trailing zeros are added

Run end sub-block : (once per run)	
No. of word	Contents of word (as real numbers R*4)
1	'RUNE'
2	run number
3	number of events processed
4...273	not used yet

Figura A.4: PARTICLE HEADER

A.2 Clases

Se muestran las clases utilizadas para la lectura del archivo de salida de CORSIKA. Estas clases se deben principalmente a Remy Reche [34].

A.2.1 Clase Particle

```
class PARTICLE {
private:

    int PartId;    Identidad de la partícula
    int Level;     nivel de observación
    float Eng;     energía total en GeV
    float Px,Py,Pz; momento en las direcciones x,y,z en GeV
    float Theta,Phi; ángulo zenital y azimut en radian
    float PosX,PosY; coordenadas de posición
    float ThetaX,ThetaY; projection angle

public:

    void INIT(float *ENTER);
    void INITPARTID(float *ENTER);
    int PARTID() {return PartId;}
    int LEVEL() {return Level;}
    float ENG() {return Eng;}
    float PX() {return Px;}
    float PY() {return Py;}
    float PZ() {return Pz;}
    float THETA() {return Theta;}
    float THETAX() {return ThetaX;}
    float THETAY() {return ThetaY;}
    float PHI() {return Phi;}
    float X() {return PosX;}
    float Y() {return PosY;}
};

void PARTICLE::INIT(float *ENTER) {
```

```
float radian=180./PI;

Px=*(ENTER);
Py=*(ENTER+1);
Pz=*(ENTER+2);
PosX=*(ENTER+3);
PosY=*(ENTER+4);

Eng=sqrt(Px*Px+Py*Py+Pz*Pz);
Theta=atan(sqrt(Px*Px+Py*Py)/Pz)*radian;
ThetaX=atan2(Px,Pz)*radian;
ThetaY=atan2(Py,Pz)*radian;
Phi=atan2(Py,Px);
if(Phi<0) Phi+=2*PI;
Phi*=radian;

}

void PARTICLE::INITPARTID(float *ENTER) {
    PartId=int(*ENTER)/1000;
    Level=int(*ENTER)%10;
};
```

A.2.2 Class Event

```
class EVENT {
private:

    int NuEvt;    event number
    int PartId;  // particule ID
    float Eng;   // total energy in GeV
    float Px,Py,Pz; // momentum in x,y,z direction in GeV
    float Theta,Phi; // zenith and azimuth angle in radian

public:

    void INIT(float *ENTER);
    float ENG() {return Eng;}
```

```
float PX() {return Px;}
float PY() {return Py;}
float PZ() {return Pz;}
float THETA() {return Theta;}
float PHI() {return Phi;}
void INITNBPART(float *ENTER);
int NUEVT() {return NuEvt;}
};

void EVENT::INIT(float *ENTER) {
    float radian=180/PI;

    NuEvt=int(*(ENTER+1));
    PartId=int(*(ENTER+2));
    Eng=*(ENTER+3);
    Px=*(ENTER+7);
    Py=*(ENTER+8);
    Pz=*(ENTER+9);
    Theta=*(ENTER+10)*radian;
    Phi=*(ENTER+11)*radian;
}
```

A.2.3 Clase RUN

```
class RUN {
private:

    int NbRun; // run number
    int NbObL; // number of obsevation levels
    float *HeLe; // height of levels
    int NbEvent; // number of events processed
    float Slope; // slope of enrgy spectrum
    float LowEng; // lower limit of energy range

    float UppEng; // upper limit of energy range
```

```
public:

    void INIT(float *ENTER);
    float HELEV(int IND); // get the height of level IND
    void INITNBEVENT(float *ENTER);
    int NBOBL() {return NbObL;}
    int NBRUN() {return NbRun;}
    int NBEVENT() {return NbEvent;}
    float SLOPE() {return Slope;}
    float LOWENG() {return LowEng;}
    float UPPENG() {return UppEng;}
};

void RUN::INIT(float *ENTER) {
    NbRun=int(*(ENTER+1));
    NbObL=int(*(ENTER+4));
    HeLe=new float[NbObL];

    for (int i=0;i<NbObL;i++) HeLe[i]=int(*(ENTER+5+i));
    Slope=float(*(ENTER+15));
    LowEng=float(*(ENTER+16));
    UppEng=float(*(ENTER+17));
}

float RUN::HELEV(int IND) {
    return HeLe[IND];
}

void RUN::INITNBEVENT(float *ENTER) {
    NbEvent=int(*(ENTER+2));
}
```

Bibliografía

- [1] Pijushpani Bhattacharjee, Gunter Sigl, Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays, Physics Reports, Vol. 327, Issue 3-4, Abril 2000, 109-247.
- [2] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. 16 (1996) 748.
- [3] G.T.Zatsepin y V.A. Kuzmin, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 4 (1966) 114 [JETP. LETT. 4 (1966) 78].
- [4] Peter K.F. Grieder, COSMIC RAYS AT EARTH, Elsevier, Amsterdam - London 2001.
- [5] Pierre Sokolsky, INTRODUCTION TO ULTRAHIGH ENERGY COSMIC RAY PHYSICS, Addison-Wesley, Redwood City, California 1989.
- [6] V.S. Berezhinsky, X. V. Bulanov, V.A. Dogiel, V.L. Ginzburg y V.S. Ptuskin, Astrophysics of Cosmic Rays (North-Holland, Amsterdam, 1990).
- [7] T.K.Gaisser, COSMIC RAYS AND PARTICLE PHYSICS, Cambridge University Press, Cambridge England 1990.
- [8] S. Yoshida y H. Dai, J. Pys. G 24 (1998) 905.
- [9] A.G.K. Smith y R. W. Clay, Aust. J. Phys. 50 (1997) 827.
- [10] T. Antoni et. al, arXiv:astro-ph/040265 v1 27 Feb 2004.
- [11] T. Antoni et. al, arXiv:astro-ph/0312375 v1 15 Dec 2003
- [12] A.D. Erlykin et al., Astroparticle Physics 8 (1998) 283-292

-
- [13] L.W. Alvarez et al., Science 167 (1970) 832.
- [14] R. Alfaro et al., REVISTA MEXICANA DE FÍSICA 49 SUPLEMENTO 4, 54-59.
- [15] National Geophysical Data Center,
<http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA>
- [16] M. Amenomori et al., Observation.
- [17] S. Eidelman et al, Physics Letters B592, 1 (2004)
- [18] K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. 10, 63 (1960).
- [19] Bethe, H.A.: Molière's Theorey of Multiple Scattering, Phys. Rev. 89, 1256 (1953).
- [20] J. Kremer et al., Phys. Rev. Lett. 83, 4241 (1999).
- [21] P. Doll et al, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 14A (1990) 336.
- [22] D. Heck et. al., CORSIKA Physics Description, www-ik.fzk.de/corsika/physics_description/corsika_phys.html
- [23] D. Heck y J. Knapp, CORSIKA User's Guide, www-ik.fzk.de/corsika/usersguide/corsika_tech.html
- [24] J.Knapp, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 75A (1999) 89-98.
- [25] K. Werner, Phys. Rep. 232 (1993) 87
- [26] G. Battistoni, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 75A (1999) 99-108.
- [27] D. Heck, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 122 (2003) 451-454.
- [28] Geant Manual, CERN Program Library.
- [29] Phys. Rev. Lett. 93, 061101 (2004).
- [30] T. Hebbeker, C. Timmermans, Astroparticle Physics 18 (2002) 107-127.
- [31] Root Home Page, <http://root.cern.ch/>

- [32] Octavio Orozco, Reporte interno del Instituto de Física de la UNAM, comunicación personal.
- [33] P. Achard, et. al, Colaboración L3, *Astroparticle Physics* 23 (2005) 411-434.
- [34] Remy Reche, Reporte interno del Instituto de Física de la UNAM, comunicación personal.