



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS - DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Tesis presentada para optar al grado de Doctor de la Facultad de
Ciencias Exactas

**Estudios de composición primaria en base a
distribuciones temporales en el detector de superficie
del Observatorio Pierre Auger**

Cecilia Gisele Jarne

DIRECTOR: HERNAN WAHLBERG

Febrero 2015. La Plata, Buenos Aires - Argentina

Índice

1	Rayos cósmicos y lluvias de partículas secundarias	3
1.1	Historia de los rayos cósmico: orígenes y actualidad	3
1.2	Espectro de energía	6
1.3	Mecanismos de aceleración	9
1.4	Propagación	10
1.5	Fenomenología de las lluvias de partículas secundarias	12
1.5.1	Modelo de Heitler	13
1.5.2	Características de las interacciones hadrónicas en los parámetros de lluvias de partículas	16
1.5.3	Modelos de interacción hadrónica	18
2	El Observatorio Pierre Auger	21
2.1	Detector de fluorescencia	22
2.1.1	Monitoreo atmosférico	23
2.1.2	Sistema de trigger	24
2.2	Detector de superficie	27
2.2.1	Calibración	28
2.2.2	Aceptancia y apertura del detector de superficie	29
2.2.3	Sistema de trigger	29

2.3	Procesamiento de los datos: Software Offline	33
2.4	Extensiones del Observatorio Pierre Auger	34
2.4.1	Heat	34
2.4.2	AMIGA-Infill	36
2.4.3	AERA	36
2.4.4	Detección de microondas	37
2.5	El Observatorio y sus extensiones más allá del 2015	39
3	Reconstrucción de las lluvias y variables asociados a composición primaria	41
3.1	Reconstrucción a partir del detector de superficie	41
3.1.1	Selección de las estaciones	42
3.1.2	Reconstrucción geométrica	42
3.1.3	Función de distribución lateral	43
3.2	Reconstrucción a partir del detector de fluorescencia	46
3.2.1	Determinación de la energía con FD	47
3.3	Calibración híbrida de energía	48
3.4	Variables para el análisis de la composición primaria	49
3.4.1	Profundidad atmosférica del máximo de partículas	49
3.4.2	Contenido muónico	50
3.4.3	Risetime	51
3.4.4	Asimetría en el risetime	52
4	Resultados obtenidos por el Observatorio Pierre Auger	55
4.1	Profundidad del máximo de la lluvia	55
4.2	Profundidad de producción de muones	58
4.3	Flujo de neutrinos y fotones	58

4.4	Direcciones de arribo	60
4.5	Sección eficaz de interacción	61
4.6	Resumen de los resultados	63
5	Estudios de la respuesta del detector de superficie en periodos largos de tiempo	65
5.1	Variables de monitoreo del detector de superficie	66
5.1.1	Alto voltaje de la fuente	67
5.1.2	Relación dinodo-ánodo (RDA)	69
5.1.3	Área equivalente a 1 VEM	72
5.1.4	Pico del histograma asociado a 1 VEM	73
5.2	Ganancia de los PMTs	75
5.3	Resumen de los resultados	78
6	Estudios del risetime a 1000 m del punto de impacto de la lluvia	79
6.1	Definición del parámetro R_{1000}	80
6.1.1	Posibles parametrizaciones para obtener R_{1000}	81
6.2	Criterios de selección de las estaciones	83
6.2.1	Distancia al <i>core</i>	83
6.2.2	Señal	84
6.2.3	Parametrización de las incertezas del risetime	87
6.3	Eficiencia de reconstrucción de R_{1000}	89
6.4	Incertezas sobre el R_{1000}	90
6.5	Corrección por asimetría	93
6.5.1	Actualización de la corrección por asimetría en el risetime	93
6.5.2	Parametrización de la corrección	93
6.5.3	Aplicación de la corrección sobre los datos	98

6.6	Distribución de R_{1000}	101
6.6.1	Valor medio de la distribución de R_{1000}	102
6.6.2	RMS de la distribución de R_{1000}	107
6.6.3	RMS corregido por efecto del detector	111
6.7	Evolución de $\langle R_{1000} \rangle$ con la energía	113
6.8	Resultados y discusión	115
7	Estudios de las distribuciones de R_{1000}	117
7.1	Distribución centrada de R_{1000}	118
7.2	La cola de la distribución centrada de R_{1000}	122
7.3	Incertezas en el parámetro P_0	125
7.3.1	Efecto de las incertezas del R_{1000} sobre P_0	126
7.3.2	Incertezas sistemáticas en P_0 asociadas a la selección de las estaciones	126
7.3.3	Incertezas sistemáticas asociadas a la selección de los eventos	129
7.4	Incerteza sistemática asociada a la energía reconstruida de las simulaciones	130
7.5	Resumen de las incertezas sistemáticas	130
7.6	Resultados y discusión	131
8	Tratamiento estadístico de la distribución centrada de R_{1000}	137
8.1	Método de contrastación de hipótesis	137
8.1.1	Elección de la región crítica: Lema de Neyman y Pearson	139
8.1.2	Significancia estadística	139
8.2	Estadística de prueba utilizada en las distribuciones de R_{1000}	140
8.3	Estudios de sensibilidad del método a $E = 10^{19}$ eV	143
8.4	Resultados	146
9	Conclusiones	149

Agradecimientos

163

Introducción

Los rayos cósmicos son partículas que llegan constantemente a la atmósfera de la Tierra desde el espacio. Las primeras observaciones de rayos cósmicos datan de 1912. El flujo de estas partículas depende de la energía y varía desde una partícula por metro cuadrado por segundo a energías de $10^{11}eV$ a menos de 1 partícula por km^2 por siglo a energías de $10^{20}eV$ [1].

Al ingresar a la atmósfera de la Tierra, los rayos cósmicos interactúan con los átomos en la atmósfera y producen cascadas de partículas secundarias. Este fenómeno se conoce como lluvias extensas de partículas, o en inglés *Extensive Air Showers* (EAS). A partir de la detección de estas partículas secundarias es posible inferir las propiedades de la partículas primarias que iniciaron las lluvias.

Nuevos datos experimentales y una intensa actividad teórica han transformado a los rayos cósmicos ultranergéticos en uno de los temas centrales en física brindando tanto información de procesos astrofísicos como de física de partículas. El origen y la naturaleza de las partículas más energéticas del universo constituye uno de los interrogantes más importantes de la ciencia moderna. Diversos experimentos de rayos cósmicos estudian estos fenómenos en diferentes regiones de energía del primario. El Observatorio Pierre Auger es un experimento diseñado para responder estas cuestiones en la región del extremo final del espectro de energía. La característica principal del observatorio es su diseño híbrido, que utiliza dos técnicas complementarias de observación de las EAS: un arreglo de detectores de partículas de superficie y telescopios de fluorescencia.

El Observatorio Pierre Auger ha colectado datos desde el 2004 y con ello ha determinado la energía y dirección de arribo de los rayos cósmicos ultra energéticos. Sin embargo, aun queda por revelar la naturaleza de estas partículas, lo que ha motivado que la Colaboración Pierre Auger se encuentre abocada a esta cuestión. La composición de los rayos cósmicos de ultra alta energía es esencial para obtener información sobre el origen, las fuentes y la propagación de dichas partículas tanto en el medio galáctico como extragaláctico.

Los resultados de composición obtenidos en términos de la profundidad en la atmósfera

del máximo de la lluvia (X_{max}) [2] muestran discrepancias entre experimentos tales como HiRes [3], Telescope Array (TA) y el Observatorio Pierre Auger. Mientras que los datos obtenidos por HiRes son consistentes con una composición volviéndose liviana conteniendo sólo protones y helio a energías por encima de 10^{19} eV y los resultados de TA son compatibles con una composición de protón hasta $10^{19.4}$ eV [4], los datos del Observatorio Pierre Auger son compatibles con una composición liviana hasta 2×10^{18} eV y volviéndose pesada por encima de ese valor hasta 3×10^{19} eV, indicando posiblemente una composición mixta [1]. Por este motivo, desarrollar parámetros sensibles a composición independientes de la medida del X_{max} es de gran importancia y permite contrastar los resultados actuales obtenidos en términos de composición o respecto de los modelos de interacción hadrónica actualmente utilizados para la interpretación de los datos.

El presente trabajo de tesis se enmarca dentro de las actividades de investigación del Observatorio Pierre Auger. En particular, se estudió la posibilidad de utilizar un nuevo parámetro sensible a composición, que surge del estudio de las distribuciones de tiempos de arribo de las partículas secundarias en los detectores de superficie. La idea general consiste en utilizar el valor del risetime de las señales en los detectores de superficie a 1000 metros del punto de impacto de la lluvia (R_{1000}), estudiando la forma de las distribuciones obtenidas a partir de dicho parámetro. En el proceso de construcción del nuevo parámetro que describe la forma de las distribuciones de R_{1000} , se ha contribuido también a la optimización del cálculo del risetime y sus incertezas.

En el capítulo 1 del presente trabajo se introduce el marco teórico relacionado a los rayos cósmicos ultraenergéticos. Se presentará la física relacionada con las cascadas de partículas secundarias destacando las propiedades sensibles a composición primaria. En los capítulos 2 y 3 se describe el Observatorio Pierre Auger y el modo en que son detectadas las lluvias de partículas, dando una explicación detallada del funcionamiento del detector. En el capítulo 4 se mostrarán los resultados más relevantes obtenidos por la Colaboración del Observatorio Pierre Auger. A partir del capítulo 5 se describen los estudios específicos y originales realizados en el marco del presente trabajo de tesis. En el capítulo 5 se presentan los resultados de estudios de estabilidad a largo plazo del detector de superficie, fundamentales para todo análisis basado en los datos de dicho detector. En el capítulo 6, se presentan los resultados obtenidos para la optimización en el cálculo del risetime a 1000 metros así como las modificaciones que a partir de estos estudios se han incluido en el software de reconstrucción de las lluvias. El capítulo 7, contiene los estudios realizados sobre la distribución del risetime a 1000 metros y los parámetros que describen su forma, analizando su evolución en función de la energía. Se discuten también los resultados obtenidos. Finalmente en el capítulo 8 se presentan los resultados del análisis estadístico efectuado sobre las distribuciones completas de R_{1000} , y su discusión. Finalmente se presentan las conclusiones y perspectivas futuras a partir de esta tesis.

Capítulo 1

Rayos cósmicos y lluvias de partículas secundarias

1.1 Historia de los rayos cósmico: orígenes y actualidad

Los rayos cósmicos fueron descubiertos en 1912 por Victor Hess [5], quien estaba estudiando la razón por la cual las placas metálicas de los electros copios se descargaban espontáneamente. Para poner a prueba la hipótesis vigente que establecía que la causa de este fenómeno era la presencia de materiales radiactivos en las rocas, Victor Hess realizó entre 1911 y 1912 una serie de ascensos en globo, llevando consigo tres electros copios. Hess observó que a partir de cierta altura, los mismos tendían a descargarse más rápidamente. A partir de estos resultados descartó la hipótesis de la radiación en las rocas, y concluyó que la ionización del aire se debía a una radiación de origen cósmico.

Luego, en 1929, Dimitri Skobelztsyn publicó fotografías que obtuvo de rayos cósmicos pasando a través de cámaras de niebla, dispositivo que había sido inventado recientemente por Charles T.R. Wilson. En 1932 se desató un debate sobre la naturaleza de los rayos cósmicos. Robert Millikan sostenía la teoría de que los rayos cósmicos eran en realidad rayos gama provenientes del espacio [6], pero fue creciendo la evidencia que los rayos cósmicos eran en realidad, en su mayoría partículas cargadas energéticas.

En 1933 Carl Anderson bajo la dirección de Robert A. Millikan, descubrió trayectorias inesperadas en fotografías de su cámara de niebla. Las mismas correspondían a partículas con la misma masa del electrón, pero con carga opuesta. Anderson había descubierto la antimateria. Este descubrimiento fue publicado, corroborado por otros, y validado por la

predicción teórica de la existencia del positrón hecha por Dirac. De este modo Anderson obtuvo la primera evidencia directa de la existencia del positrón a partir de experimentos donde hacía incidir rayos gama contra otros materiales, generando pares electrón-positrón. Por este trabajo, en 1936 le es otorgado el premio nobel junto con Victor Hess.

A su vez Anderson había comenzado también a investigar los rayos cósmicos. En 1936 descubre el muón, creyendo al principio que había descubierto el Pión, partícula que había sido postulado por el físico japonés Yukawa Hidek. El posterior descubrimiento del pión se debe también a observaciones de rayos cósmicos llevadas a cabo en Chacaltaya (andes bolivianos) [7].

En 1938, Pierre Auger realizó un experimento colocando detectores de partículas en las alturas de los Alpes, donde notó que dos detectores colocados a muchos metros de separación indicaban simultáneamente la llegada de partículas. De este modo Auger descubre las lluvias de partículas secundarias, concluyendo que estas lluvias estaban compuestas de partículas subatómicas, creadas cuando una partícula muy energética llega a la atmósfera de la Tierra y colisiona con moléculas de aire, generando una cascada de partículas secundarias. Sobre la base de sus mediciones, Auger estimó que había observado rayos cósmicos con energías de 10^{15} eV, diez millones de veces más altas que cualquiera conocida hasta el momento [8].

En 1949 Enrico Fermi propuso una explicación para la aceleración de los rayos cósmicos: las partículas cargadas aumentan su energía al interactuar con nubes magnéticas que se mueven en el espacio [9]. Remanentes de supernovas podrían actuar como aceleradores para los rayos cósmicos de energías hasta aproximadamente 10^{15} eV. En la sección 1.3 se detallará más sobre dichos procesos.

Otro evento importante ocurre en los comienzos de los años 60. Arno Penzias y Robert Wilson descubrieron el fondo de radiación de microondas de baja energía, hoy conocida como radiación cósmica de fondo (CMB). El descubrimiento ocurrió en 1964 mientras trabajaban en un nuevo tipo de antena en los Laboratorios Bell en Holmdel, Nueva Jersey. Los resultados de sus análisis mostraron que la radiación cósmica de fondo observada se ajusta con un espectro de cuerpo negro a 2.7°K [10].

En 1966 Greisen, Zatsepin y Kuz'min estudiaron como los rayos cósmicos de origen extragaláctico interactúan con la radiación cósmica de fondo. La colisión de protones de 10^{20} eV con los fotones de 10^{-3} eV, produce energías de centro de masa por encima de los 1 GeV, o sea por encima del umbral de la fotoproducción de piones. Cualquier protón o núcleo que viaje desde su fuente hasta la Tierra más de 100 Mpc ¹, sufriría pérdidas de energía, e independientemente de su energía original, llegará a la Tierra con energías inferiores a 5×10^{19} eV, evidenciando un corte en el espectro de rayos cósmicos. Esta

¹1 pc = $3,0857 \times 10^{16}$ m

energía se conoce como la energía de corte GZK o *GZK cutoff* [11].

En 1991 la Colaboración High Resolution Fly's Eye observó un evento de rayos cósmicos que violaba el corte GZK, con una energía de $3 \times 10^{20} \text{ eV}$ [12]. Algunos eventos con energías de 10^{20} eV habían sido encontrados en años anteriores, pero éste era claramente el más energético.

En 1994 el grupo AGASA [13] en Japón presentó eventos con energías de aproximadamente 10^{20} eV . Los eventos de High Resolution Fly's Eye (HiRes) y AGASA eran mayores en energía que cualquiera visto antes, sin embargo existía una discrepancia en el flujo observado entre ambos. Mientras los resultados de HiRes eran compatibles con el corte GZK, AGASA observó eventos por encima de ese valor [1].

En 1995 se presentó el reporte de diseño del Observatorio Pierre Auger [14], el observatorio astronómico de rayos cósmicos de ultra alta energía más grande de la historia, diseñado para estudiar rayos cósmicos con energías por encima de 10^{18} eV . Este experimento fue diseñado para tratar de comprender el origen y composición de los rayos cósmicos. La construcción del sitio del hemisferio sur se inició rápidamente. Las primeras observaciones fueron realizadas en 2004. Finalmente el último detector se colocó en junio del 2008, completando el observatorio que ya había comenzado a funcionar años antes, mientras continuaba su construcción.

Existen actualmente otros experimentos de rayos cósmicos de ultra alta energía funcionando y en desarrollo de los cuales Telescope Array (TA) [15], por ejemplo, se encuentra adquiriendo datos desde 2008 y se han realizado las primeras comparaciones con los resultados de Auger, sin embargo la aceptación de este experimento aún es baja comparada con la de Auger como se puede observar en la Figura 1.1. TA es un experimento del tipo híbrido, y consiste de un detector de superficie de 507 centelladores desplegados en una grilla de 1.2 Km de separación y tres estaciones con detectores de fluorescencia apuntando hacia el arreglo de superficie [16].

Otros experimentos en etapa de desarrollo para la observación de rayos cósmicos son, por ejemplo, JEM-EUSO [18], un módulo diseñado para observar grandes volúmenes de la atmósfera de la Tierra para montar en la Estación Internacional Espacial a fin de estudiar rayos cósmicos con energías por encima de 10^{19} eV . Cabe mencionar también el experimento CTA [19] para el estudio de fotones, que actualmente se encuentra en proceso de decisión su ubicación siendo Argentina un país candidato para el sitio del Sur.

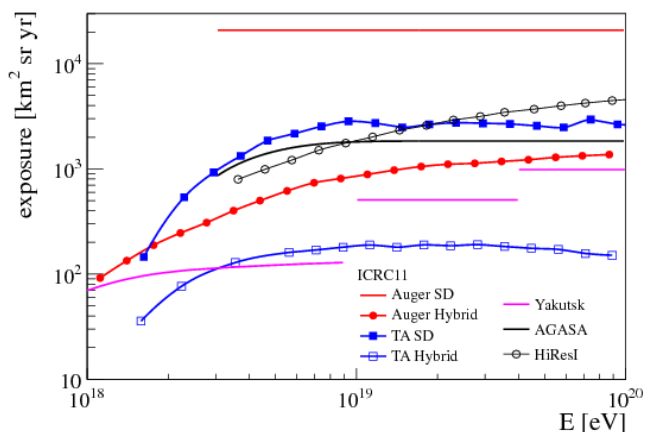


Figura 1.1: Aceptancia para los distintos experimentos de rayos cósmicos [17].

1.2 Espectro de energía

El espectro de energía de rayos cósmicos describe el flujo de partículas, por unidad de tiempo, por unidad de superficie y de ángulo sólido, como función de la energía. Se extiende por más de 13 décadas en energía, y 32 décadas en flujo. A bajas energías, menores que $10^{14} eV$, las partículas pueden ser detectadas directamente antes de que interactúen con la atmósfera, permitiendo identificar directamente el tipo de partícula primaria. A energías más altas, la detección de estas partículas es posible a partir de las lluvias de partículas secundarias que éstas inducen.

Los mecanismos de aceleración junto con los procesos de propagación a través del medio interestelar pueden explicar en forma cualitativa el rango completo de energía, sin embargo, los sitios de aceleración donde se producen estas partículas aún no han sido completamente determinados.

El flujo (J) es proporcional a $E^{-\gamma}$ siguiendo una ley de potencia. Cabe mencionarse que ésta es la dependencia esperada para partículas que se aceleran en forma estocástica, como es el caso del mecanismo de Fermi [9]. La Figura 1.2 muestra el espectro de rayos cósmicos multiplicado por $E^{2.6}$ para sustraer la enorme pendiente a lo largo de 7 órdenes de magnitud en el flujo y para señalar los cambios respecto al índice espectral. En dicha Figura se presentan los resultados obtenidos por diversos experimentos y aplicando distintas técnicas de detección. Se presentan también los últimos resultados para el espectro de rayos cósmicos en la región desde $10^{16} eV$ hasta $10^{20} eV$, combinando los resultados del Observatorio Pierre Auger, KASCADE-Grande [20], Telescope Array [21] y Tunka [22]. Puede apreciarse que a bajas energías el flujo está bien descrito por $J \sim E^{-2.7}$, mientras que energías por encima de $4 \times 10^{15} eV$ existe una disminución en

el valor de γ . Este quiebre en el espectro es conocido como **la rodilla**. Aquí la ley de potencia cambia el índice espectral de $\gamma \sim 2.7$ a $\gamma \sim 3$. Se considera que los rayos cósmicos en la región de la rodilla son acelerados a través de procesos de choque difusivos en remanentes de súpernova dentro de nuestra galaxia [23].

Existe también una coincidencia de la porción del espectro de la rodilla con un rápido incremento en la masa de los rayos cósmicos. La rodilla puede ser causada porque los aceleradores de rayos cósmicos galácticos alcanzan aquí su máxima energía o debido a la limitación de los campos magnéticos galácticos para confinar las partículas en la galaxia cuando alcanzan cierta energía. Como la aceleración es proporcional a la carga Z , la energía de la rodilla para cada especie primaria también lo es.

Se ha observado una segunda discontinuidad en el espectro, llamada **segunda rodilla**, a energías alrededor de $8 \times 10^{16} \text{ eV}$, donde el índice cambia a 3.3.

Existe otro punto del espectro donde se produce un cambio del índice espectral, este punto es conocido como **el tobillo**, alrededor de 4 EeV ². Existen varias hipótesis que intentan explicar este nuevo cambio. Una de ellas supone que a estas energías se produce la transición de origen galáctico a extragaláctico. La posición del tobillo sería la región donde las componentes galácticas y extragalácticas contribuyen por igual al flujo total [24–26]. También el tobillo podría ser explicado considerando que esta región del flujo tiene una composición mixta y que el tobillo es una región de transición [27]. Otra posible explicación es que la componente extragaláctica, compuesta principalmente por protones, comienza a dominar a baja energía. En este caso la transición de fuentes galácticas a extragalácticas ocurre a más baja energía. [28,29]. En este modelo, dado que los protones se propagan a través del espacio interactuando con la radiación cósmica de fondo de microondas y pierden energía por medio de la producción de pares $e^+ e^-$, el resultado correspondería con la supresión del flujo energías identificadas con el tobillo. Este modelo es conocido como Modelo de dip.

Si el flujo de rayos cósmicos a las energías más altas es de origen cosmológico, debería aparecer una supresión abrupta en el espectro alrededor de $5 \times 10^{19} \text{ eV}$ [1].

En la Figura 1.3 se muestran los resultados para el espectro de energía obtenidos por el Observatorio Pierre Auger, combinando los datos obtenidos por el detector de superficie (llamados en la Figura: SD-1500 *m*, infill SD-750 *m* y SD *inclined* obtenidos a partir del detector de superficie del Observatorio utilizando el arreglo completo, el infill y eventos inclinados) y eventos híbridos (Hybrid, es decir obtenidos por ambos detectores de superficie y fluorescencia) [30] donde se ve una clara supresión del flujo hacia el final del espectro.

² $1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$

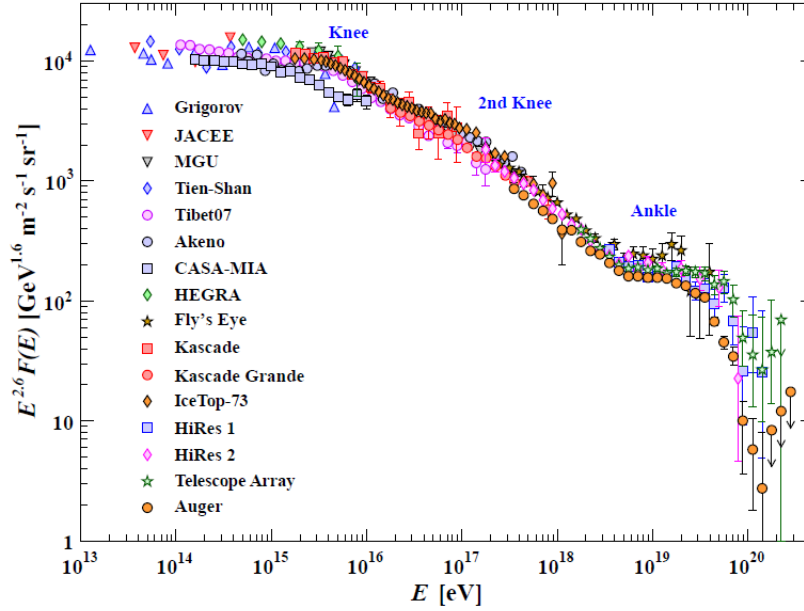


Figura 1.2: Espectro de energ3a de rayos c3smicos medido en distintos experimentos en el rango de energ3a desde 10^{13} eV a 10^{20} eV. El eje horizontal representa la energ3a de los rayos c3smicos primarios. El eje vertical es el flujo multiplicado por $E^{2.6}$ [1].

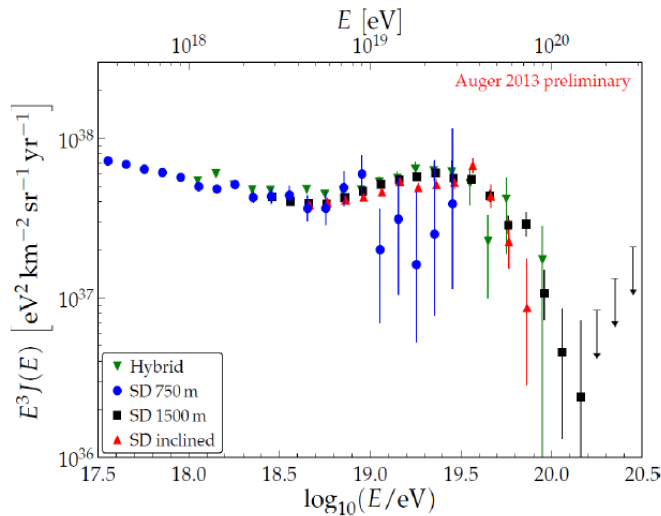


Figura 1.3: Espectro de energ3a de rayos c3smicos desde $10^{17.5}$ eV hasta $10^{20.5}$ eV. El eje horizontal representa la energ3a de los rayos c3smicos primarios. El eje vertical es el flujo multiplicado por E^3 . Se observan los resultados combinados de datos SD y eventos h3bridos.

1.3 Mecanismos de aceleración

El mecanismo de aceleración más aceptado de rayos cósmicos es el mecanismo de Fermi de primer orden, también conocido como aceleración en shocks difusivos. Este modelo fue propuesto por primera vez en la década del 70 [31]. Este fenómeno puede ocurrir en diferentes objetos astrofísicos donde se generen intensos campos electromagnéticos. Para incrementar su energía, las partículas necesitan estar confinadas en la región de aceleración. Las partículas quedan confinadas en estas regiones a causa de los campos magnéticos, lo que les permiten ganar energía a causa de las sucesivas interacciones.

A través de este mecanismo, las partículas ganan energía estocásticamente cuando pasan por una nube de plasma, independientemente si cruzan en la región *upstream* (a favor del flujo) o *downstream* (en contra). Las partículas pueden cruzar una y otra vez el shock, ganando energía en cada transición. Cuanto más tiempo permanezcan las partículas en la región alrededor del shock, podrán ganar más energía. Este mecanismo de aceleración transfiere hasta el 10% de la energía del shock a las partículas. Para shocks no relativistas, este modelo de aceleración predice un espectro de energía en la fuente con índice γ entre 2 y 2.5, y para shocks relativistas, $\gamma = 2.2$ o 2.3 en la fuente.

La combinación de la magnitud del campo magnético y el tamaño del sitio de aceleración limitan la máxima energía que los rayos cósmicos puedan obtener de un dado objeto astrofísico. Con respecto al campo magnético, la magnitud que refleja la deflexión que sufre una partícula en un campo magnético es el radio de Larmor o *giroradio*, $r_L = E/(ZeB)$, donde E y Z_e son la energía y la carga de la partícula respectivamente y B el campo magnético. El radio de Larmor para protones de energía de 10^{18} eV en el campo magnético galáctico ($B \sim 3 \mu\text{G}$), es $r_L \sim 1 \text{ Kpc}$, mayor que el espesor de nuestro disco galáctico ($\sim 200pc$) por lo que el campo magnético galáctico no puede confinar a estas partículas.

Partiendo de estas ideas, Hillas produjo el gráfico de la Figura 1.4 [32], donde se observa cuáles son los posibles aceleradores de rayos cósmicos de una dada composición a 10^{20} eV. Algunas fuentes donde las partículas podrían alcanzar estas energías son remanentes de supernova, púlsares, núcleos de galaxias activas (AGN) y *gamma-ray bursts*.

Para explicar las fuentes de rayos cósmicos de ultra alta energía se han considerado también modelos del tipo *top-down*. Estos modelos incluyen la producción de rayos cósmicos de ultra alta energía a través del decaimiento y aniquilación de partículas súper pesadas de materia oscura, o bien defectos topológicos. Estos modelos predicen una fracción de fotones y neutrinos que no es consistente con las observaciones realizadas en el Observatorio Pierre Auger. Dichos resultados se muestran en el capítulo 4, sección 1.

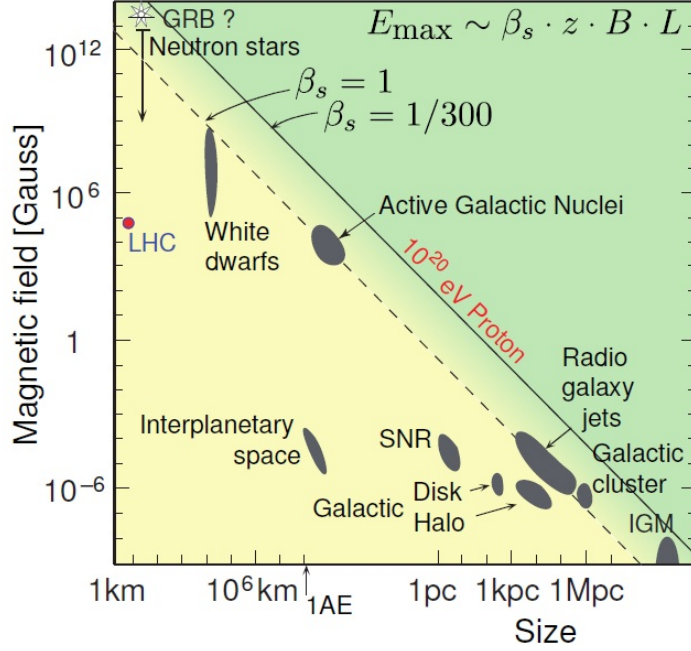


Figura 1.4: Tamaño y campo magnético de los posibles objetos astrofísicos que podrían ser fuentes y aceleradores de rayos c3smicos ultra energ3ticos. Se incluye tambi3n a la izquierda de la Figura el punto correspondiente al acelerador LHC. Los objetos bajo la diagonal no pueden acelerar protones hasta 10^{20} eV.

1.4 Propagaci3n

El 3ndice espectral se modifica cuando las part3culas se propagan a trav3s del medio gal3ctico o extragal3ctico principalmente por dos motivos. Primero, los rayos c3smicos extragal3cticos interactúan con los fotones del fondo de radiaci3n de microondas cuando se propagan en el espacio y segundo las part3culas cargadas son deflectadas por el campo magn3tico tanto gal3ctico como intergal3ctico.

Con respecto a las interacciones con el fondo de microondas, el efecto m3s importante a energ3as por encima de 10^{19} eV es la p3rdida de energ3a de los rayos c3smicos extragal3cticos al interactuar con la radiaci3n de fondo de microondas. Los mecanismos dominantes para la p3rdida de energ3a son, en el caso de protones, la creaci3n de piones ($p + \gamma \rightarrow \pi^+ + n$) o ($p + \gamma \rightarrow \pi^0 + p$) y la creaci3n de pares ($p + \gamma \rightarrow e^- + e^+ p$).

En el caso de n3cleos de masa A , los procesos importantes son la fotodesintegraci3n ($A + \gamma \rightarrow (A - 1) + N$) o ($A + \gamma \rightarrow (A - 2) + 2N$), donde N es un nucle3n (prot3n o neutr3n) y la producci3n de pares ($A + \gamma \rightarrow e^- + e^+ + A$) [33].

Con respecto a las interacciones de los rayos cósmicos debidas a los campos magnéticos, para el caso de partículas tales como electrones y positrones, éstos pierden energía por radiación de sincrotrón en su interacción con los campos magnéticos de origen galáctico y extragaláctico. Estas pérdidas dependen de la intensidad del campo magnético. Para protones y núcleos, la pérdida de energía por radiación sincrotrón es despreciable, por lo tanto el campo magnético sólo los deflecta en su propagación. Los rayos cósmicos de muy alta energía de origen extragaláctico se propagan en forma rectilínea, en cambio, los de baja energía se propagan en forma difusiva. En el caso de los protones a energías por debajo de 10^{19} eV, mientras que los núcleos de hierro se propagan difusivamente hasta energías del orden de 10^{19} eV. Se puede observar un ejemplo de esto en la Figura 1.5. Estas desviaciones en los campos magnéticos tiene consecuencias importantes para los estudios de dirección de arribo. Si se tienen protones con energías por encima del corte GZK con su origen en el volumen GZK (región con distancia menor que 100 Mpc desde la Tierra y con una conocida distribución anisotrópica de materia), se deberá observar una correlación con las posibles fuentes donde serían producidos y por lo tanto una anisotropía en la distribución de direcciones de llegada. En el caso de las partículas con Z mayores, el campo magnético puede afectar fuertemente a las trayectorias de los primarios [34].

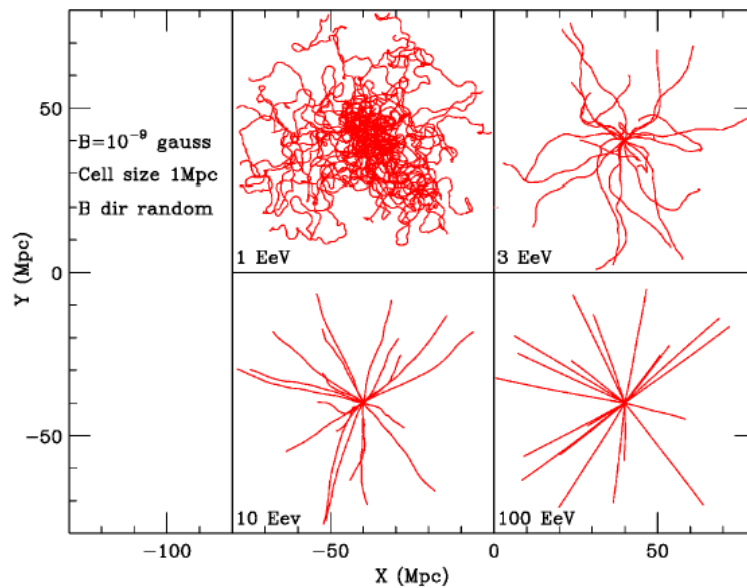


Figura 1.5: Trayectoria de protones de diversas energías provenientes de una fuente puntual para un campo magnético de $1nG$, orientado al azar [35].

1.5 Fenomenología de las lluvias de partículas secundarias

Las propiedades de los rayos cósmicos de ultra alta energía se deben inferir a partir de las características de las cascadas de partículas secundarias que estos generan, como se ya ha mencionado, debido a su bajo flujo.

Como la profundidad de la atmósfera excede 10 veces la distancia de interacción hadrónica para un protón, se puede pensar a la atmósfera como un calorímetro en el cual las partículas que llegan depositan su energía. La baja densidad de la atmósfera permite que las partículas secundarias se dispersen y viajen lo suficiente para poder ser colectadas y medidas en la superficie de la Tierra. La interacción de los rayos cósmicos en la atmósfera genera un amplio disco de partículas de pequeño espesor que se mueve prácticamente a la velocidad de la luz. Esta cascada es iniciada por la interacción de una partícula (fotón, núcleo o nucleón) de alta energía con un núcleo de aire de la atmósfera alta. Así, el número de partículas comienza a multiplicarse alcanzando un punto máximo a una profundidad denominada X_{max} , luego del cual comienza a atenuarse a medida que las partículas pierden energía en las interacciones y caen por debajo del umbral para la producción de nuevas partículas. Una representación esquemática de una EAS se observa en la Figura 1.6. Estas lluvias de partículas se caracterizan por tener un núcleo hadrónico, una componente muónica y otra electromagnética.

Cuando una partícula alcanza la atmósfera de la tierra, interactúa con las moléculas de aire a una distancia x desde la parte superior de la atmósfera. La profundidad atravesada está determinada por la distribución exponencial:

$$f(x) \propto e^{\frac{-x}{\lambda_{p-aire}}} \quad (1.1)$$

donde $\lambda_{p-aire} = \frac{m_{aire}}{\sigma_{p-aire}}$ es el libre camino medio, relacionado con la densidad media del aire ($m_{aire} = 24253.01 mb \times g/cm^2$) y la sección eficaz σ_{p-aire} .

En la primer interacción, son generadas un conjunto de partículas con energías muy altas. En estas primeras interacciones la fracción de energía transferida a la componente electromagnética de la lluvia fluctúa mucho. Esta fase es llamada fase de crecimiento de la lluvia. Luego de varias de estas interacciones una gran fracción de la energía es transferida a la componente electromagnética (90%) iniciando la fase de cascada. Esta fase está dominada por un gran número de partículas electromagnéticas de baja energía. En esta etapa una lluvia de partículas se comporta como un objeto bien definido con propiedades macroscópicas observables tales como el X_{max} .

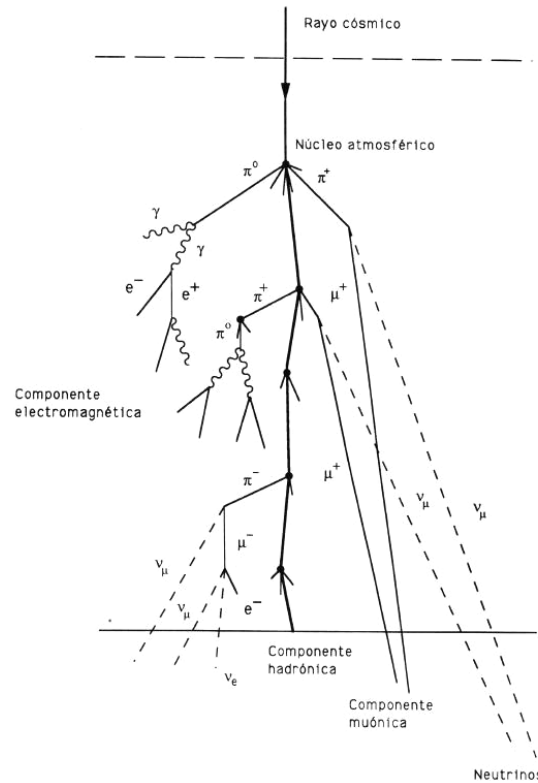


Figura 1.6: Esquema de una lluvia de partículas secundarias.

1.5.1 Modelo de Heitler

El modelo de Heitler es un modelo fenomenológico que permite describir cascadas de partículas secundarias iniciadas por un e^+ , e^- o γ con energía mayor que la energía crítica. Se define la energía crítica como aquella para la cual las pérdidas por ionización igualan a las pérdidas por bremsstrahlung (ecuación 1.2). Se puede observar un esquema del modelo en la Figura 1.7.

$$\left. \frac{dE_{ion}}{dx} \right|_{E=E_{crit}} = \left. \frac{dE_{brem}}{dx} \right|_{E=E_{crit}} \quad (1.2)$$

Las partículas recorrerán una distancia $X_0 = \lambda \times \ln 2$, hasta interactuar a través de la producción de pares o bremsstrahlung, donde $\lambda = 37 \text{ gr/cm}^{-2}$ es el recorrido libre medio para las partículas electromagnéticas en el aire [36]. En cada interacción, la energía de la partícula se divide en 2 y cada partícula producida se lleva la mitad de la energía. Entonces el número total de partículas se duplica en cada X_0 y la energía total se reparte

equitativamente entre todas las part3culas de la cascada: $N_n = 2^n$ y $E_n = \frac{E_0}{2^n}$, donde N_n es el n3mero de part3culas en la n -esima interacci3n.

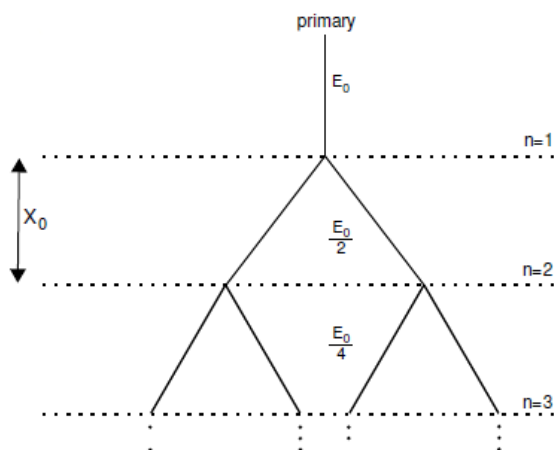


Figura 1.7: Modelo de Heitler para una lluvia iniciada por una part3cula electromagn3tica.

Cuando la energ3a por part3cula cae por debajo de la cr3tica (85 MeV en el aire) cesa la producci3n de part3culas y la energ3a restante se pierde por ionizaci3n. En este punto la cascada alcanza el m3ximo n3mero de part3culas

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_{crit}} \quad (1.3)$$

con el respectivo valor de profundidad dado por:

$$X_{max} = \lambda \ln \frac{E_0}{E_{crit}} \propto \ln E_0 \quad (1.4)$$

Aunque este modelo es demasiado simplificado, permite derivar la dependencia logar3tmica de X_{max} con la energ3a observada en los datos.

Una versi3n del modelo de Heitler que incluye las interacciones hadr3nicas, llamado Heitler-Matthews, se puede observar en la Figura 1.8 [37]. Se puede definir por analog3a la longitud de separaci3n para las interacciones hadr3nicas como $X_I = \lambda_I \ln 2$ con $\lambda_I = 120 \text{ gr/cm}^2$ para los piones en el aire. En este modelo, en cada interacci3n hadr3nica se producen N_{mult} part3culas de las cuales un tercio son π^0 y dos tercios son π^\pm . Los piones neutros decaen instant3neamente en dos fotones iniciando la cascada electromagn3tica.

La cascada hadrónica se detiene cuando la energía de los piones cargados cae por debajo de la crítica y decae en muones cargados y neutrinos. La energía crítica para los piones cargados es aproximadamente 20 GeV [38]. El número total de piones producidos es idéntico al número de π^\pm a la energía crítica E_{crit}^I :

$$N_\mu = N_\pi = \left(\frac{2}{3}N_{mult}\right)^{n_c} = \left(\frac{E_0}{E_{crit}^I}\right)^\beta \quad (1.5)$$

con $n_c = \frac{1}{\ln N_{mult}} \ln\left(\frac{E_0}{E_{crit}^I}\right)$, donde $\beta = \ln\left(\frac{2}{3}N_{mult}\right) / \ln(N_{mult}) \approx 0.9$.

Al comparar el modelo hadrónico de Heitler-Matthews con el modelo electromagnético de Heitler se puede ver como el valor de X_{max} se ha subestimado. Finalmente el valor de X_{max} se puede escribir como:

$$X_{max} = \lambda_I + X_0 \ln\left(\frac{E_0}{N_{mult} E_{crit}^{e.m.}}\right) \quad (1.6)$$

Donde X_{max} todavía depende de $\ln(E_0)$ pero también depende de la inversa del logaritmo de la multiplicidad N_{mult} .

Este modelo es aplicable a lluvias de origen bariónico, ya que están dominadas por procesos electromagnéticos. Para un protón esto implica que X_{max} depende logarítmicamente de la energía y N_{max} linealmente.

Para extender este modelo a núcleos primarios se puede aplicar el principio de superposición: considerar que el núcleo consiste en nucleones independientes de manera que una lluvia de núcleo A y energía E_A es considerada como A lluvias de protones de energía $\frac{E_A}{A}$. Aplicando esto a la Ecuación 1.4 se obtiene:

$$X_{max} \propto \ln\left(\frac{E_0}{A}\right) \quad (1.7)$$

El modelo de Heitler no tiene en cuenta que la partícula que origina la interacción (*leading particle*) se lleva parte de la energía que no estará disponible para la creación de nuevas partículas. De este modo podemos definir la elasticidad como la fracción de la energía total que contribuye a la producción de nuevas partículas.

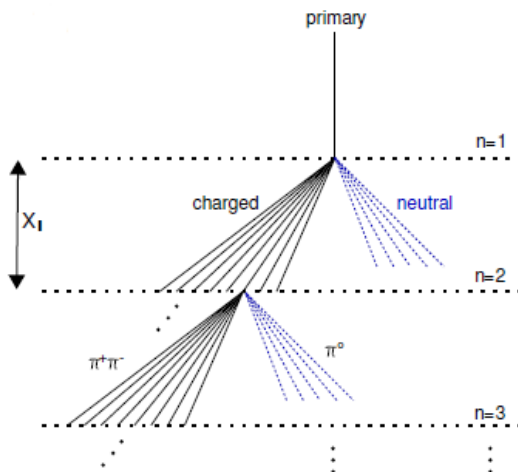


Figura 1.8: Modelo de Heitler para una lluvia iniciada por un hadrón.

$$k_{inel} = 1 - E_{max}/E_{tot} \quad (1.8)$$

Donde E_{max} es la energía que se lleva la *leading particle*. Así teniendo en cuenta la inelasticidad, se puede ver que el modelo de Heitler predice lluvias de partículas más profundas que las que en realidad ocurren.

1.5.2 Características de las interacciones hadrónicas en los parámetros de lluvias de partículas

La principal fuente de incertezas para modelar las lluvias de partículas está asociada a la producción de partículas secundarias en las interacciones de más alta energía. Los parámetros característicos de las interacciones hadrónicas cambian con la energía del primario y sólo pueden ser medidas a energías mucho más bajas. Actualmente las energías más altas alcanzadas en experimentos de aceleradores corresponden con las obtenidas en el LHC, en el CERN. La extrapolación de estos resultados sobre varios órdenes de magnitud es la principal fuente de incertezas en los modelos.

Las predicciones de los modelos sobre las lluvias de partículas están basadas en fenómenos microscópicos o en implementaciones fenomenológicas que producen una serie de interacciones características consistentes. Si los procesos microscópicos cambian, usualmente todas las predicciones del modelo también lo hacen. Es posible ilustrar esto

con la Figura 1.9. Aquí se representan algunas variables que deben ser ingresadas en la construcción de los modelos de interacción hadrónica, y los parámetros en las lluvias de partículas que se obtienen a partir del modelo.

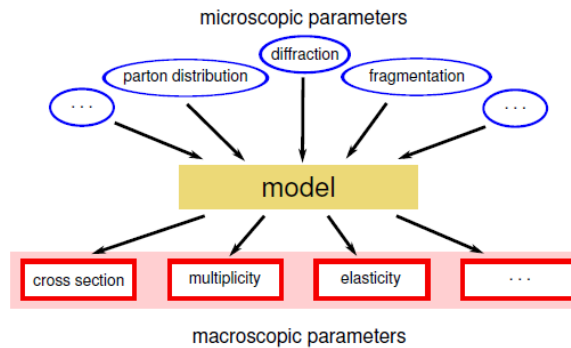


Figura 1.9: Esquema de algunos parámetros microscópicos y las variables macroscópicas que se afectarían.

Algunas de estas variables microscópicas son:

1. **Sección eficaz de interacción hadrónica** (σ_{prod}): Determina la distribución del punto de primer interacción y tiene impacto directo en la forma de la lluvia de partículas resultante.
2. **Multiplicidad** (N_{mult}): Es el número de partículas producidas. Dicha cantidad está relacionada con la distribución de energía transferida a las partículas secundarias.
3. **Difracción**: Es un tipo de interacción con una sección eficaz asociada σ_{dif} . En este tipo de interacciones tanto el blanco como la partícula incidente pueden disociarse generando muy pocas partículas. Es posible clasificar las interacciones con elasticidad cercana a 1 como difractivas, dejando la partícula proyectil casi sin cambios y teniendo mínimo impacto en el desarrollo de la lluvia.
4. **Elasticidad**: Definida como $k_{el} = E_{max}/E_{tot}$, cuantifica que porción de la energía E_{tot} se lleva la partícula que genera la interacción E_{max} . Sólo la parte inelástica de la interacción está asociada a la producción de partículas secundarias. Una gran elasticidad produce más interacciones de más alta energía, lo cual incrementa la fluctuación de los parámetros de las lluvias como el X_{max} definido en la sección 1.5.
5. **Fracción de energía que contribuye a la creación de partículas electromagnéticas**: Definida como $r_{e.m.} = E_{e.m.}/E_{tot}$, influye en cuán rápido se desarrolla la lluvia. Cuanto más rápido se desarrolla la lluvia, habrá menos fluctuaciones en el valor del observable X_{max} .

La lista anterior no es completa, sin embargo contiene algunas de las cantidades más relevantes a tener en cuenta en los modelos de interacción.

1.5.3 Modelos de interacción hadrónica

Actualmente la teoría de las interacciones fuertes (Cromodinámica Cúantica o QCD) está bien establecida, sin embargo no es posible realizar cálculos directos en las interacciones hadrónicas en los procesos de producción de partículas de las lluvias inducidas por rayos cósmicos. Los procesos con gran momento transversal transferido pueden ser calculados con QCD perturbativa, sin embargo los procesos llamados *soft* (con momento transversal transferido pequeño, como es el caso de las EAS), están más allá de las técnicas de cálculo actuales. De este modo, es necesario aplicar un enfoque fenomenológico para poder hacer una descripción de las lluvias de partículas secundarias.

Principalmente motivado por los distintos enfoques, se puede distinguir entre dos tipos de modelos aplicados a la producción de partículas en las interacciones hadrónicas: los modelos de baja energía y los modelos de alta energía. Los primeros cubren el rango de energía hasta los 200 GeV . Los mismos son principalmente parametrizaciones de medidas (GHEISHA, UrQMD), pero también combinaciones de parametrizaciones y adaptaciones de modelos (FLUKA) [39]. Los segundos están basados en las ideas de la teoría de campos de Gribov Reggeon [40]. En estos modelos QCD perturbativa es aplicada para predecir la sección eficaz de producción de minijets a través del scattering entre partones.

Las diferencias significativas entre modelos se originan en las diferentes implementaciones de las ideas y del tratamiento específico del fenómeno de alta densidad partónica en la dispersión a alta energía. En la teoría de Gribov las interacciones son descritas por el intercambio de cuasi-partículas llamadas pomerones y reggeones.

Algunos de los modelos generadores de eventos Monte Carlo que se utilizaron a lo largo de este trabajo se enumeran a continuación:

1. QGSJET-II: Es el sucesor de QGSJET-I, una implementación del modelo de cuerdas de quark-gluon de Kaidalov y sus colaboradores [39]. La diferencia entre QGSJET-II y su antecesor es que ahora se tienen en cuenta las interacciones pomeron-pomeron, esto hizo posible actualizar las densidades partónicas y mantener el *cut off* para poder seguir distinguiendo entre procesos de gran momento transversal (hard) y aquellos de bajo momento transversal (soft).
2. EPOS 1.99: Es el sucesor de EPOS 1.66. En EPOS la teoría de Gribov es aplicada a los partones individuales en lugar de los hadrones, como en el caso de QGSJET. Aquí son los partones quienes intercambian las cuasi-partículas.

3. EPOS LHC: Es una actualización de EPOS 1.99 que incluye las extrapolaciones de las nuevas medidas del LHC respecto de las interacciones protón-protón, protón-Pb y Pb-Pb. Las principales modificaciones sobre el modelo están asociadas a los procesos de hadronización colectiva [41].

Estos modelos son incluidos finalmente en programas que realizan una simulación realista de las lluvias de partículas con códigos tales como AIRES [42] o CORSIKA [43].

Capítulo 2

El Observatorio Pierre Auger

El Observatorio Pierre Auger fue diseñado para estudiar las propiedades de los rayos cósmicos de ultra alta energía a través de las lluvias de partículas secundarias que éstos producen en la atmósfera. El mismo está ubicado en la región de Malargüe, provincia de Mendoza cubriendo una superficie total de 3000 Km^2 . Para poder estudiar la región de mayor energía del espectro, en torno del límite GZK, donde el flujo de partículas que llegan a la tierra es bajo (menor que 1 partícula por km^2 por siglo,) es necesario cubrir grandes áreas de detección.

El Observatorio es un detector híbrido que combina dos tipos de detectores. Por un lado consiste en un arreglo de 1660 detectores de agua *Cherenkov* o *Cherenkov Detector* (WCD). Cada detector consiste en un tanque cilíndrico que contiene agua ultra pura y en cuya parte superior hay ubicados 3 tubos fotomultiplicadores (PMT) que detectan la radiación Cherenkov producida por las partículas que componen la cascada y atraviesan el detector [14,44]. Este arreglo es llamado detector de superficie o SD (*Surface Detector*). El ciclo de trabajo del detector de superficie es del 100%. Se encuentra permanentemente recolectando datos ya que cada estación posee un recubrimiento interior hermético llamado *Tyvek* [45], que tiene propiedades reflectivas y además lo aísla de la luz ambiental.

El otro elemento que compone el Observatorio es un conjunto de 5 telescopios que detectan la fluorescencia producida por el decaimiento de las moléculas de nitrógeno de la atmósfera, excitadas previamente por interacción con las partículas secundarias de la lluvia. Este sistema es conocido como detector de fluorescencia o FD (*Fluorescence Detector*). El ciclo de trabajo del detector de fluorescencia es de 13%, ya que sólo puede recolectar datos durante las noches sin contaminación lumínica debida a la luna [14].

Un esquema de la superficie que abarca el detector se puede observar en la Figura 2.1.

El detector de superficie estudia la distribución lateral de partículas a nivel del suelo, mientras que el detector de fluorescencia observa el desarrollo longitudinal en la atmósfera. El modo de operación híbrido del detector, donde las lluvias de partículas observadas son medidas simultáneamente por ambos detectores, permite realizar una calibración absoluta de energía de las lluvias, independientemente de los modelos de interacción. Esto significa que no es necesario utilizar simulaciones MC. En el capítulo 3 se explicará con más detalle dicho proceso de calibración. Las lluvias de partículas observadas simultáneamente por ambos detectores permiten también controlar las incertezas sistemáticas existentes en ambas técnicas para los distintos parámetros.

Ambos detectores cuentan con su respectivo sistema de disparo (*trigger*), que es el sistema del detector encargado de reducir la tasa de eventos, sin pérdida de eventos físicos, para poder ser procesados por el sistema de adquisición. Los mismos serán explicados en las secciones 2.1.2 y 2.2.3 respectivamente.

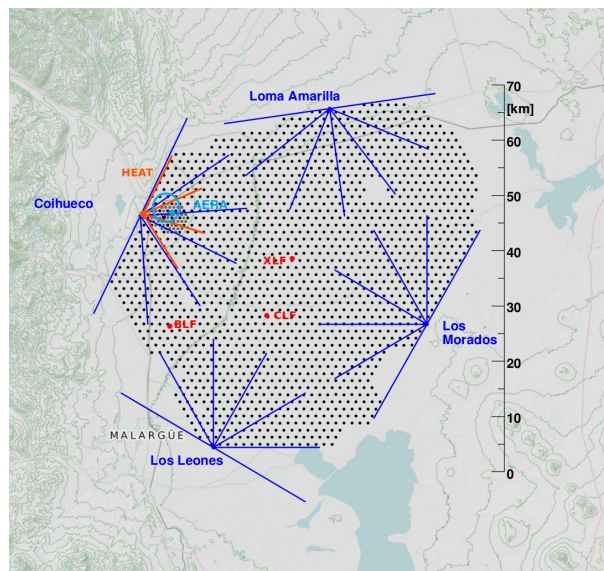


Figura 2.1: Esquema del Observatorio Pierre Auger. Los puntos representan los detectores de superficie, mientras que las líneas representan la apertura azimutal de los detectores de fluorescencia.

2.1 Detector de fluorescencia

El detector de fluorescencia permite obtener el perfil longitudinal de la lluvia y medir en forma directa la posición del X_{max} así como la energía de la lluvia. El mismo está

compuesto por 27 telescopios Schmidt ubicados en 5 edificios como el que se observa en la Figura 2.2. Estos edificios están ubicados en la periferia del área cubierta por el detector de superficie (Figura 2.1) y son llamados Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla, Coihueco y Heat, siendo este último de características diferentes, por lo que será descrito en la sección 2.4.1 referida a extensiones del observatorio.



Figura 2.2: Edificio Los Leones, detector de fluorescencia ubicado al sur del detector de superficie.

Cada telescopio tiene un campo visual de $30^\circ \times 30^\circ$. Su sistema óptico consiste de un diafragma de 1.7 m de diámetro con un espejo de radio de curvatura de 3.4 metros [46]. Para mejorar la relación señal a ruido, el detector presenta en su apertura un filtro UV de transmisión en la banda ultravioleta.

El telescopio contiene 6 cámaras, cada una equipada con 440 PMTs hexagonales instalados en la superficie focal de la estructura. Estos funcionan como sensores de luz y cada uno de ellos se corresponde con un píxel. Los pulsos de luz en los píxeles son digitalizados cada 100 ns . Las componentes del sistema óptico pueden verse en la Figura 2.3b, así como una comparación del tamaño de la estructura se puede ver en la Figura 2.3a. Una serie de niveles jerárquicos de trigger permiten la detección y posterior análisis de lluvias de rayos cósmicos.

2.1.1 Monitoreo atmosférico

Es necesario monitorear las condiciones climáticas en el área cubierta por el detector permanentemente. Los cambios en la atmósfera producen variaciones en el scattering y atenuación de los fotones ultra violeta producidos en las lluvias de partículas secundarias.

Este efecto debe ser considerado en la reconstrucción del perfil longitudinal de la lluvia. Para ello el observatorio cuenta con distintas herramientas tales como:

- Radio sondas enviadas periódicamente en globo para medir perfiles de temperatura y densidad [47].
- Cámaras de nubes que permiten tomar imágenes infrarojas para detectar la presencia de nubes.
- LIDAR: (*light detection and ranging*), son estaciones ubicadas próximas a los edificios de FD que permiten medir el *aerosol backscattering* a partir de repeticiones de pulsos laser [48].
- CLF y XLF (*laser facility* y *extra laser facility*). Estas instalaciones en el centro del arreglo de superficie generan una secuencia de pulsos laser que es observada en todos los telescopios permitiendo monitorear el alineamiento y *aerosol scattering* en la atmósfera [49].

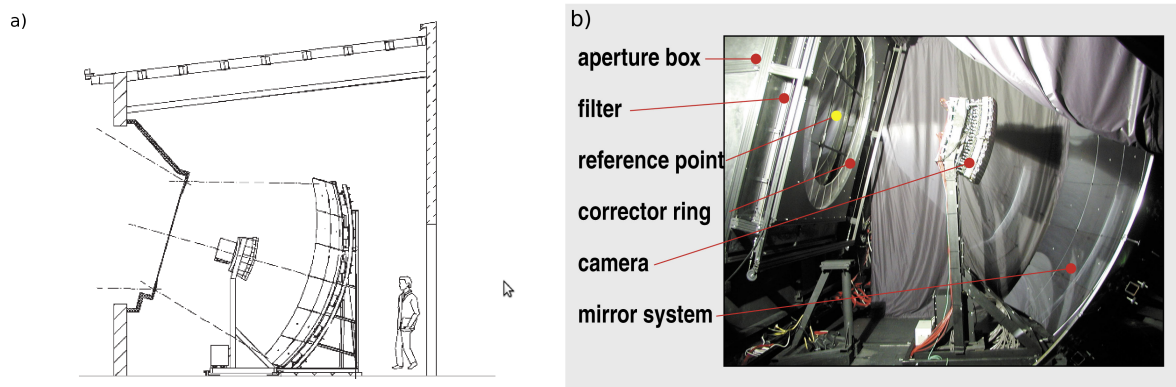


Figura 2.3: a) Esquema del Detector de Fluorescencia. b) Imagen del detector FD con las partes que lo componen.

2.1.2 Sistema de trigger

La información tomada por los PMTs pasa por un sistema de tres niveles de trigger en firmware y software [50, 51]. El firmware es la lógica programable de más bajo nivel que controla los circuitos electrónicos de un dispositivo de cualquier tipo, en este caso implementado sobre FPGA (*Field Programmable Gate Array*). Por otro lado el software

consiste en un sistema de adquisición de datos (DAQ) que controla los niveles de trigger más altos.

Primer Nivel de Trigger (FLT): El Primer Nivel de Trigger es el núcleo de la electrónica. El FLT digitaliza las señales de los PMT a 10 MHz . Su función es generar un píxel cuando la señal del PMT supera cierto valor umbral. Dicho umbral es dinámico y se ajusta de modo de mantener una tasa de 100 Hz . El fondo de luz detectado por cada PMT también puede ser controlado por el análisis de las variaciones de los valores de los ADC (convertidores analógicos digitales). En base a estas señales se calcula la multiplicidad, es decir la cantidad de pixels que pasaron el trigger simultáneamente en una ventana de 100 ns , para cada cámara. La secuencia cronológica de los valores de multiplicidad tiene información sobre el desarrollo temporal de la imagen de la cámara, que es utilizado por el trigger de software. Para eventos que satisfacen esta una dada condición de multiplicidad, el número de total de canales con señal superior al umbral, es enviado al próximo nivel de trigger.

Segundo Nivel de Trigger (SLT): Este nivel de trigger se encarga de generar una señal si los píxeles que pasaron el primer nivel forman una traza de al menos cinco píxeles en principio, dados por las configuraciones posibles mostradas en la Figura 2.4. Sin embargo durante la adquisición de datos, algunas trazas no pasarán por el centro de cada píxel, y por lo tanto algunos PMTs no tendrán suficiente luz para pasar el primer nivel de trigger. Para tener esto en cuenta, el algoritmo se extiende y requiere que sólo cuatro de los cinco píxeles hayan pasado el primer nivel de trigger. Esto da lugar a 108 posibles configuraciones geométricas distintas a partir de las configuraciones básicas mostradas en la Figura 2.4.

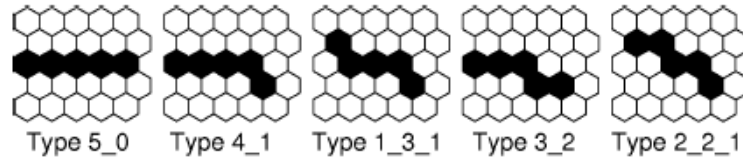


Figura 2.4: Patrones fundamentales de los píxeles considerados como trazas.

Tercer Nivel de Trigger (TLT): Este nivel está implementado a nivel de software. Una vez que un evento ha sido procesado y almacenado por el FLT y el SLT, puede ser tomado y analizado por el software de trigger en las MirrorPCs, asociadas a cada una de las 6 cámaras FD. Cada MirrorPC está comunicada con las EyePCs, ubicadas una por cada edificio.

El TLT está basado en un algoritmo diseñado para separar los datos de las lluvias del ruido que aún pase los niveles más bajos del trigger de hardware. Está optimizado para el

rechazo rápido de triggers producidos por relámpagos, impacto de muones en la cámara, y aquellos producidos al azar en algún pixel. En particular, es necesario descartar los eventos producidos por rayos, ya que pueden producir que una gran parte de la cámara (es decir, cientos de píxeles) sean activados, y congestionen así los buffers de los FLT y SLT. Para filtrarlos rápidamente, el algoritmo TLT se basa en las multiplicidades del FLT y el número total de píxeles. Los cortes aplicados en estas variables son producto de un estudio realizado con un año de datos. Con estos cortes, aproximadamente el 99% de los eventos de rayos son rechazados en un tiempo de $50 \mu s$.

La eliminación del resto del ruido se realiza en el nivel siguiente, usando la correlación entre la disposición temporal y el tiempo de las señales de cada pixel a lo largo de la traza de luz. Aproximadamente el 94% del ruido es descartado con el TLT, y la fracción de eventos verdaderos descartados es menor al 0.7%.

El sistema de DAQ maneja datos provenientes de distintas fuentes: triggers externos, eventos de calibración, pulsos de prueba, y lluvias verdaderas producidas por rayos cósmicos. Los triggers externos son principalmente fuentes de luz artificiales utilizadas para monitoreo atmosférico, como ser láseres de la Facilidad Central de Lasers (CLF).

Cuando los datos pasan por las MirrorPCs, se los somete al tercer nivel de trigger, y aquellos que cumplen los requisitos pasan a la EyePC, que construye un evento a partir de las coincidencias entre todos los telescopios y genera un trigger híbrido para el arreglo de superficie.

Trigger híbrido (T3): Los eventos que pasan el TLT son enviados a la EyePC, que buscan coincidencias entre los telescopios. Este nivel actúa como trigger externo para el detector de superficie a través del DAQ enviando la información al CDAS (centro de adquisición de datos) en Malargüe. Su propósito es detectar eventos híbridos a bajas energías ($\approx 10^{18.5} eV$), donde el arreglo de superficie no es completamente eficiente y no generaría un trigger independiente. Los eventos híbridos de estas energías ocurren dentro de los 20 Km de los edificios de FD y usualmente no son detectados por más de una o dos estaciones de SD. El algoritmo de T3 es utilizado para calcular de manera preliminar la dirección de la lluvia y el tiempo de impacto en el suelo. Una vez que esta información llega al CDAS, se solicita la información de estaciones SD cercanas a la línea de impacto. Por cada T3, las estaciones de SD cercanas al edificio de FD, dentro del rango de 20 Km (un cuarto del arreglo de superficie) son leídas.

2.2 Detector de superficie

Como se ha mencionado, el detector SD cubre un área de 3000 Km^2 . Cada una de las estaciones que lo componen se encuentran espaciadas $1,5 \text{ Km}$ formando un arreglo triangular.

Cada estación consiste en un tanque cilíndrico plástico con una base de 10 m^2 y una altura de $1,55 \text{ m}$. Cada tanque contiene 11000 litros de agua ultra pura (con una resistividad de $15 \text{ M}\Omega \times \text{cm}^{-2}$) dentro de una cobertura de *Tyvek* [45], con una superficie reflectante que permite que la luz Cherenkov sea difundida. Dos paneles solares combinados con baterías proveen la energía para cada estación, tal como se puede ver en la Figura 2.5. Debido al tamaño del arreglo experimental, cada estación debe trabajar en forma autónoma.

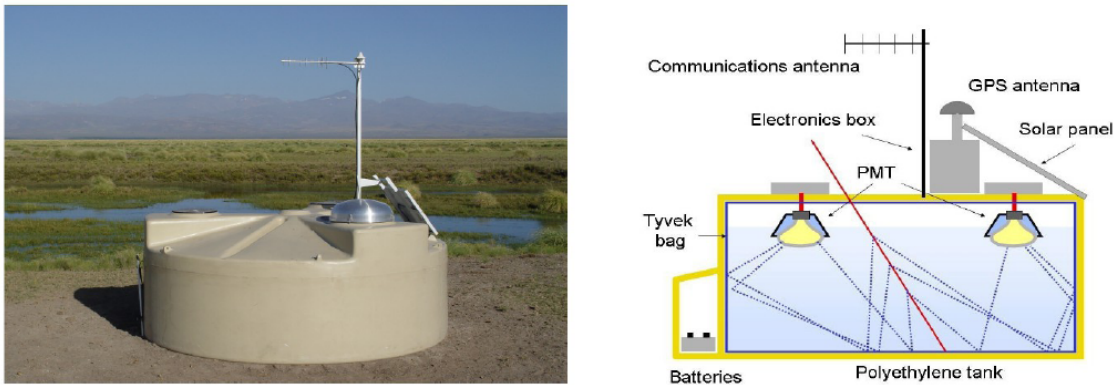


Figura 2.5: Imagen de uno de los 1660 WCD que componen el detector SD con sus componentes.

La luz Cherenkov producida por las partículas al ingresar en el agua es captada por 3 tubos fotomultiplicadores de 22.5 cm (PMTs).

Un PMT es un tipo de detector óptico que aprovecha el efecto de emisión secundaria de electrones para responder a niveles muy bajos de iluminación. Está compuesto por un cátodo fotoemisivo, seguido de electrodos que enfocan los electrones, un etapa para multiplicarlos por medio de una serie de dinodos y un colector de electrones (ánodo) en un tubo al vacío, como se puede observar en la Figura 2.6. Las señales de salida de los PMT pueden ser tomadas a través del ánodo o del último dinodo, siendo necesario en este caso amplificar la señal para poder utilizarla. Estas dos lecturas permiten ampliar el rango dinámico de los PMTs.

Las señales eléctricas de ánodo y dinodo son filtradas y digitalizadas a 40 MHz utilizando un convertidor analógico digital tipo Flash (FADC), con una resolución de

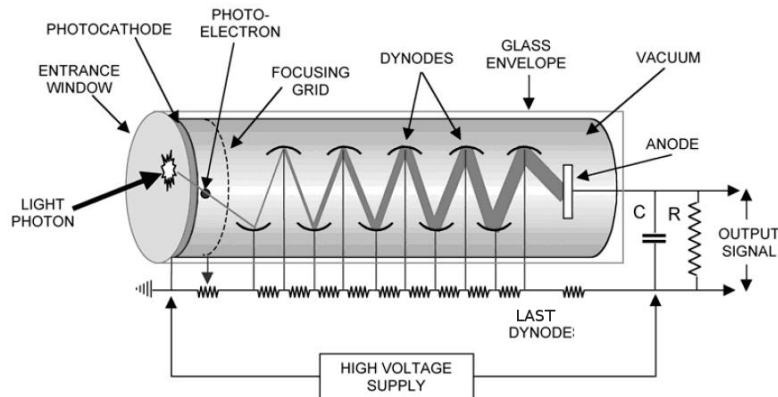


Figura 2.6: Esquema de un PMT estándar. La señal de salida se puede obtener a través del ánodo o del último dinodo.

10 bits. Las señales de cada estación son enviadas a través de una red LAN mediante un enlace de radio al sistema de adquisición de datos central. La referencia temporal se obtiene mediante el sistema GPS.

2.2.1 Calibración

La señal producida en cada estación depende de distintos parámetros tales como las características de los PMT o la pureza del agua. A través de un proceso de calibración se puede independizar a la señal de estas características que varían de una estación a otra.

El ancho de banda de la conexión entre el CDAS y cada estación es de 1200 bits por segundo, lo cual excluye la posibilidad de calibración remota. Por lo tanto, cada estación se calibra local y automáticamente.

La cantidad física utilizada para una estación SD es la carga promedio producida por un muón que atraviesa en forma vertical y central la estación. Esto es llamado *Vertical Equivalente Muon*, (VEM) y es la unidad de señal en un WCD. La conversión a estas unidades se realiza para proveer un nivel de referencia común entre los detectores. Así el objetivo de la calibración es obtener el valor de la carga de un VEM para cada estación individual [52]. Para obtener el valor de carga asociado a un VEM se utiliza la distribución de señal producida por los muones atmosféricos, ya que la misma produce un pico en la distribución de carga (Q_{VEM}^{peak}) y en el de corriente máxima (I_{VEM}^{peak}), correspondientes los producidos por muones verticales que atraviesan el tanque. Los parámetros de la

calibración se determinan con una exactitud del 2% cada 60 segundos y son enviadas al CDAS con cada evento.

2.2.2 Aceptancia y apertura del detector de superficie

Se define la apertura del arreglo de superficie como el área efectiva integrada (superficie del detector multiplicada por la eficiencia) por el ángulo sólido. Cuando la selección de eventos es completamente eficiente (es decir, cuando no depende de la composición de la partícula primaria, ni de su energía, ni dirección de arribo), el área efectiva coincide con el área geométrica. Esto sucede cuando los eventos superan cierto umbral de energía llamado energía de saturación de la aceptación o ESAT.

La ESAT se obtiene con dos métodos. En el primero, se simulan eventos fluctuando la amplitud de la señal y su tiempo de arribo. A cada evento simulado se le aplica toda la cadena de selección y reconstrucción. La eficiencia en función de la energía se obtiene como la fracción de eventos que pasaron la cadena sobre la cantidad simulada. La probabilidad del trigger se acerca a 1 (97%) para energías de $10^{18.5}eV$, para los ángulos hasta 60° . El otro método utilizando usa datos híbridos observados por el FD que dispararon por lo menos una estación de SD. Esto hace que el umbral de energía sea menor que el de SD. Se calculan cuántos eventos de este tipo pasan la cadena de trigger de SD, y se obtiene que la eficiencia está saturada ($> 97\%$) para energías mayores a $10^{18.5}eV$.

En base a ambas técnicas se determina la energía a partir de la cual los parámetro de SD se pueden obtener independientemente de la eficiencia.

2.2.3 Sistema de trigger

El sistema de trigger es jerárquico, disminuyendo la tasa en cada nivel por medio de condiciones cada vez más estrictas para separar las señales del fondo [53]. El trigger del detector de superficie puede verse como una cadena. En el primer nivel de trigger (T1 y T2), la decisión se toma en las estaciones individuales. En el siguiente nivel de trigger (T3), la decisión sobre el evento es tomada a través de un algoritmo central en base a señales en el arreglo de detectores. Los últimos dos niveles de trigger llamados trigger físicos (T4, T5) se ejecutan sobre los conjuntos de datos T3 almacenados. Cada uno de estos niveles de detallará a continuación.

Trigger en las estaciones

T1: Hay dos modos de T1 independientes, ambos diseñados para detectar las componentes electromagnéticas y muónicas de una lluvia. El primero es el *threshold* (TH), sistema de umbral simple, que requiere la coincidencia de los tres PMTs con señales por encima del umbral de $1.75I_{VEM}^{peak}$. Este nivel de trigger permite seleccionar señales que no estén necesariamente extendidas en el tiempo. Es efectivo en la detección de lluvias inclinadas que han atravesado una gran porción de atmósfera y por lo tanto están dominadas por la componente muónica. El TH reduce la tasa de detección debida a muones atmosféricos de $\approx 3 \text{ kHz}$ a 100 Hz .

El otro modo para el T1, *Time Over Threshold* (ToT - tiempo sobre umbral), está diseñado para señales más extendidas en el tiempo, como las estaciones más cercanas al punto de impacto de lluvias más verticales. La condición requerida es que por lo menos trece bins en una ventana de 120 de una traza FADC estén por encima del umbral de $0.2I_{VEM}^{peak}$ para dos de los tres PMTs. Dado que la señal de un solo muón es de 150 ns , este trigger es eficiente en separar las señales de interés de las producidas al azar por el fondo de muones. La tasa del ToT-T1 para cada detector es menor a 2 Hz .

Los datos seleccionados por el trigger T1 son almacenados durante diez segundos en la estación esperando si existen coincidencias con otros detectores, es decir, un T3.

T2: Todos los ToT-T1 son considerados T2. En cambio, para los TH-T1 se pide que pasen los tres PMTs en coincidencia un umbral más grande $3.2I_{VEM}^{peak}$. Las tasas de TH-T2 son uniformes en todo el arreglo, pero no las de ToT-T2, debido a que este último es sensible a la forma de las señales, y por lo tanto a las características del agua, del material reflectivo y de la electrónica. Sin embargo ésta falta de uniformidad no afecta la selección de eventos o su reconstrucción a energías mayores a la de saturación de la aceptación [53]. Actualmente (a partir del año 2014) existe un nuevo criterio en este primer nivel de trigger, que permite tener en cuenta los cambios en la forma de la señal debidos al envejecimiento del detector. El mismo es llamado TOTd y utiliza un algoritmo de deconvolución para las trazas FADC para tener en cuenta la cola exponencial de las trazas. Una descripción de este criterio y los primeros resultados obtenidos aplicando el mismo pueden encontrarse en [54, 55]. Este sistema reduce la tasa por estación a 20 Hz . El tiempo del trigger y la clase de T2 son enviados al CDAS para formar el trigger del arreglo, T3.

Trigger sobre el arreglo de superficie

El T3 decide la adquisición de datos del CDAS. Está basado en combinaciones temporales y espaciales de T2. Una vez que el CDAS determina un T3, almacena la información de

las estaciones T2, y también de aquellas que son T1 pero no T2, siempre que estén en una ventana de $30 \mu s$ del trigger generado.

Para este nivel de trigger existen dos modos. El primero llamado $ToTC1\&C2$ (donde $C1$ significa primer corona y $C2$ segunda corona) requiere inicialmente una coincidencia espacial de tres detectores ToT: uno de los detectores debe tener a uno de sus vecinos más próximos y a uno de sus segundos vecinos más próximos con la condición ToT. En el nombre, el subíndice indica el orden del vecino, como se indica en la Figura 2.7. Una vez que se cumple la condición espacial, se impone una condición temporal: cada T2 debe estar a $6 + 5C_n \mu s$ del primero. Dado que el ToT limita ya la cantidad de muones de fondo, el 90% de los eventos seleccionados por este tipo de T3 son eventos físicos, y es más eficiente para aquéllos con ángulos cenitales menores a 60° . La tasa de este tipo de T3 es de 1600 eventos al día, lo cual implica que cada estación participa de por lo menos tres eventos al día.

El segundo modo de T3 requiere la coincidencia de cuatro T2 en distintas distancias: uno de los cuatro debe estar en $C1$, el otro en $C2$ y el último puede estar hasta en $C4$. Este modo de T3 lleva el nombre $2C1\&3C2\&4C4$. Los requerimientos temporales son los mismos que para el $ToTC1\&C2$. Un ejemplo de $2C1\&3C2\&4C4$ se ve a la derecha de la Figura 2.7. Este trigger es apropiado para lluvias horizontales, ya que generan patrones extensos en distancia sobre el detector. La tasa de eventos diarios es de 1200, de los cuales el 10% son eventos reales.

Trigger físico

T4: Existen dos criterios en este nivel de trigger. El llamado 3ToT que requiere tres estaciones cercanas T2-ToT que formen un triángulo y tengan señales cuyos tiempos coincidan con el plano de la lluvia moviéndose a la velocidad de la luz. Dada la baja tasa de T2-ToT, el número de coincidencias al azar es de menos de uno por día, lo cual hace a este tipo de T4 98% eficiente. El segundo criterio es denominado 4C1 y requiere cuatro estaciones cercanas, no necesariamente T2, también con la misma condición temporal con respecto al plano de la lluvia. Con este criterio, la eficiencia para lluvias de menos de 60° es de $\approx 100\%$.

Además de descartar eventos accidentales, también es necesario identificar y rechazar estaciones accidentales en los eventos reales; es decir, estaciones cuyas señales están en coincidencia temporal con las demás del evento, pero no forman parte de él. Con esta idea, se define un conjunto formado por tres estaciones vecinas no alineadas. Si en el evento hay más de un triángulo, se selecciona aquél con mayor señal. Si el T4 es 3ToT, sólo se consideran estaciones ToT para definir el triángulo, si es 4C1, también se consideran T1-TH. Una vez armado el triángulo, la dirección de arriba es determinada ajustando los

tiempos de llegada de las señales a un plano moviéndose a la velocidad de la luz. Luego se examinan las otras estaciones del evento, y se toman como accidentales aquéllas con diferencias temporales al plano entre $2 \mu s$ y $1 \mu s$. Las estaciones sin vecinos almacenados (es decir, que no pasaron ningún trigger) en un radio de 3 Km siempre son descartadas.

Al finalizar esta cadena de selección, 99% de los eventos pasan la cadena de reconstrucción (determinación de la posición de punto de impacto del eje de la lluvia, dirección de arribo y $S(1000)$, el valor de la señal a 1000 m del eje de la lluvia).

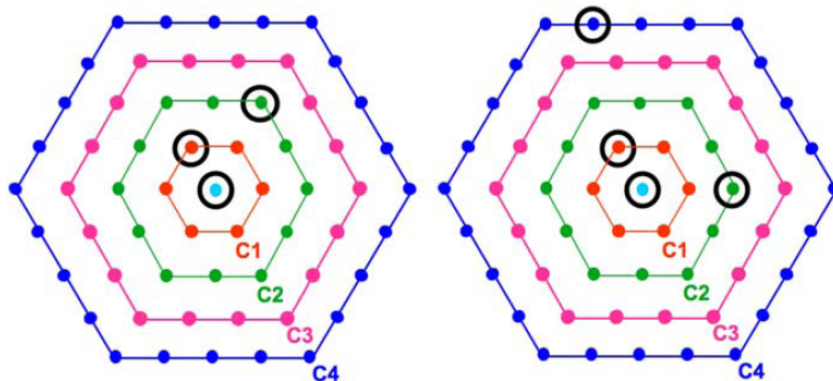


Figura 2.7: Ejemplos de configuraciones sobre las estaciones que cumplen con los requisitos del trigger T3. A la izquierda, $ToTC1\&C2$, y a la derecha, $2C1\&3C2\&4C4$. C1,C2,C3 y C4 indican el nivel de vecinos con respecto a la estación central, y están ubicados a $1.5, 3, 4.5$ y 6 Km de ella, respectivamente.

T5 (Trigger de calidad): El T5 es un trigger o selección offline de eventos. En los eventos que impactan cerca del borde del arreglo de superficie, la posición del punto de impacto del eje de la lluvia, y en consecuencia la energía, pueden ser mal determinados. Por esto el T5 requiere que el detector con la señal más alta tenga todos sus seis vecinos más cercanos presentes y funcionando al mismo tiempo, seleccionando también eventos bien contenidos adentro del arreglo. Esto también hace que si alguna estación cercana a la central no funciona, el evento sea descartado. Dado que el arreglo es de 1660 detectores, se espera que en cualquier momento el 1% de los detectores no esté en funcionamiento. Este trigger reduce el área efectiva del arreglo en un 10%.

2.3 Procesamiento de los datos: Software Offline

En una primera etapa los datos obtenidos con ambos detectores son enviados a través de la red informática a la que están conectados y son procesados por un software en tiempo real en el CDAS. En una segunda etapa son procesados por el *Offline Software Framework* [56, 57]. Ambos fueron desarrollados por la Colaboración Pierre Auger.

El Offline Software Framework está implementado en lenguaje C++ y es modular, lo que permite a los miembros de la colaboración agregar o reemplazar los algoritmos ya existentes con sus propios algoritmos de un modo simple. A la vez, este software también permite trabajar con simulaciones Monte Carlo de las lluvias tal como si fuesen datos reales, lo cual permite realizar diferentes estudios controlando determinados parámetros de entrada.

Este software está compuesto principalmente por tres partes [58]:

1. Una Colección de módulos, que son algoritmos que procesan datos y que pueden ser llamados secuencialmente a través de instrucciones en un archivo *XML*.
2. Una estructura llamada Evento, a través de la cual los módulos pueden pasarse información entre ellos y acumular la información producto de las simulaciones o datos reales.
3. Una Descripción del Detector que provee la información sobre la configuración y rendimiento de los detectores del Observatorio, como también las condiciones atmosféricas en función del tiempo. En la Figura 2.8 se muestra un diagrama en bloques de esta estructura.

El Offline provee dos jerarquías paralelas para el acceso a distinto tipo de datos:

Evento: Es un objeto C++ que contiene información sobre un evento del Observatorio Pierre Auger que puede ser real o simulado.

La estructura de datos del objeto evento contiene la información de las señales de todos los detectores (la de cada *PMT* de cada detector de superficie y de cada detector de fluorescencia), los datos de calibración, reconstrucción y los parámetros utilizados para las simulaciones Monte Carlo. Es el objeto por el cual los módulos se comunican entre sí y se intercambian información. Cada módulo puede leer la información que está en este objeto, procesarla y escribir en él el resultado del análisis realizado.

Descripción del Detector: Es un objeto de sólo lectura que contiene la información estática o que varía lentamente y que no es propia del evento en sí, como ser la geometría del detector, las constantes de calibración y las condiciones atmosféricas. Es también una interfaz por medio de la cual los módulos pueden acceder a la información sobre la configuración del detector a un tiempo dado.

La información estática del detector está guardada en archivos XML, en cambio los datos del monitoreo del clima o de la calibración, están almacenados en bases de datos MySQL.

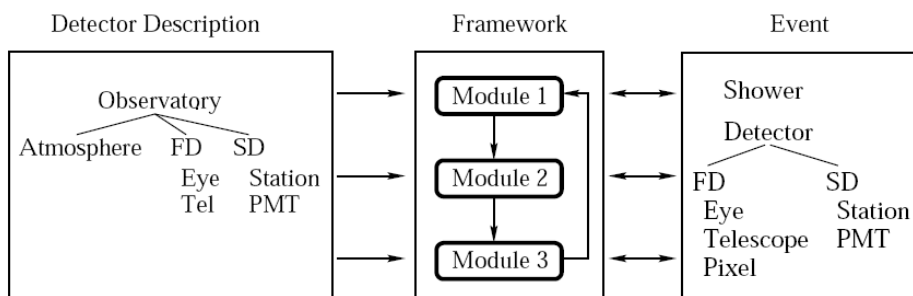


Figura 2.8: Estructura general del Offline Framework. Los procesos de simulación y de reconstrucción están separados en módulos. Cada módulo es capaz de obtener información sobre el detector y/o el evento, procesarla y volver a escribir el resultado en el evento.

2.4 Extensiones del Observatorio Pierre Auger

En esta sección se describen las principales extensiones en el Observatorio Pierre Auger.

2.4.1 Heat

Los detectores de fluorescencia originales del Observatorio Pierre Auger tienen un campo visual de hasta 30° sobre el horizonte. Las lluvias de más baja energía se desarrollan más arriba en la atmósfera, por lo tanto, no es posible determinar satisfactoriamente X_{max} en estos casos.

En el 2006 la Colaboración Pierre Auger decidió extender el sistema original de FD con tres telescopios de más alta elevación (High Elevation Auger Telescopes [59]) para poder

observar eventos con energías más bajas y de este modo extender el rango de observación hasta la región de energía del espectro correspondiente a la rodilla. Estos telescopios se encuentran a 180 m al noroeste del edificio de FD de Coihueco, cercano al arreglo llamado AMIGA (descrito más adelante) como se puede observar en la Figura 2.9. En la Figura se observan también la ubicación de infill y la posición de los detectores de radio.

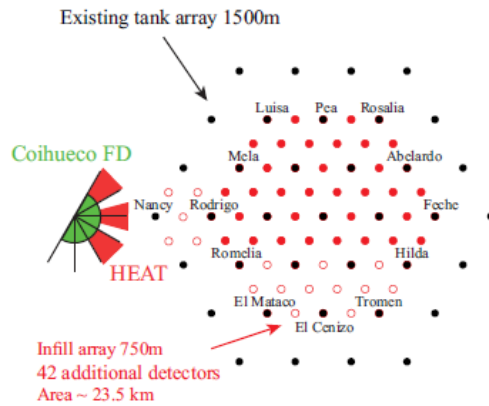


Figura 2.9: Esquema de HEAT junto con el infill. Los puntos rojos representan las estaciones adicionales colocadas para formar un arreglo con 750 m de separación.

El diseño de HEAT es similar al original de FD, con la excepción de que los telescopios de HEAT tienen una elevación máxima de 60° . Cada uno de los tres telescopios está montado en un refugio individual hecho de paredes aislantes y de estructura metálica, sobre una fuerte trama de hierro llenada con concreto, y una estructura que permite que se incline como se ve en la Figura 2.10.

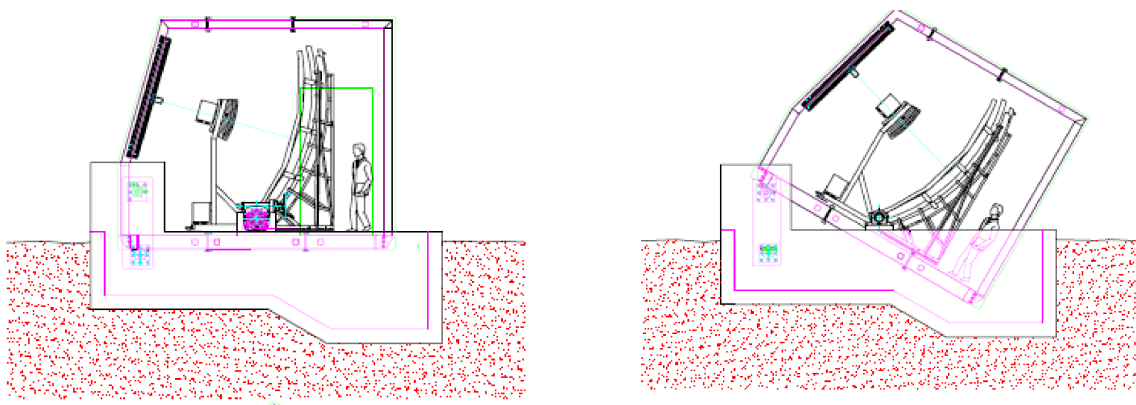


Figura 2.10: HEAT. Este telescopio posee un sistema mecánico que permite inclinar el detector para alcanzar una elevación mayor.

2.4.2 AMIGA-Infill

AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) es la extensión a bajas energías del Observatorio Pierre Auger realizada con detectores de superficie [60, 61]. AMIGA consiste en detectores desplegados en 61 pares ubicados a 750 m entre sí. En la Figura 2.12 se puede observar la ubicación de este arreglo de detectores. Cada par consiste en una estación de superficie Cherenkov y un detector de muones enterrado (Muon Counter), de modo que sólo los muones llegan y depositan señal sobre él. El Muon Counter consiste en cuatro módulos centelladores con una cubierta de PVC, dos de 10 m^2 de superficie y dos de 5 m^2 , ubicados como se muestran en la Figura 2.11.

La electrónica de AMIGA tiene un componente subterráneo y otro superficial, ambos abastecidos por energía solar. Para estudiar el diseño propuesto, se construyó un arreglo con siete pares de detectores llamado celda unitaria. Este arreglo se encuentra actualmente tomando datos [62, 63].

Este detector se construyó para lograr discriminar la componente muonica de señal respecto de la electromagnética. Uno sus objetivos principales es también el estudio de la estructura del espectro a más bajas energías donde ocurre la transición galáctica extragaláctica.

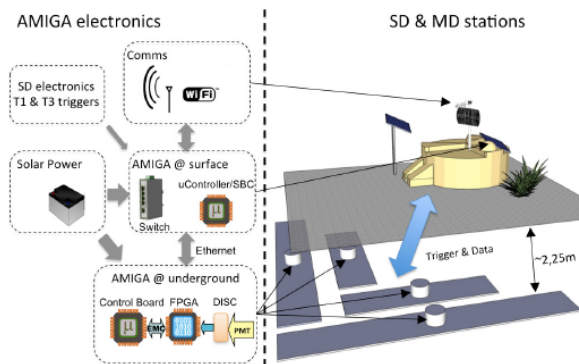


Figura 2.11: AMIGA. Esquema de la electrónica del detector y la disposición.

2.4.3 AERA

La lluvia de partículas emite radiación coherente en la frecuencia de radio. Esta radiación puede ser detectada simplemente por antenas de radio, como muestran por ejemplo los resultados de LOPES [64]. Una de las principales ventajas de esta técnica es el bajo costo de instalación de las antenas respecto de otro tipo de detectores.

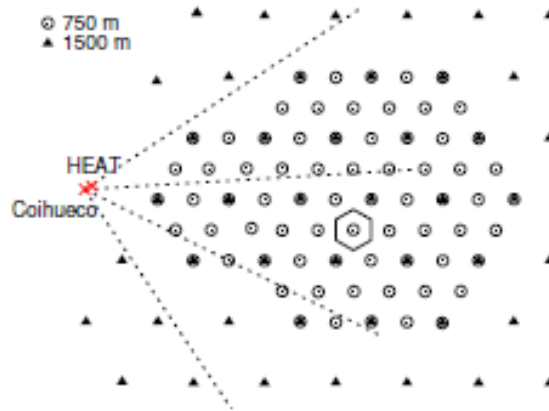


Figura 2.12: AMIGA. Los detectores de superficie en el arreglo se encuentran espaciados cada 750 m .

En el Observatorio Pierre Auger se está llevando a cabo un proyecto de investigación y desarrollo de la aplicación de este método de detección. El proyecto, llamado AERA (Auger Engineering Radio Array), tendría unos 20 km^2 , en las que se espera identificar 5000 eventos anuales. Estos datos servirán para diversos estudios científicos y tecnológicos [65].

Como en el detector SD, la información del evento se obtiene a través de información temporal enviada por *wireless* a un sistema central de adquisición. El diseño de las antenas y de la electrónica está optimizado para tener una alta sensibilidad a la banda de frecuencia entre 30 y 80 MHz [66]. El estatus del detector se observa en la Figura 2.13.

Actualmente AERA consta de 124 estaciones de radio. Los primeros resultados pueden observarse en [67]. AERA tendrá 150 estaciones de detección de radio. En el centro habrá 24 estaciones en un arreglo triangular separadas 150 m entre sí. Como el centro estará ubicado a 4 Km del telescopio de fluorescencia Coihueco, provee la posibilidad de estudiar eventos medidos con ambos tipos de detectores. Alrededor del centro, habrá 60 estaciones en un arreglo triangular de 250 m . Finalmente, en la región exterior se dispondrán las 72 estaciones restantes, a 375 m entre sí. Cada estación funciona con energía solar y tendrá su propio sistema de adquisición.

2.4.4 Detección de microondas

Algunas técnicas de prueba para la detección de rayos cósmicos se basan en las emisiones de microondas de las cascadas electromagnéticas inducidas en la atmósfera por las lluvias

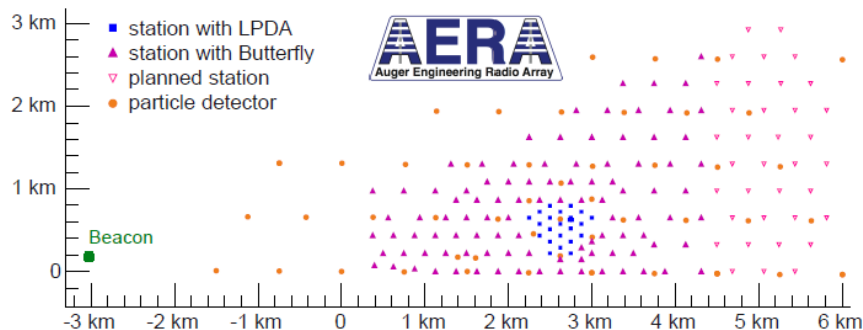


Figura 2.13: AERA. Estatus del arreglo de radio detección a junio del 2013.

producidas por los UHECR. La detección de microondas combina las ventajas de la técnica de fluorescencia (la reconstrucción del perfil longitudinal de la lluvia), con un ciclo de trabajo de 100%, con mínimas atenuaciones atmosféricas, y con bajos costos en equipamiento.

Se aplicaron tres técnicas complementarias que resultaron en cuatro experimentos en el observatorio [68]: AMBER (Air-shower Microwave Bremsstrahlung Experimental Radiometer), MIDAS (Microwave Detection of Air Showers) y FDWave son prototipos de antenas de plato y EASIER (Extensive Air Shower Identification using Electron Radiometer, donde las emisiones de microondas son detectadas por antenas hornos localizadas en cada detector de superficie.

Midas es un sistema auto-activado (*self-triggering*), mientras AMBER, FDWave y EASIER usan el sistema de trigger del Observatorio. Las coincidencias entre los dispositivos de microondas y el detector de fluorescencia permitirían probar la viabilidad de esta técnica nueva [69]. En la Figura 2.14 dos de los detectores mencionados, AMBER y MIDAS.

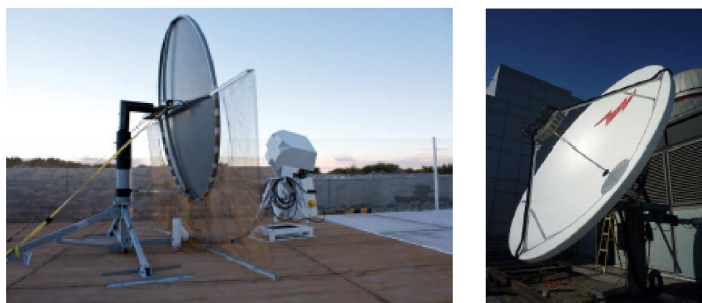


Figura 2.14: Izquierda:AMBER. Derecha:MIDAS.

2.5 El Observatorio y sus extensiones más allá del 2015

Actualmente existen distintas propuestas para mejorar la capacidad actual del detector de distinguir entre la componente muónica y la componente electromagnética en las lluvias de partículas secundarias. Entre estas propuestas se distinguen: *Auger Scintillators for Composition II* (ASC-II), *The Layered Surface Detector* (LSD), *Muon Auger RPC for the Tank Array upgrade* (MARTA) y *The Observatory SCintillator Array* (TOSCA) [70].

Al momento del presente trabajo, estas propuestas se encuentran en etapa de diseño y evaluación por parte de la Colaboración Pierre Auger, en conjunto con la finalización del detector AMIGA en los próximos dos años y su ampliación futura.

Capítulo 3

Reconstrucción de las lluvias y variables asociados a composición primaria

En este capítulo se presentan los procedimientos de reconstrucción de las lluvias a partir del detector de superficie y fluorescencia, además de la calibración en energía. Posteriormente se discutirán en particular algunas variables sensibles a la composición primaria.

3.1 Reconstrucción a partir del detector de superficie

La información de las lluvias se obtiene a partir del valor integrado y tiempos de llegada de las señales de los detectores activados durante el evento y que han pasado la selección realizada por el trigger.

El proceso de reconstrucción comienza con la selección de estaciones que pasaron el trigger y continúa con el ajuste del frente de la lluvia para determinar la dirección de su eje, determinando la dirección de arribo. Luego se procede iterativamente a determinar la forma de la función de distribución lateral (LDF), que involucra la determinación del punto de impacto del eje de la lluvia y del S_{1000} . Por último, con la calibración realizada con el detector de fluorescencia, se realiza la reconstrucción de la energía [58].

3.1.1 Selección de las estaciones

El proceso de selección de estaciones comienza a partir de los primeros niveles de trigger descritos en el capítulo 2. Se seleccionan todas las estaciones que hayan pasado el nivel de trigger T4 y en este nivel se descartan las estaciones disparadas por rayos durante tormentas, detectados a partir de grandes oscilaciones temporales en las trazas de los tres PMT de una misma estación. Es a partir de aquí que se aplica la cadena de reconstrucción geométrica sobre el mismo. Para aplicar el último nivel de trigger T5, que se ha definido en el capítulo 2 como trigger de calidad y *offline*, es necesario conocer anteriormente la posición del punto de impacto del eje de la lluvia.

3.1.2 Reconstrucción geométrica

Los pasos en la cadena de reconstrucción son:

- Obtener la dirección de arribo de la lluvia, suponiendo un frente de partículas plano.
- Ajustar iterativamente la función de distribución lateral que se describirá en la sección 3.1.3 para obtener la posición del *core* y S_{1000} .
- Considerar el frente de la lluvia de partículas curvo, obtener el valor de la curvatura y recalcular la dirección de arribo.

Para determinar la dirección de la lluvia, se utilizan los tiempos de arribo de las señales y la posición de las estaciones, ajustando la función que describe el frente de la lluvia. La aproximación más simple es considerar primero a este frente como un plano moviéndose a la velocidad de la luz a lo largo, y perpendicularmente, al eje de la lluvia, como se puede observar en la Figura 3.1. Este plano recibe el nombre de plano de la lluvia. Para inferir el tiempo t en el cual el plano pasa por un punto \vec{x} en el suelo, este punto debe ser proyectado al plano de la lluvia. En la Figura 3.1 se observa que la relación entre este tiempo y el tiempo de impacto del eje de la lluvia (t_0) es:

$$c.(t - t_0) = (\vec{x}(t) - \vec{b}) \cdot \vec{a} \quad (3.1)$$

El origen \vec{b} desde el cual todas las distancias son medidas (primer aproximación para el *core*) se toma como el baricentro de todas las estaciones y \vec{a} es el versor en la dirección del eje de la lluvia.

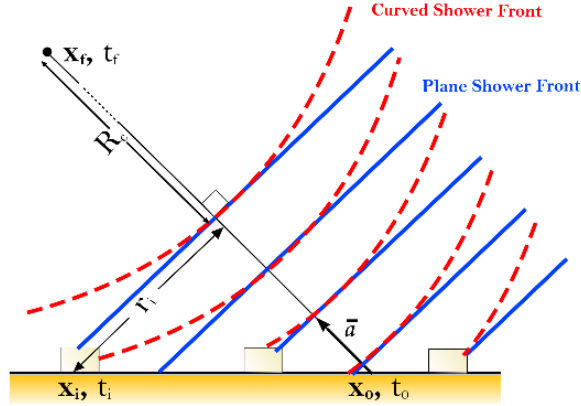


Figura 3.1: Frente de la lluvia. Como primera aproximación se puede suponer que el frente la lluvia es plano. Se muestran también distintos parámetros usados en la reconstrucción.

La posición del *core* se obtiene en el paso siguiente con el ajuste de la LDF. En este paso, el objetivo es determinar la dirección y el tiempo de impacto, t_0 .

Asumiendo que la posición de las estaciones está dada con absoluta precisión (que son conocidas a nivel de 1 m utilizando GPS) y que las desviaciones se deben a la incerteza en el tiempo inicial, la función a minimizar es el cuadrado de la diferencia entre la medida de la señal de *start* y el modelo de predicción temporal. Denotando las componentes del eje de la lluvia como $\vec{a} = (u, v, w)$, las coordenadas de la estación como $\vec{x}_i = (x_i, y_i, z_i)$ y la incerteza en el tiempo multiplicada por la velocidad de la luz c , la cantidad a minimizar corresponde a:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(c \cdot t_i - ct_0 + x_i \cdot u + y_i \cdot v + z_i \cdot w)^2}{\sigma^2}, \quad (3.2)$$

con el requerimiento $u^2 + v^2 + w^2 = 1$, ya que es un versor. A través de este vínculo el problema es no lineal, pero se puede obtener una solución aproximada suponiendo que las estaciones están muy cerca del plano z_i y el vínculo se puede omitir despreciando z_i .

3.1.3 Función de distribución lateral

La función de distribución lateral describe como decrece la señal en el detector SD en función de la distancia al eje de la lluvia. Un ejemplo de las distintas distribuciones de

partículas de cada una de las componentes se puede observar a la izquierda de la Figura 3.2 junto las contribuciones de señal en las estaciones a la derecha. La señal medida es proporcional al número de partículas colectadas y su energía. Esta distribución está determinada por el momento transverso de los piones que componen la cascada hadrónica y por la dispersión múltiple que sufren las partículas electromagnéticas.

Las lluvias que se desarrollan más profundamente en la atmósfera están en una etapa de desarrollo anterior (a nivel de tierra) y entonces las partículas electromagnéticas creadas cerca del centro de la cascada llegan a este nivel antes de estar atenuadas, resultando en una mayor pendiente que para lluvias desarrolladas en la alta atmósfera [71].

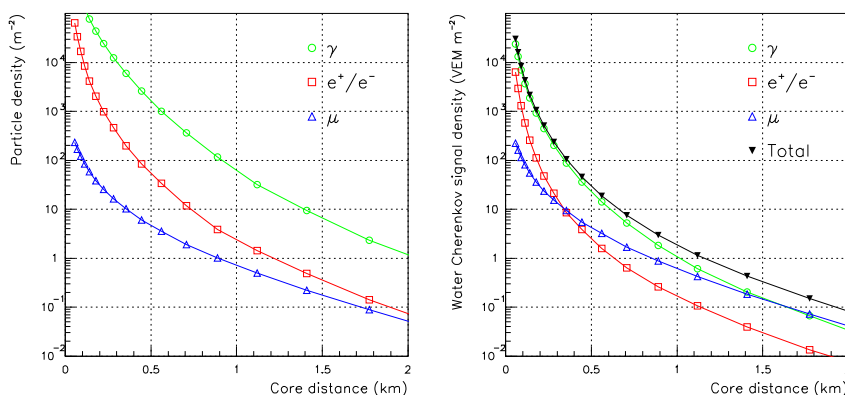


Figura 3.2: A la izquierda: distribución de la densidad de partículas para fotones, electrones y muones en función de la distancia al punto de impacto del eje de la lluvia. A la derecha de la Figura la contribución en señal. Se incluye la convolución entre la densidad de partículas y la respuesta del detector de superficie [14].

Luego de haber estimado el punto de impacto en tierra y la dirección de arribo de la lluvia se inicializan los parámetros de la LDF, los cuales dependen del ángulo cenital. En el paso siguiente son ajustados el S_{1000} y el *core* con un ajuste tipo *likelihood* [72].

La forma de parametrizar la LDF no es general, puede variar según cuál sea la geometría del arreglo de detectores de superficie. Diferentes funciones se probaron para ajustar el perfil lateral de las lluvias de partículas secundarias en el Observatorio Pierre Auger, de las cuales la siguiente función se utiliza actualmente:

$$f_{LDF}(r) = \left(\frac{r}{r_{1000}} \right)^\beta \left(\frac{r + r_{700}}{r_{1000} + r_{700}} \right)^{\beta+\gamma}, \quad (3.3)$$

donde $r_{700} = 700 \text{ m}$ [73]. Las estimaciones iniciales para β y γ se obtienen como:

$$\begin{aligned}\beta_0(\theta) &= 0.9\sec\theta - 3.3 \\ \gamma_0 &= 0,\end{aligned}\tag{3.4}$$

La minimización de tiene cinco parámetros: S_{1000} , la posición del *core* y los valores de β y γ . El proceso de ajuste es iterativo. Inicialmente, se toma como posición del *core* el baricentro de las señales, se fijan β_0 y γ_0 , y se estima un valor de S_{1000} basado en la estación más cercana a los 1000 *m*. Luego se ajustan S_{1000} y la posición del *core*, suponiendo que éste se encuentra en el plano tangente al elipsoide que contiene al baricentro. Se repite este paso para considerar estaciones sin señal, suponiendo que el trigger local no pasó el umbral. Esto permite estabilizar la posición del *core*.

Según la cantidad de estaciones, sobre todo alrededor de 1000 *m*, se puede fijar o ajustar la pendiente de la LDF, es decir β y γ . En el caso de fijarlos para β se hace una parametrización en función del ángulo cenital, y γ se toma igual a cero. Para ajustarlos se pide que haya por lo menos cinco estaciones en el evento, que cumplan con alguna de las siguientes tres condiciones:

- por lo menos dos estaciones entre 500 *m* y 1500 *m*, con una diferencia entre ellas de por lo menos 500 *m*.
- por lo menos tres estaciones entre 500 *m* y 1500 *m*, con una diferencia máxima de por lo menos 400 *m*.
- por lo menos cuatro estaciones entre 500 *m* y 1500 *m*, con una diferencia máxima de por lo menos 300 *m*.

La dependencia lateral de la señal medida en los detectores de superficie es modelada en el plano de la lluvia como:

$$S(r) = S_{1000} \times f_{LDF}(r).\tag{3.5}$$

donde $f_{LDF}(r)$ es la parametrización normalizada con S_{1000} y la energía, para el caso que la medida se realice con sólo detectores de superficie, se reconstruye de la siguiente manera:

$$E = a(S_{1000}^b) [EeV].\tag{3.6}$$

Donde a y b dependen del ángulo cenital θ y se obtienen en base a la calibración con eventos híbridos.

3.2 Reconstrucción a partir del detector de fluorescencia

En el FD, las lluvias son detectadas a través una serie de píxeles activos a lo largo de la cámara. El primer paso es determinar el plano lluvia-detector (*shower-detector plane* o SDP). Este plano incluye la ubicación del ojo y la línea del eje de la lluvia (Figura 3.3) pasando a través del ojo en la línea que contiene las direcciones de los píxeles de FD.

Utilizando un eje conocido, provisto por la CLF descrita en el capítulo 2, la incerteza de reconstrucción del SDP puede calcularse como la diferencia entre el vector normal al eje conocido y el obtenido para el SDP reconstruido. Esta incerteza es del orden de unas pocas décimas de grados, dependiendo, por ejemplo, del largo de la traza en la cámara.

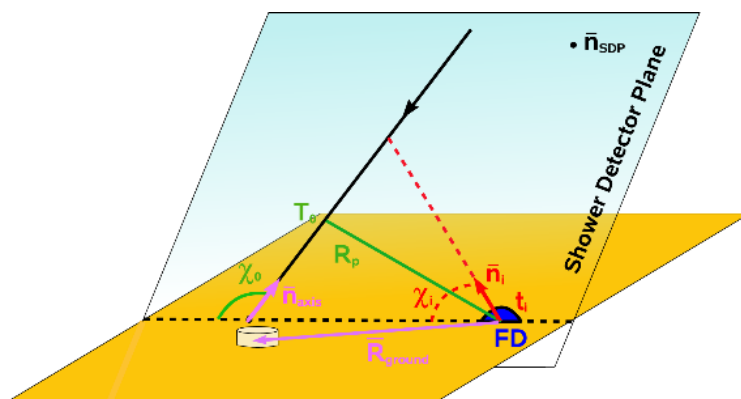


Figura 3.3: Plano formado por el detector FD y la dirección del eje de la lluvia, donde se muestran todos los parámetros usados en la reconstrucción descritos en el texto.

El paso siguiente en la reconstrucción de la geometría es determinar la dirección del eje en el plano SDP usando también la información temporal del detector SD. La geometría de la lluvia queda completamente descrita con el parámetro R_p , que es la distancia del eje de la lluvia al detector, y la inclinación χ_0 , ambos parámetros obtenidos ajustando los tiempos de arribo de la luz de fluorescencia (t_i), y de al menos una estación de superficie. Como el SD opera el 100% del tiempo, la mayor parte de los eventos FD son híbridos. Suponiendo un frente de partículas plano, el tiempo de la estación SD esperado es:

$$t_i^{medido} = t_0 + c^{-1} \times \vec{R} \cdot \vec{n} \quad (3.7)$$

Donde \vec{R} es la posición de la estación con respecto al ojo de FD y \vec{n} es la dirección de la lluvia.

3.2.1 Determinación de la energía con FD

Una vez determinada la geometría, se reconstruye la distribución longitudinal de la cascada, es decir, el perfil de la energía depositada en la atmósfera.

La energía total depositada está dominada por la componente electromagnética de la lluvia. Se obtiene integrando la energía depositada en función de la profundidad en la atmósfera. Para describir el perfil completo, que en muchos casos no es observable, se utiliza una función que permite parametrizar el desarrollo longitudinal conocida como Gaisser-Hillas:

$$f(x) = \frac{dE(X)}{dX} = \frac{dE(X)}{dX} \Big|_{X_{max}} \times \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{(X_{max} - X_0)/\lambda} \times \exp\left(-\frac{X - X_0}{\lambda}\right). \quad (3.8)$$

donde X_{max} es la profundidad atmosférica donde se genera el número máximo de partículas, $\frac{dE(x)}{dX} \Big|_{X_{max}}$ es la energía total depositada en la profundidad X_{max} , X_0 corresponde a la profundidad de la primer interacción y λ es un parámetro adicional de la función. La energía total se obtiene integrando el perfil longitudinal de la Figura 3.4 como:

$$\int_0^{\infty} \frac{dE(X)}{dX} dX, \quad (3.9)$$

No toda la energía de la lluvia es depositada en la atmósfera debido a los muones y neutrinos no interactuantes. Esto puede representar hasta 10% de la energía original de la lluvia. Por este motivo se realizan correcciones para calcular el valor de la energía perdida. A partir de simulaciones es posible determinar esta contribución y aplicar las correspondientes correcciones a cada evento [74].

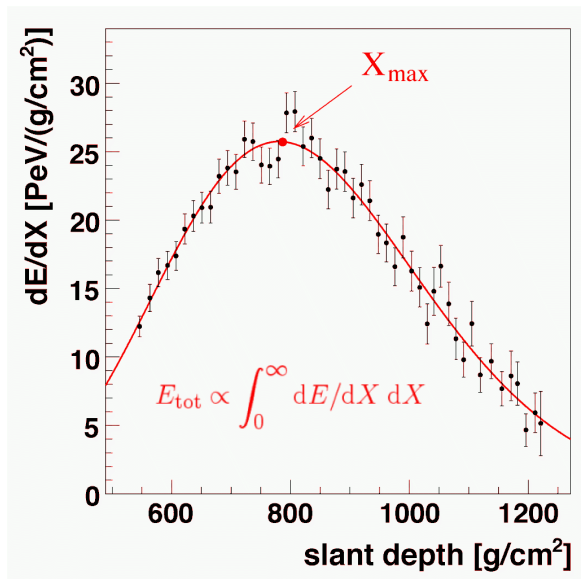


Figura 3.4: Ejemplo del perfil longitudinal de una EAS. Este gráfico muestra $\frac{dE(X)}{dX}$ en función de la profundidad atmosférica.

3.3 Calibración híbrida de energía

Una de las ventajas principales del diseño híbrido del Observatorio es la capacidad de asignar una energía calorimétrica medida con el FD al parámetro S_{1000} obtenido con SD. De este modo se puede independizar la estimación de la energía de los modelos hadrónicos. Para tal fin se obtiene, en primer lugar, la dependencia de S_{1000} con el ángulo cenital. Esto permite hallar un estimador de energía independiente de la dirección de arribo. A una dada energía el S_{1000} será más pequeño a medida que se incrementa el ángulo cenital. La disminución de S_{1000} con el ángulo θ debido a la atenuación geométrica de la lluvia está determinada por el método de corte de intensidad constante (CIC) [58]. Este método supone que el flujo de partículas primarias es isotrópico, por lo tanto el flujo integrado a partir de una dada energía no depende del ángulo θ . Se seleccionan valores umbrales de S_{1000} que impliquen intensidades iguales para diferentes valores de θ y así se obtiene la dependencia de S_{1000} con el ángulo cenital.

Usando la curva de S_{1000} en función del ángulo cenital, se obtiene el parámetro $S_{38^\circ}(1000)$, definido como la señal equivalente a 1000 metros y 38° . A partir de este parámetro se construye una recta de calibración en función de la energía calorimétrica como la que se muestra en la Figura 3.5.

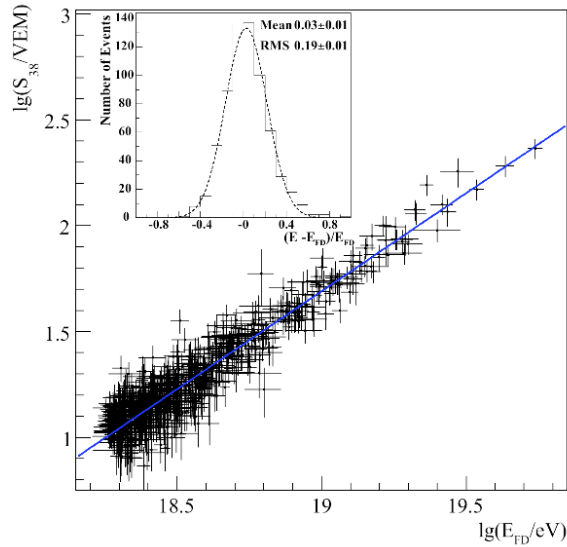


Figura 3.5: Curva de calibración de la energía calorimétrica obtenida con FD y su valor correspondiente de $S_{380}(1000)$ del mismo evento obtenida con SD. El histograma en la parte superior izquierda muestra la diferencia de cada punto respecto del valor medio.

3.4 Variables para el análisis de la composición primaria

En esta sección se explican algunos parámetros importantes sensibles a la composición de rayos cósmicos utilizados en el experimento Pierre Auger.

3.4.1 Profundidad atmosférica del máximo de partículas

El observable X_{max} se mide desde el tope de la atmósfera y se expresa unidades de $gr \times cm^{-2}$. Es uno de los más utilizados para estudiar la composición de los rayos cósmicos. El X_{max} es medido directamente con los detectores de fluorescencia y está relacionado de manera directa con la masa de la partícula primaria. Una cascada iniciada por un protón tiene un X_{max} mayor que una iniciada por un núcleo, como se ilustró en el modelo de Heitler en la sección 1.5.1.

La variación de X_{max} con la energía de la partícula primaria se denomina *elongation rate*, D_{10} . Este cambio de X_{max} con energía depende de la masa promedio de las partículas

primarias. Un cambio en el valor de D_{10} implica un cambio de composición.

A su vez a partir de la distribución de X_{max} es posible determinar la sección eficaz de interacción protón-aire, como se explicó en la sección 1.5, a través de la relación que esta variable tiene con la profundidad del punto de primer interacción.

3.4.2 Contenido muónico

Para una dada energía del primario, una lluvia inducida por núcleos de Fe genera una fracción mayor de muones que una generada por protones y mucho mayor que para fotones, los cuales producen una cascada casi puramente electromagnética.

Lo anterior se puede pensar de la siguiente manera: dado que cada núcleo puede ser considerado como superposición de varios nucleones, para un núcleo de Fe con energía E , cada nucleón se puede considerar con $E/56$. El resultado de su interacción se podrá ver entonces como la superposición de 56 lluvias de más baja energía ($E/56$) que alcanzan a su X_{max} más alto en la atmósfera. En este modelo de superposición, los piones secundarios (generados por nucleones de menor energía) alcanzan antes la energía donde decaen a muones en lugar de transferir su energía a la cascada electromagnética. Por lo tanto núcleos más pesados producirán más muones que núcleos livianos y se desarrollaran antes, dando lugar a valores menores de X_{max} .

En el Observatorio Pierre Auger, los detectores son sensibles a ambas componentes de la lluvia, sin embargo aún cuando esta diferencia en el contenido muónico es suficiente para poder inferir composición, existen grandes fluctuaciones en las variables que describen su contenido y las diferencias en las predicciones de los distintos modelos hacen difícil el análisis.

Actualmente existen distintos métodos aplicados en el Observatorio Pierre Auger para obtener variables relacionadas con el número de muones. Entre ellos se distinguen:

1. Las distribuciones de la profundidad de producción de muones (*muon production depths* o *MPD distributions*). Permiten obtener la variable asociada X_{μ} , que es la profundidad en la que se produce el máximo número de muones [75]. El mismo se determina usando trazas FADC de las estaciones SD para lluvias de partículas con ángulo azimutal alrededor 60° y estaciones lejos del *core* ($r > 1000$ m) para evitar contaminación electromagnética y reducir incertezas temporales.
2. Numero de muones en lluvias altamente inclinadas: Esta medida esta basada en eventos híbridos con ángulos cenitales entre 62° y 80° . El número de muones para cada evento

se deriva como un factor de escala sobre una distribución lateral de densidad de muones simulada a nivel del suelo como referencia [76].

3. Fracción de la señal de muones: Aplicando distintas técnicas de filtrado, se pueden separar las fracciones electromagnéticas y muónicas en las señales de los detectores de superficie. Las distintas técnicas de filtrado se basan en las distintas características de la señal depositada por cada una de las componentes, donde los muones presentan una estructura de picos sobre un continuo de menor energía depositado por electrones y fotones [77].

3.4.3 Risetime

Una señal típica de los detectores de superficie, generada por una lluvia de rayos cósmicos está caracterizada por tener una primera porción de la señal dominada por los muones, mientras que la componente electromagnética arriba retrasada respecto de la componente muónica y se prolonga en el tiempo. Esto es debido a que los muones viajan sin desviarse y las partículas electromagnéticas sufren dispersión múltiple antes de alcanzar el suelo.

Esta característica de la señal puede ser medida a través del *risetime* definido como el tiempo que la señal total integrada tarda en crecer del 10% al 50% para cada detector de superficie (Figura 3.6 Izquierda). El *risetime* así definido está relacionado con el cociente entre el número de muones y partículas electromagnéticas en la lluvia, el cual difiere para distintas especies primarias. El número de partículas electromagnéticas a nivel del suelo para una dada energía depende del valor de X_{max} y, consecuentemente de la composición primaria. Como resultado la contribución relativa de la parte electromagnética y la muónica de la lluvia dependen del estado de desarrollo de la lluvia a una dada energía, lo que implica que el número relativo de muones sobre electrones a nivel del suelo se incrementa con la masa de la partícula primaria, esto sumado a que el número de muones en la lluvia depende de la partícula primaria, como se explicó anteriormente. La Figura 3.6 (derecha) muestra un ejemplo de las contribuciones de la componente electromagnética y muónica a la señal total de *risetime* asociada a una estación.

El *risetime* también depende de la distancia al eje de la lluvia y del ángulo cenital θ . En el caso de lluvias inclinadas, existen asimetrías azimutales en el valor de este parámetro que pueden ser utilizadas como parámetro sensible a composición [78–81], como se describirá a continuación.

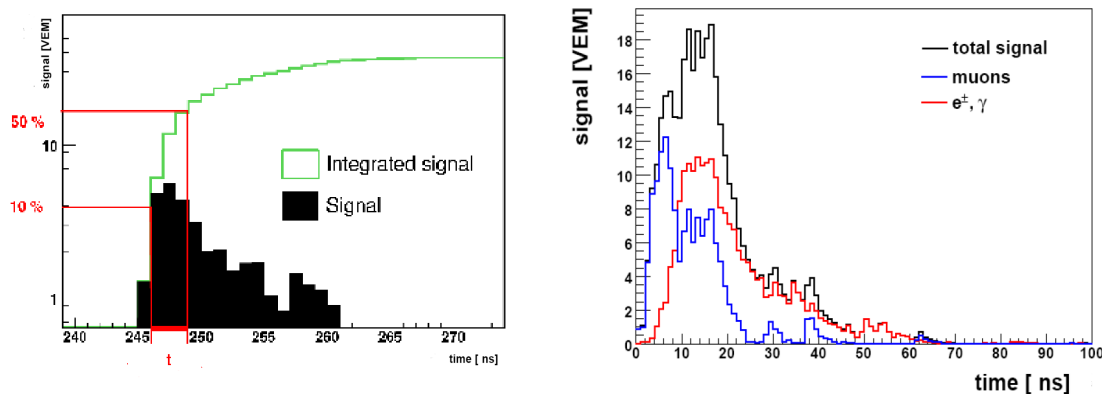


Figura 3.6: (Izquierda) Ejemplo para la estimación del risetime de una señal. (Derecha) Contenido relativo de la componente muónica y electromagnética de la señal de risetime.

3.4.4 Asimetría en el risetime

Las señales dejadas por una lluvia inclinada ($< 60^\circ$) en el plano del detector presentan simetría elíptica centrada en el eje de la lluvia. En la reconstrucción de la lluvia, se aplica una transformación simple para proyectar las señales y distribuciones temporales al plano perpendicular a la dirección del eje de la lluvia y de esta manera recuperar la simetría cilíndrica. Se puede observar en la Figura 3.7 el plano del detector de superficie y el plano definido por el frente de la lluvia. El ángulo θ , como ya se ha definido es la medida de la inclinación de la lluvia incidente respecto de la incidencia normal. El ángulo ϕ es el azimutal sobre el plano del detector, mientras que el ángulo azimutal ζ está medido en el plano del frente de la lluvia. La dirección de arribo del primario define dos regiones para la lluvia, *early*: $-\pi/2 < \zeta < \pi/2$ y *late*: $\pi/2 > \zeta$ o $\zeta < -\pi/2$.

Si las lluvias son poco inclinadas ($\theta < 30^\circ$), la señal en los detectores de superficie depende sólo de la distancia perpendicular al eje de la lluvia, sin embargo, la simetría circular para una lluvia inclinada ($\theta > 30^\circ$) se rompe debido a que una porción de la cascada se desarrolla más en la atmósfera antes que el frente de la cascada llegue al suelo. Entonces la asimetría aparece debido a que las magnitudes medidas en las estaciones *early* y *late* serán diferentes dado que están viendo distintos puntos de desarrollo de la cascada, como muestra la Figura 3.8. En esta Figura se presentan diferentes EAS con el mismo valor para X_{max} y distinto ángulo θ . A medida que el ángulo cenital se incrementa, una estación de superficie en la región *late* verá una porción del frente de la lluvia que ha pasado a través de una profundidad atmosférica mayor que una estación en la región *early*, siendo la componente electromagnética mayormente absorbida, dando lugar a menores valores de risetime.

La evolución de la asimetría en las señales temporales para distintos ángulos es utilizada como una variable sensible a composición dado que evidencia la relación entre la componente electromagnética y la componente muónica en las señales, siendo esta relación dependiente de la naturaleza del primario.

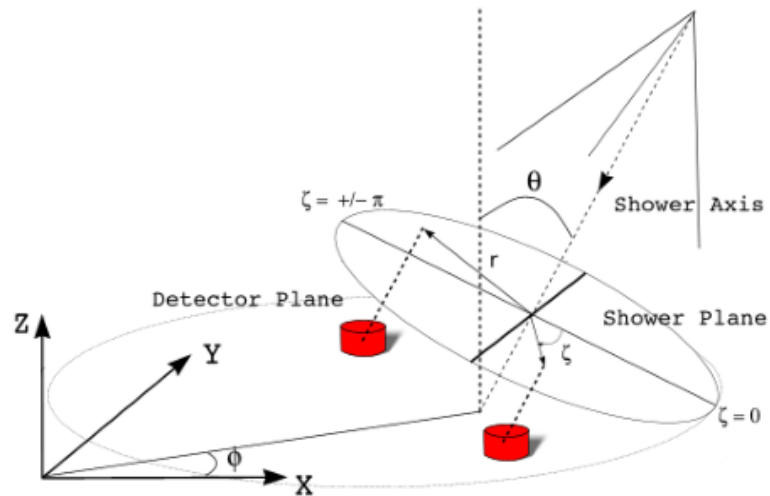


Figura 3.7: Vista esquemática de la geometría de la lluvia. La dirección de arribo del primario define dos regiones *early* $-\pi/2 < \zeta < \pi/2$ y *late* $\pi/2 > \zeta > \zeta < -\pi/2$.

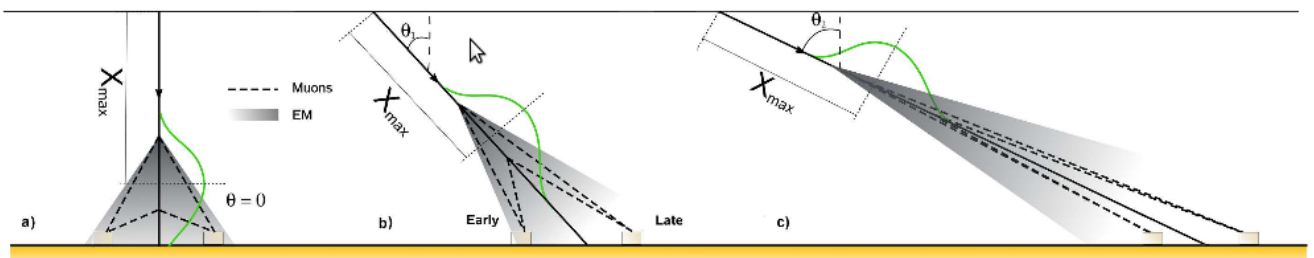


Figura 3.8: Vista esquemática del desarrollo de una lluvia para 3 ángulos cenitales diferentes.

Capítulo 4

Resultados obtenidos por el Observatorio Pierre Auger

Los datos obtenidos con el Observatorio Pierre Auger han aportado con importantes resultados en el campo de la física de rayos cósmicos de ultra alta energía. En este capítulo se resumen los principales resultados obtenidos con el Observatorio Pierre Auger. Se mostrarán los resultados sobre el observable X_{max} y su fluctuación, sobre límites en el flujo de fotones y neutrinos, direcciones de arribo y sección eficaz de interacción protón-protón. Los resultados sobre el espectro de energía de rayos cósmicos ya fueron presentados en el capítulo 2 (Figura 1.2). Dicho resultado ha permitido establecer la supresión del flujo a energías por encima de $4 \times 10^{19} \text{ eV}$ [82, 83].

4.1 Profundidad del máximo de la lluvia

Con los telescopios de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger el observable X_{max} puede determinarse con una precisión en promedio de $20 \frac{gr}{cm^2}$. En la Figura 4.1 (izquierda) se observa los últimos resultados de X_{max} en función de la energía y su comparación con simulaciones con distintos modelos de interacción hadrónica para primarios protón y Fe.

Las fluctuaciones de las distribuciones de X_{max} también son sensibles a composición. Se espera que las lluvias iniciadas por protones fluctúen más que las iniciadas por núcleos de hierro. Por lo tanto, si la composición en función de la energía cambia, por ejemplo, de un componente más pesado a ser dominada por protones, se observaría una disminución en el ancho de las distribuciones de X_{max} a mayor energía [84], tal y como se puede observar en la Figura 4.1 (derecha). Los resultados indican una tendencia en la composición a

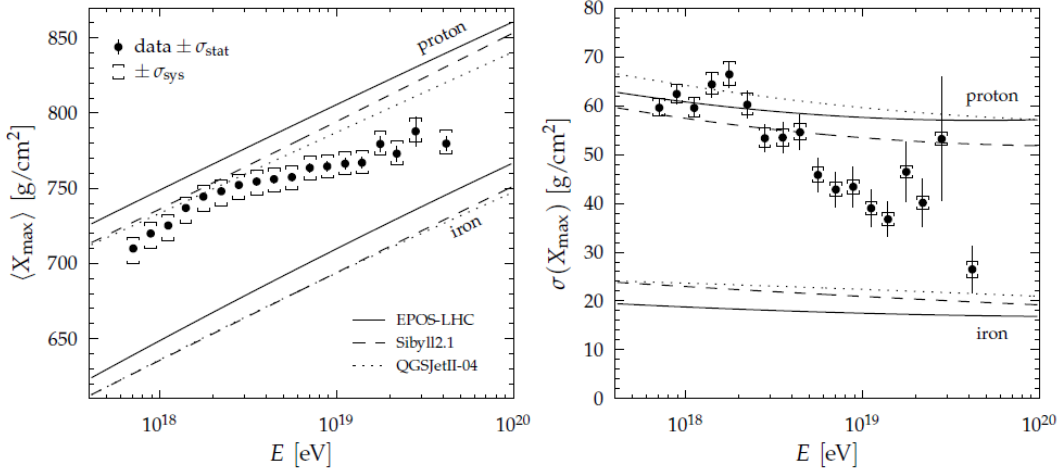


Figura 4.1: Izquierda: $\langle X_{max} \rangle$ vs energía. Derecha: fluctuación de X_{max} vs energía

medida que aumenta la energía hacia núcleos pesados o protones interactuando distinto de los esperado [2]. Dadas las limitaciones en la exposición del detector de fluorescencia, todavía no se cuenta con más información en el régimen de energía próximo al corte GZK.

A partir de los resultados de X_{max} y su fluctuación se pueden obtener la evolución del $\langle \ln A \rangle$ y $\sigma_{\ln A}^2$ con la energía:

$$\langle \ln A \rangle = \frac{\langle X_{max} \rangle - \langle X_{max} \rangle_p}{F_E}, \quad (4.1)$$

donde F_E , refleja la dependencia de X_{max} con la masa del primario y la energía en los distintos modelos y se puede escribir como $F_E = \eta - \frac{D}{\ln 10} + \delta \log_{10} \frac{E}{E_0}$, donde η , D y δ son parámetros determinados para cada modelo [85].

El valor de $\langle \sigma_{\ln A}^2 \rangle$ se obtiene a partir de:

$$\sigma_{\ln A}^2 = \frac{\sigma^2(\langle X_{max} \rangle) - \sigma_{sh}^2(\langle \ln A \rangle)}{\sigma_p + F_E^2} \quad (4.2)$$

De este modo, se obtuvieron los resultados que se muestran en la Figuras 4.2 y 4.3, donde se observa un incremento de $\langle \ln A \rangle$ con la energía sobre 10^{18.3} eV a valores de masa intermedios y el decrecimiento de la fluctuación $\sigma_{\ln A}^2$ en todo el rango de energía.

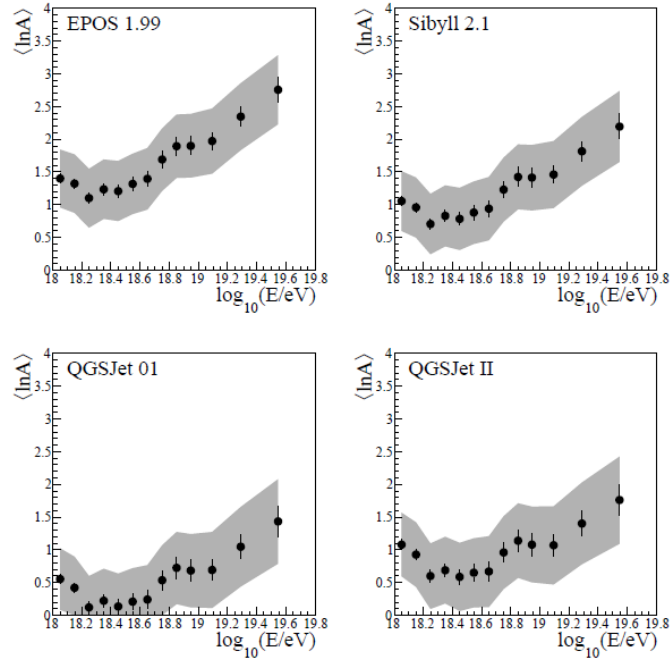


Figura 4.2: $\langle \ln A \rangle$ vs energía.

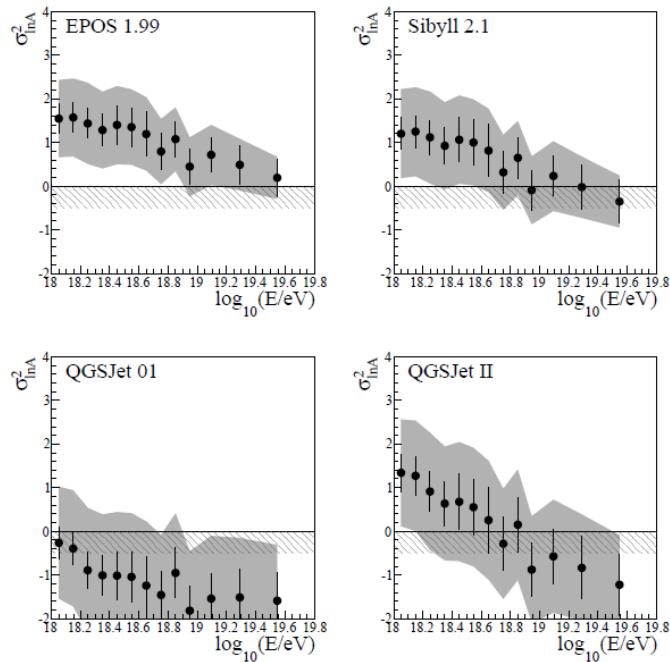


Figura 4.3: Fluctuación del $\langle \ln A \rangle$ vs energía.

4.2 Profundidad de producción de muones

Esta variable fue presentada en la sección 3.4.2 y en esta sección se muestran los últimos resultados obtenidos con los datos del Observatorio Pierre Auger.

Los estudios realizados muestran que los modelos actuales no reproducen de igual modo los distintos parámetros de las lluvias, como se puede observar en la Figura 4.4. Hallar consistencia con otros estimadores servirá para mejorar y limitar los distintos modelos. Las incertezas sistemáticas que actualmente presenta esta variable no permiten aún determinar en forma concluyente la composición de los rayos cósmicos [86].

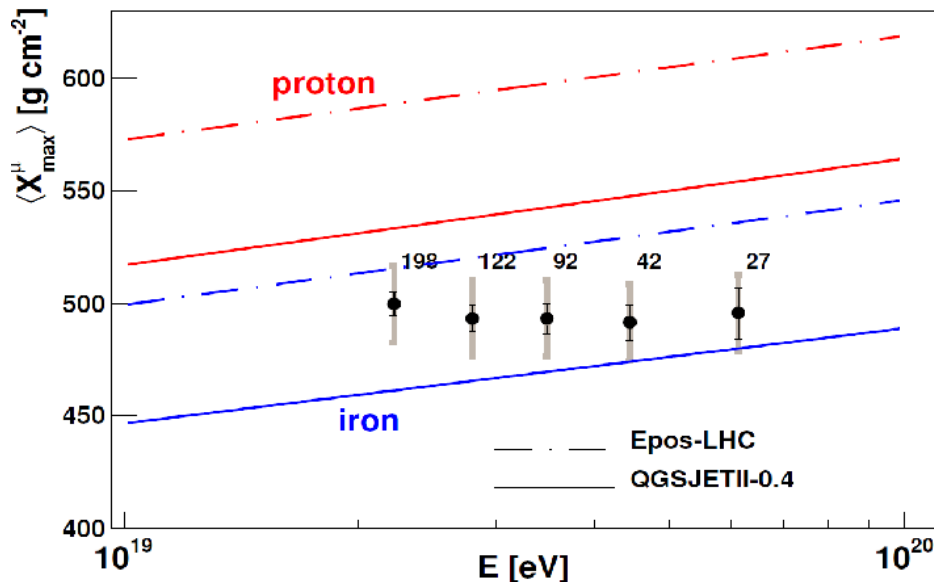


Figura 4.4: *Muon production deepths* en función de la energía. Se observa que los resultados experimentales no son compatibles con los modelos. Las líneas grises corresponden a las incertezas sistemáticas del método y las negras las incertezas estadísticas. Los números en cada bin representan el número de eventos correspondiente.

4.3 Flujo de neutrinos y fotones

Las búsquedas de neutrinos y fotones han arrojado resultados nulos, por lo cual se han podido fijar límites en el flujo a ultra alta energía [87, 88]. Este hecho permitió descartar modelos *top-down* de fuentes de rayos cósmicos tales como el decaimiento de partículas

superpesadas [89–92].

La Figura 4.5 muestra los límites en el flujo de fotones y la Figura 4.6 los resultados para el flujo neutrinos [93] obtenidos con el Observatorio Pierre Auger. Escenarios con fuentes de UHECRs en los cuales las partículas observadas son producidas por decaimientos de otras más pesadas (*top-down models*), llevan a flujos de fotones y neutrinos mayores que los observados [94]. Algunos ejemplos representativos de estos modelos se pueden observar en la Figura 4.5. Los límites en el flujo de neutrinos puestos con los datos del observatorio son menores de los que provee el modelo de flujo de Waxman-Bahcall [92, 95, 96].

Se espera que en los próximos años podrán extenderse los límites sobre la región GZK. En dicha región los modelos cosmogénicos predicen la existencia de fotones y neutrinos a partir de la fotoproducción de piones descrita en el capítulo 1.

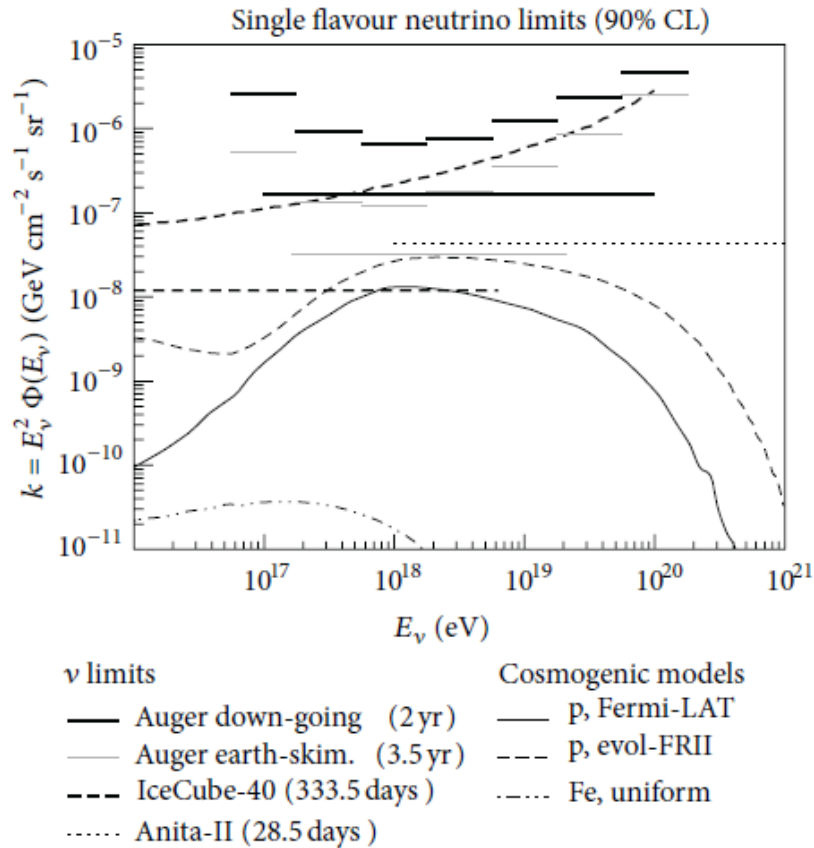


Figura 4.5: Límites en el flujo de neutrinos en función de la energía.

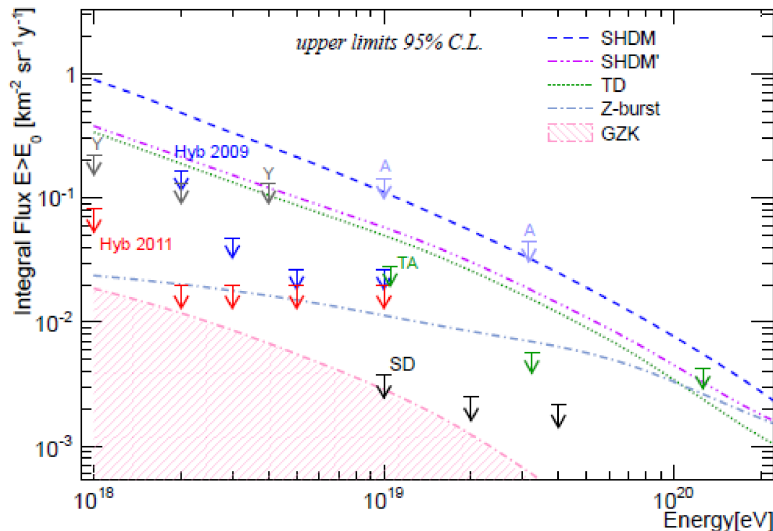


Figura 4.6: Límites en el flujo de fotones en función de la energía.

4.4 Direcciones de arribo

La distribución de las direcciones de arribo es una de las claves para entender la transición entre rayos cósmicos de origen galáctico y extragaláctico. La resolución angular del detector es suficiente para hacer búsquedas de anisotropías en todo el rango de energías [46].

Se busca saber si las distribuciones de arribo son isotrópicas o no a gran escala y si una transición de origen galáctico a extra galáctico induce un cambio en las distribución angular al aumentar la energía. Para tal fin se modela la distribución como primera aproximación con un término isotrópico y una componente dipolar:

$$\phi_n = \frac{\phi_0}{4\pi}(1 + r \cdot \mathbf{d} \cdot \mathbf{n}), \quad (4.3)$$

Donde \mathbf{n} denota las direcciones de arribo en coordenadas ecuatoriales, \mathbf{d} denota el vector unitario del dipolar y r su amplitud [97]. El objetivo de estos estudios es determinar si existen excesos sobre valores isotrópicos y cambios en la fase en la distribución de direcciones de llegada. A partir de los datos obtenidos se ha podido determinar que la anisotropía dipolar de las direcciones de arribo de partículas es pequeña en la región de energía correspondiente al tobillo [98–100].

La amplitud de dipolo (como su correspondiente límite superior) y el ángulo de fase en función de la energía se observan en la Figura 4.7. La probabilidad de medir amplitudes que lleguen por azar isotropicamente es menor que 1% en algunos bins por encima y por debajo de la energía del tobillo. El ángulo de fase muestra un cambio suave con la energía. Estudios recientes publicados en conjunto por la colaboración TA y Pierre Auger han determinado que no se observan anisotropías significativas en las direcciones de arriba, pudiendo fijarse límites en la amplitud dipolar y cuadripolar para eventos de energía por encima de 10^{19} eV. Los resultados obtenidos fueron compatibles con un flujo isotrópico [101].

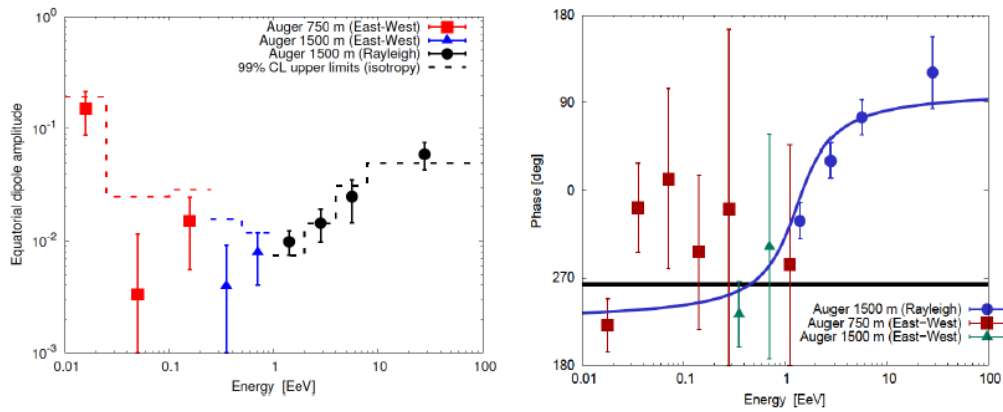


Figura 4.7: Anisotropías en las direcciones de arriba. (Derecha): Amplitud de dipolo. Izquierda. ángulo de fase obtenido a partir de distintas técnicas [101].

4.5 Sección eficaz de interacción

Los datos provenientes del Observatorio Pierre Auger pueden utilizarse para la medida de la sección eficaz protón-aire y protón-protón a energías de 57 TeV de centro de masa [102].

Como ya se ha mencionado, la profundidad máxima del desarrollo de la lluvia se relaciona directamente con la profundidad del punto de primer interacción. Para estimar la sección eficaz se utiliza la cola de la distribución de X_{max} (Figura 4.8), λ_η , donde η representa la fracción utilizada correspondiente a los eventos más penetrantes [103]. Se ha tomado el valor de $\eta = 0.2$. Dicha definición a 57 TeV corresponde a una contaminación con helio menor al 25%, y menor aun para elementos más pesados. Esta selección para el valor de η se ha realizado a partir de estudios con simulaciones Monte Carlo, donde se estudio la sensibilidad del valor de η a las distintas composiciones.

La relación entre la profundidad máxima del desarrollo de la lluvia y la profundidad del punto de primer interacción ha sido utilizado previamente por la colaboración High Resolution Fly's Eye para obtener estimaciones sobre la sección eficaz [104, 105]. Basándose en esta relación se ha podido medir la sección eficaz protón-aire a 57 TeV de energía de centro de masa. Aplicando la aproximación de Glauber [106] la sección eficaz puede ser convertida a la equivalente sección eficaz inelástica protón-protón. La Figura 4.9 muestra la sección eficaz protón-aire obtenida a partir de los datos del Observatorio Pierre Auger. En dicha Figura se pueden observar los resultados junto con las predicciones de los distintos modelos.

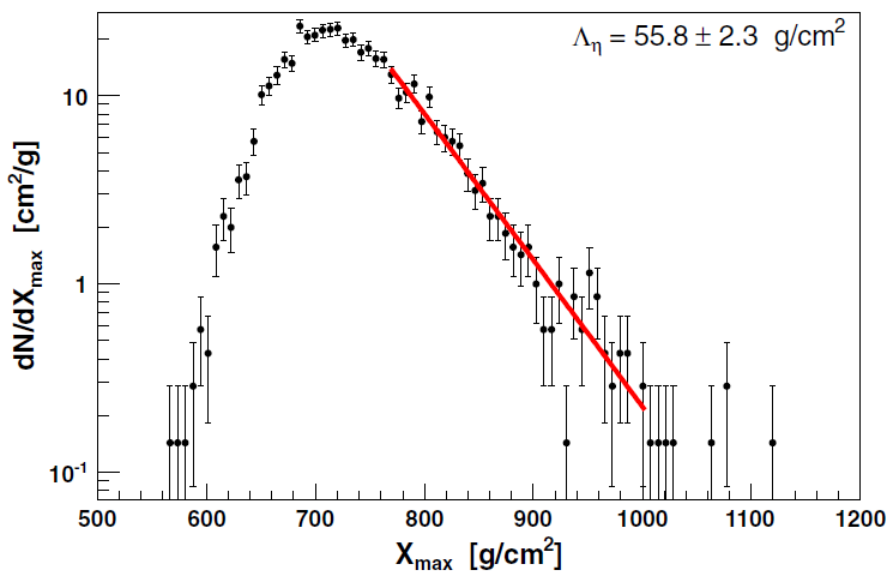


Figura 4.8: Distribución de X_{max} con el ajuste de λ_η para eventos de $E = 10^{18.24} \text{ eV}$.

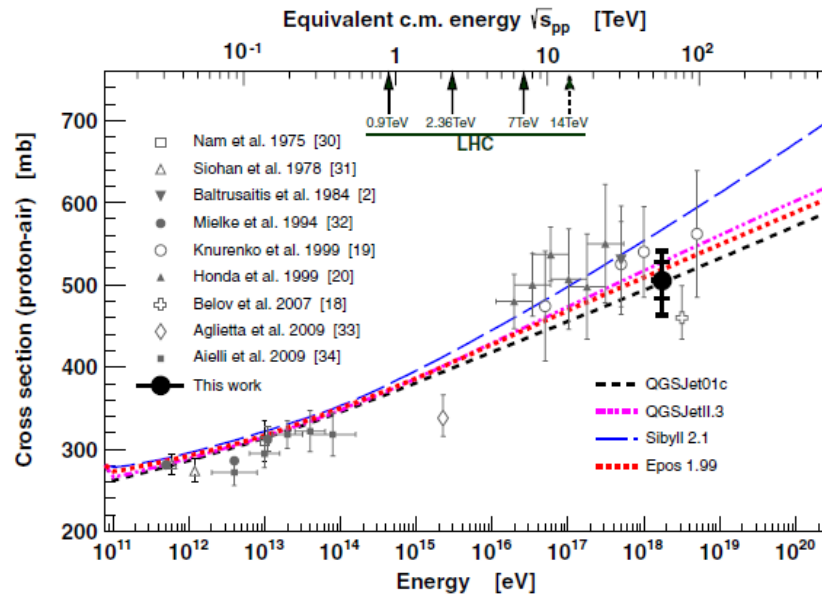


Figura 4.9: Sección Eficaz protón-aire obtenida a partir de los datos del observatorio y predicciones utilizando simulaciones con los distintos modelos.

4.6 Resumen de los resultados

Los datos colectados con el observatorio Pierre Auger han llevado a un mejor entendimiento sobre los rayos cósmicos de ultra alta energía, destacándose los resultados que han sido presentados en este capítulo. La supresión del flujo a energías por encima de $10^{19.5}$ eV ha sido establecida y los escenarios exóticos de decaimientos de partículas súper pesadas han sido descartados.

En el rango de energía accesible para medidas de composición, los resultados interpretados a partir de los modelos de interacción modificados a partir de los últimos datos obtenidos en el LHC muestran una transición no trivial de livianos a pesados, desafiando las interpretaciones convencionales de la supresión del flujo en el límite GZK a partir del efecto de pérdida de energía de protones de origen extragaláctico.

Para poder realizar progresos mayores en física de rayos cósmicos es esencial determinar la naturaleza del primario en la regiones de energía más altas, para lo cual se vuelven esenciales estudios de nuevas variables que permitan obtener información de composición en dicha región.

Capítulo 5

Estudios de la respuesta del detector de superficie en periodos largos de tiempo

En este capítulo se resume el análisis realizado sobre variables de interés en el monitoreo del detector de superficie. Como se ha descrito en el capítulo 3, el detector de superficie del Observatorio Pierre Auger posee 1660 estaciones individuales. El proceso de monitoreo de la respuesta de los componentes individuales de las estaciones es esencial para poder diagnosticar y anticipar posibles fallas. El correcto funcionamiento del detector, teniendo en cuenta la calidad de la señal, sus niveles de trigger y su resolución, son el sostén de todo estudio basado en los datos del detector de superficie, implicando que ningún trabajo y su correspondiente publicación puede ser llevado adelante sin tener como base la correcta estimación del funcionamiento del detector. En este sentido estos estudios tienen impacto directo en la determinación de la energía de los eventos, determinación de distribuciones temporales y direcciones de arribo.

El objetivo de este estudio fue entonces detectar posibles cambios globales en algunas variables de monitoreo que pudieran afectar la respuesta del detector o su resolución a lo largo del tiempo. El estudio presentado aquí fue realizado en base a los archivos digitales del detector de superficie del Observatorio Pierre Auger que contienen la información de monitoreo [107].

Las variables estudiadas fueron el alto voltaje aplicado a la base de los PMT (HV), la relación dinódo-ánodo (RDA), el área asociada a la unidad VEM (Q_{VEM}^{peak}) y el pico (I_{VEM}^{peak}), estos últimos definidos en el capítulo 2.

Para realizar este análisis fueron utilizados aquellos PMT instalados a partir de 2004

en el inicio de la construcción del Observatorio y se siguió su evolución hasta 2010. Las variables de monitoreo de las estaciones se almacenan cada 6 minutos [108], lo que constituye un gran volumen de información. Para este trabajo se obtuvieron los perfiles individuales de las variables de cada PMT a través del tiempo, un ejemplo se puede ver en la Figura 5.1. Como parte de este trabajo se analizó también la información en función del tiempo de los parámetros de las rectas características de ganancia de los PMT (offset y slope), para 4 PMTs estándar de prueba ubicados en la Facilidad para testeo de PMT (*PMT Testing Facility*) [109].

5.1 Variables de monitoreo del detector de superficie

Las estaciones más antiguas del observatorio datan del año 2004. En ese momento el arreglo de superficie consistía en aproximadamente 400 estaciones y un total de 1600 PMT. Como se ha mencionado, cada 6 minutos se graba la información de monitoreo de las estaciones. Es claro que estudiar todos los perfiles temporales continuos de cada variable asociada a una estación o a un PMT desde 2004 al 2010 requiere procesar un gran volumen de información. Por este motivo se decidió muestrear las variables de monitoreo en una ventana de dos días, dos veces al año. Se fijó este periodo testigo consistentemente con el criterio adoptado en el estudio realizado sobre el número de fotoelectrones presentado en [110], adicionando un nuevo periodo temporal y así tener en cuenta variaciones estacionales.

Para la selección de los días se tuvo en cuenta que las temperaturas de ambos periodos fueran diferentes, pero no valores extremos. Se consideró del 4 al 6 de junio (periodo previo al invierno) y del 4 al 6 de diciembre (periodo previo al verano). En este estudio también se observaron las características de algunos perfiles individuales de las variables de monitoreo a través del tiempo con el objeto de definir cortes que permitan excluir de la tendencia general aquellas estaciones que tuvieran fallas de funcionamiento.

El objetivo del estudio consistió en observar el comportamiento global del arreglo de detectores a largo plazo, por este motivo, basado en los estudios de [110] y en las observaciones de los perfiles se seleccionaron sólo aquellos PMT que estuvieran adquiriendo datos adecuadamente y no tuvieran mal funcionamiento ellos o sus estaciones, como por ejemplo fallas en la electrónica o incendio, durante los periodos de tiempos considerados [107, 111]. De este modo, los siguientes criterios fueron aplicados:

- Estaciones enviando T1.

- Estaciones con los 3 PMT operativos simultáneamente.
- $Q_{VEM}^{peak} < 1000$ [ADC counts]
- $I_{VEM}^{peak} > 30$ [ADC counts]
- $RDA < 4.5$
- $HV > 900$ Volts

Dichos cortes permitieron seleccionar las estaciones con funcionamiento estable. El ejemplo de un perfil de la evolución de las variables estudiadas se puede observar para un PMT de una dada estación en la Figura 5.1.

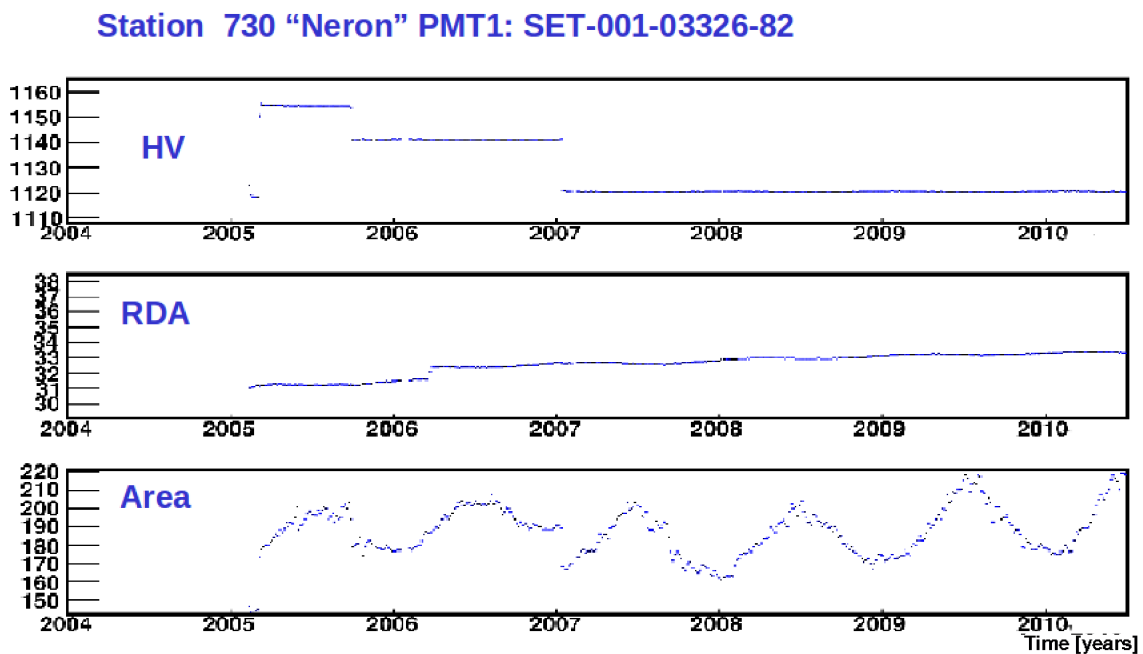


Figura 5.1: HV , RDA , y Área para un PMT con comportamiento típico. La oscilación en el valor del área está relacionada con las variaciones de temperatura invierno-verano.

5.1.1 Alto voltaje de la fuente

Esta cantidad es el voltaje aplicado en la base de cada PMT. Existen dos medidas almacenadas en las variables de monitoreo. La primera es proveniente del valor del DAC utilizado para producir el voltaje de control sobre el PMT (línea de referencia de entrada

al módulo de HV entre $0V - 2V$ que luego se amplificará entre $0V - 2000V$). La segunda es una lectura proveniente de un sensor de salida presente en la base del PMT.

La salida del conversor es precisa en ± 4 LBS (*Least Significant Bit*), es decir en el bit menos significativo a escala total. El valor almacenado en las variables de monitoreo es una estimación del alto voltaje utilizando la conversión nominal del voltaje de salida ($2000V/2095ch$) [112]. Para calcular el alto voltaje, el valor del DAC se convierte al voltaje de salida a través de:

$$HV = \frac{2500mV}{4095} \times DAC \times R_{base}. \quad (5.1)$$

Donde R_{base} es un factor específico entre el voltaje de entrada y salida de cada PMT. Al no estar disponible la información del valor de R_{base} para cada PMT del detector, se optó por estudiar la salida directa del sensor. En la Figura 5.2 se muestra un ejemplo del histograma de alta tensión para los PMT estudiados, en este caso correspondiente a junio de 2007.

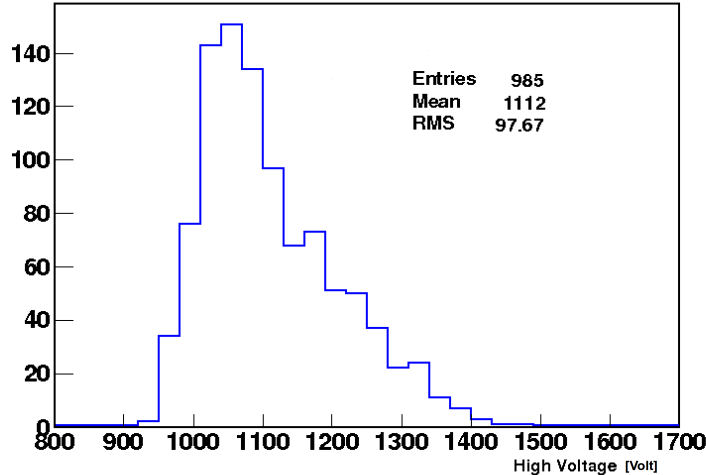


Figura 5.2: Histograma de HV correspondiente a junio de 2007.

El mismo análisis se repitió con los histogramas correspondientes a cada periodo de tiempo considerado. La evolución en el valor medio del histograma de HV a través del tiempo se muestra en la Figura 5.3. Aquí se puede observar que el alto voltaje presenta una importante caída después de 2005. Esto se debe a un cambio en los criterios de calibración [113]. Luego de 2005, disminuye suavemente alrededor de un 2% luego de 5 años. Esta disminución podría ser causada por ciertas fallas reportadas sobre el

sistema de monitoreo [114]. Sin embargo aún no es claro porqué en cada proceso de recalibración global el valor de la alta tensión se estabiliza en un valor levemente más bajo, representando una caída menor que 1% en cada ciclo.

En el gráfico de la Figura 5.3, la incerteza asociada al valor medio de cada histograma se determina a partir de la fluctuación en el histograma de la alta tensión (RMS/\sqrt{N}). Se observa que dicho valor permanece estable en el tiempo.

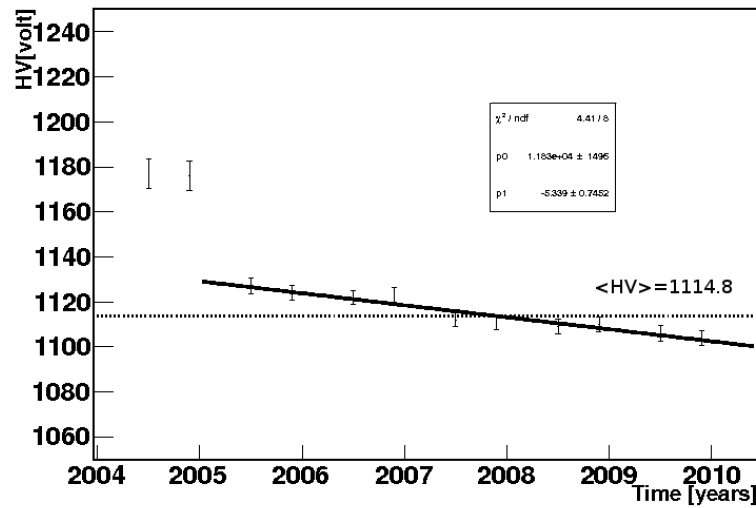


Figura 5.3: Valor medio de HV en función del tiempo. La línea punteada representa el valor medio durante el periodo considerado. La línea sólida es un ajuste lineal para mostrar la evolución en el tiempo.

5.1.2 Relación dinodo-ánodo (RDA)

Esta variable es el factor de amplificación entre la última salida de dinodo y la salida de ánodo en el PMT. El valor de referencia de esta variable es alrededor de 33. El valor de RDA es muy importante ya que permite obtener el valor de calibración de 1 VEM en el canal de ánodo. Para aquellas estaciones cercanas al *core*, la salida de dinodo se satura, en este caso se utiliza el canal de ánodo [113].

El valor RDA es una cantidad compleja de medir en señales producidas por partículas secundarias de las lluvias inducidas por rayos cósmicos de alta energía, ya que cuando generan señal en el ánodo generalmente saturan la salida de dinodo. Por lo tanto el proceso de calibración del ánodo se realiza a través de la señal de dinodo utilizando luces

de led (offline) o bien utilizando el flujo de muones atmosféricos. Este tipo de señales son apropiadas ya que son señales que pueden excitar ambos canales sin saturar el dinodo. Este procedimiento se encuentra detallado en [108].

Para la medida de RDA a través de la emisión de luces led (offline), se mide en forma directa el valor de la ganancia del último dinodo, ya que la amplificación de la señal de dinodo está fija a un valor de 40:

$$RDA = 40 \frac{\delta - 1}{\delta}, \quad (5.2)$$

donde δ es la ganancia del último dinodo y depende del valor de tensión aplicado a la base del PMT [109].

Para el caso de la medida con el flujo de muones atmosféricos, no es posible medir el cociente directo entre los picos de las señales de dinodo y ánodo. El motivo es que la señal de dinodo tiene dos etapas de amplificación que producen un retardo en dicha señal y por consiguiente un desfase entre 4 y 6 ns. La respuesta a este problema es modelar la forma de la señal de ánodo como:

$$A(t) = \frac{1}{RDA} (1 - \epsilon) D(t) + \epsilon D(t + 1) \quad (5.3)$$

donde t es el bin temporal, $D(t)$ es la señal de dinodo y ϵ es el valor de offset de la señal de dinodo. El valor RDA y ϵ se determinan minimizando el valor del χ^2 .

En la Figura 5.4 se muestra el ejemplo de un histograma del RDA correspondiente a junio de 2007. Nuevamente, tomando los histogramas 2 veces al año, se estudió la evolución de esta variable, como se muestra en la Figura 5.5. En esta Figura, se observa un cambio durante 2006, sin embargo el mismo se debió a un cambio en los valores de referencia asociados a una actualización de software que se encuentra reportada en el archivo de mantenimiento [115]. Después de esa fecha, el valor de la relación dinodo-ánodo presenta un comportamiento estable.

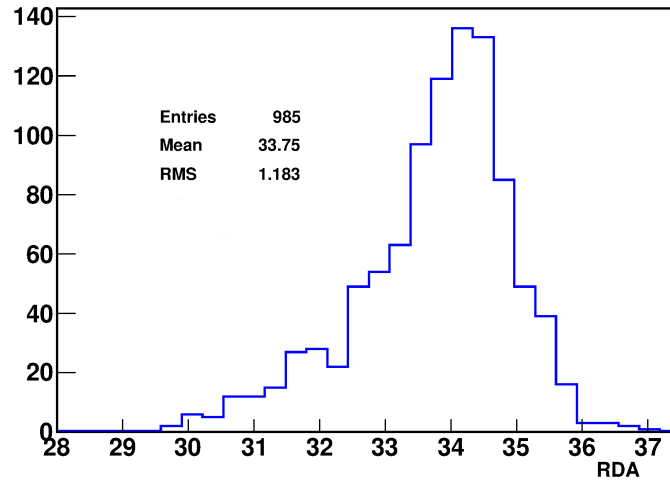


Figura 5.4: Histograma de la relación dinodo-ánodo correspondiente a junio de 2007.

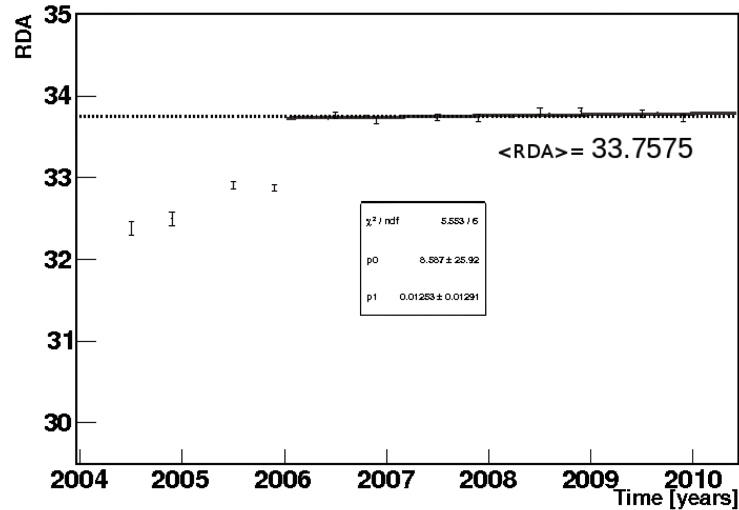


Figura 5.5: Valor medio de RDA en función del tiempo. La línea punteada representa el valor medio en el periodo considerado, mientras que la línea sólida corresponde a un fit lineal para mostrar la tendencia luego de 2006.

5.1.3 Área equivalente a 1 VEM

El área equivalente a 1 VEM es la carga media correspondiente a un muón central y vertical que atraviesa una estación del detector de superficie, como ya se ha definido en el capítulo 2. Esta medida es usada como una señal de referencia básica para todos los PMT en cada estación. Por definición $Q_{VEM} = 1VEM$ [108]. Esta variable es importante ya que está relacionada con la calidad del agua de cada estación y la reflectividad de *Tyvec*. Medirla a lo largo del tiempo permite monitorear si existe degradación en los materiales del detector. Sin embargo es necesario tener en cuenta que dicha variable también está afectada por los cambios en la alta tensión.

La Figura 5.6 muestra un ejemplo de un histograma del área, correspondiente a junio de 2007. Repitiendo el análisis para cada periodo de tiempo considerado, se obtiene la evolución de esta cantidad, como se observa en la Figura 5.7. El valor del área es más pequeño al aumentar la temperatura, esto se refleja en los resultados con una fluctuación durante el año. Teniendo en cuenta las oscilaciones estacionales, se puede además observar una caída leve en el valor medio de esta cantidad promedio de 5% desde 2005 a 2010, compatible con la caída observada en la alta tensión. Los resultados previos a 2005 difieren, debido a los ya mencionados cambios en la calibración del detector.

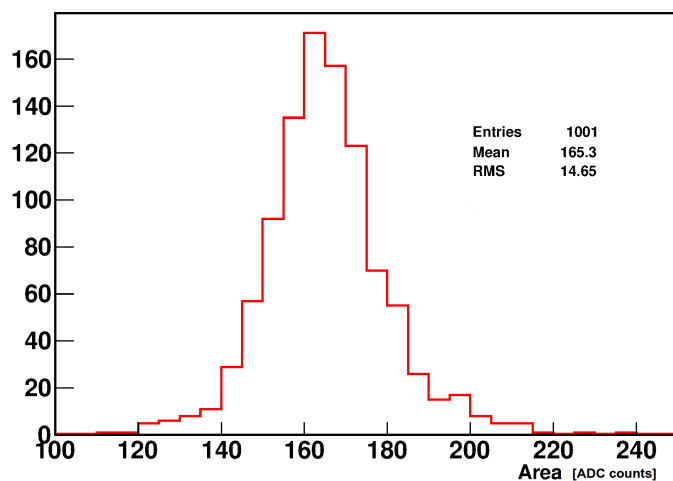


Figura 5.6: Ejemplo de un histograma del área de 1 VEM correspondiente a junio de 2006.

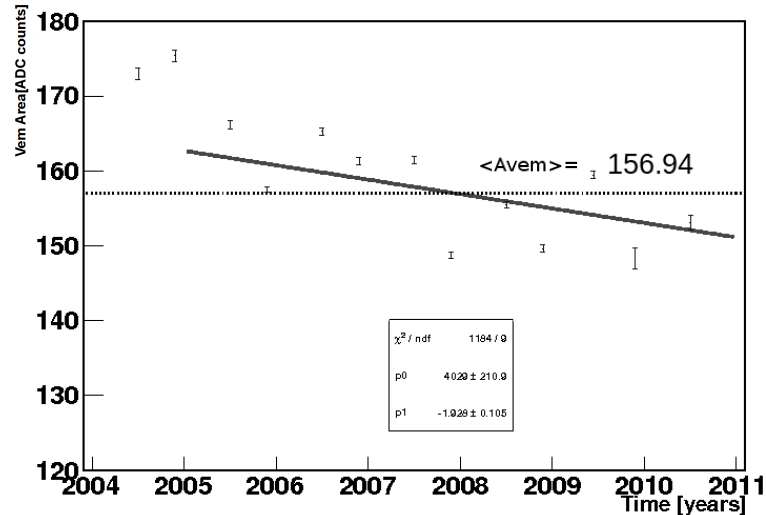


Figura 5.7: Valor medio del área en función del tiempo. La línea punteada representa el valor medio, mientras que la línea sólida corresponde a un fit lineal que permite observar la tendencia en el tiempo.

5.1.4 Pico del histograma asociado a 1 VEM

Esta magnitud corresponde al pico en el histograma de altura de pulsos correspondiente a un muón vertical atravesando una estación de superficie. El monitoreo de esta variable es muy importante ya que su valor es usado para definir el nivel en el trigger [52]. La Figura 5.8 muestra un ejemplo de un histograma de esta variable, en este caso correspondiente a junio de 2008, mientras que en la Figura 5.9 se muestra la evolución del valor medio del histograma en el tiempo. Sin embargo los valores oscilan alrededor de un valor medio estable en el tiempo, o levemente decreciente.

Así como ocurre con el área, el valor de I_{VEM}^{peak} es más pequeño al aumentar la temperatura, ésto se refleja en los resultados con una fluctuación durante el año cuya máxima diferencia entre el periodo previo al invierno y previo al verano es del orden del 7% de su valor medio.

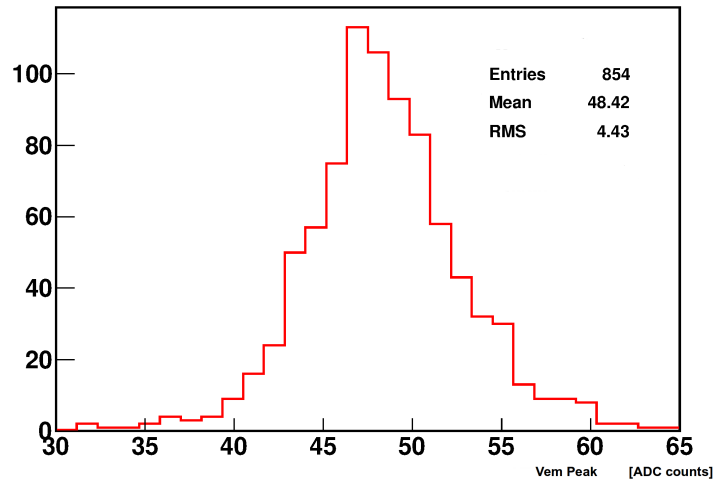


Figura 5.8: Histograma de I_{VEM}^{peak} correspondiente a junio de 2008.

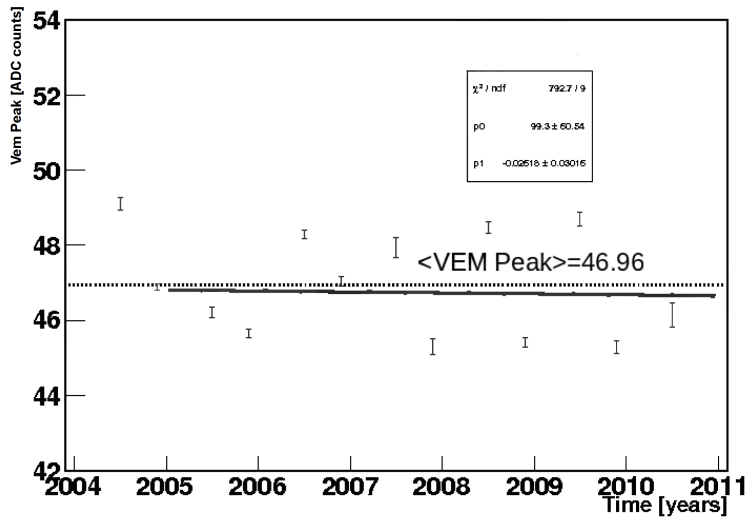


Figura 5.9: Valor medio del histograma de I_{VEM}^{peak} en función del tiempo. La línea punteada en el gráfico corresponde al valor medio, mientras que la línea sólida muestra la tendencia general a partir de 2005.

5.2 Ganancia de los PMTs

Los resultados presentados en esta sección corresponden al análisis sobre los parámetros de las curvas de ganancia de 4 PMT de testeo ubicados en la *PMT Testing Facility* del Observatorio Pierre Auger [109]. Estos PMTs testigos están permanentemente conectados a un sistema de testeo y monitoreo en condiciones controladas para obtener medidas sobre su funcionamiento a largo plazo que pudieran brindar información para prevenir fallas en los PMT instalados en los detectores de superficie.

Los parámetros estudiados aquí son el valor de *offset* o corrimiento (b) correspondiente a la ordenada al origen y *slope* o pendiente (m) de las curvas de ganancia definidas por la ecuación 5.4.

$$\log G = m \log HV + b \quad (5.4)$$

Estos valores permiten calcular para un dado valor de HV , la ganancia del PMT correspondiente. La medida de estos parámetros m y b inicialmente es brindada por el fabricante en la hoja de datos correspondiente al modelo del PMT (PHOTONIS XP 1805).

Se observa en la Figura 5.10 un ejemplo de curva de ganancia para un dado PMT. El valor de ganancia puede ser obtenido a partir de los gráficos log-log de ganancia vs HV [110] como el que muestra la Figura [110].

Para el periodo comprendido entre 2003 y 2011 se estudiaron los valores de pendiente y ordenada para los 4 PMTs testigos. Se observó que dichos PMT presentaron valores de m y b estables en condiciones de laboratorio, presentando una variación máxima del 2% para el valor de m y 3% para el valor de b . Dichas variaciones fueron obtenidas a partir de un ajuste lineal realizado sobre los puntos para las medidas de m y b de los PMT testigo, comparando los valores iniciales y finales respecto del valor promedio de todo el intervalo de tiempo. Las Figuras 5.11, 5.12, 5.13, y 5.14 muestran la evolución de los parámetros m y b de los 4 PMTs estudiados.

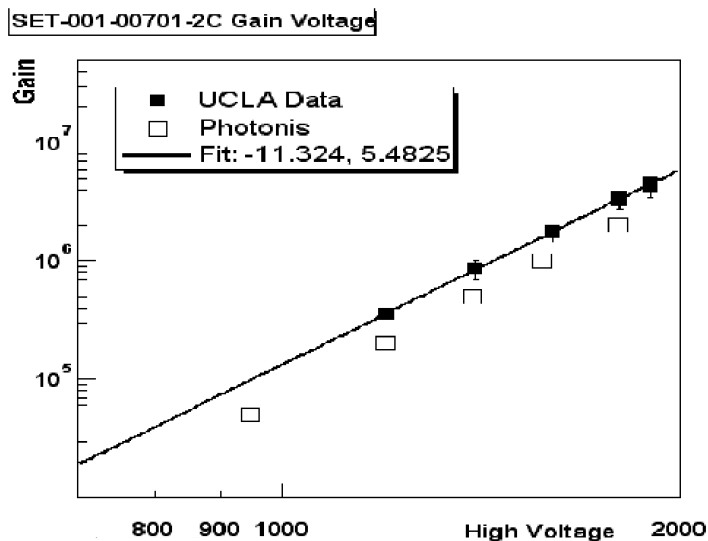


Figura 5.10: Ganancia en función del valor de HV. Este gráfico corresponde a los valores del PMT *SET* – 001 – 00701 – 2*C* (nomenclatura interna del Observatorio). Los puntos llenos corresponden a la curva obtenida medida por el grupo del observatorio de UCLA. Los puntos vacíos son los datos proporcionados por el fabricante.

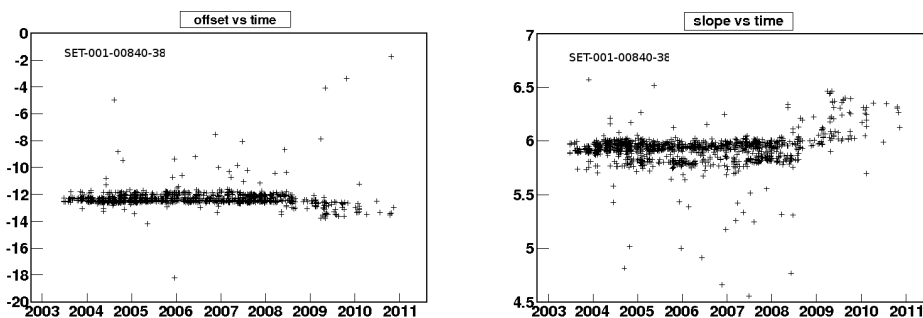


Figura 5.11: Izquierda: b en función del tiempo. Derecha: m en función del tiempo, ambos correspondientes al PMT: *SET* – 001 – 00840 – 38

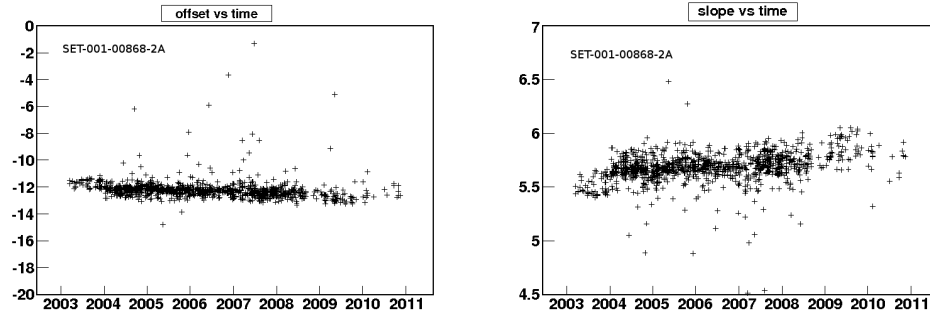


Figura 5.12: Izquierda: b en función del tiempo. Derecha: m en función del tiempo, ambos correspondientes al PMT $SET - 001 - 00868 - 2A$

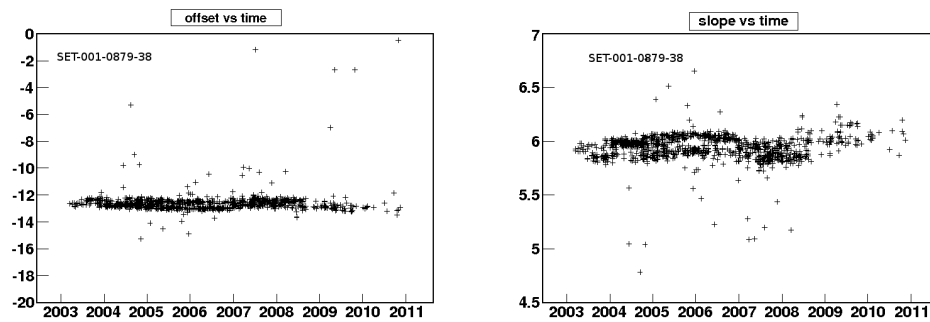


Figura 5.13: Izquierda: b en función del tiempo. Derecha: b en función del tiempo, ambos correspondientes al PMT: $SET - 001 - 00879 - 38$

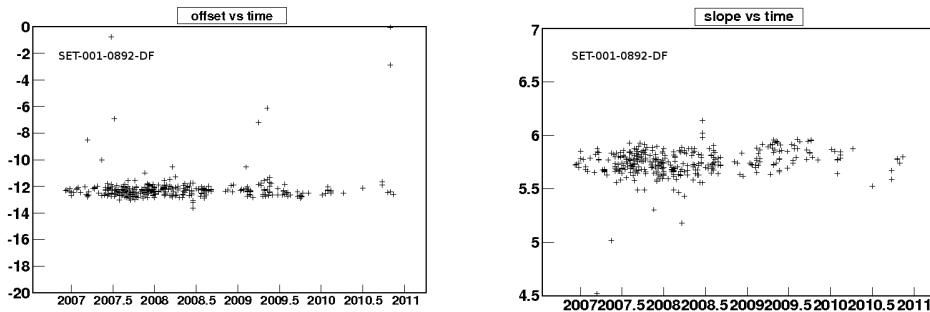


Figura 5.14: Izquierda: b en función del tiempo. Derecha: m en función del tiempo, ambos correspondientes al PMT: $SET - 001 - 00892 - DF$

5.3 Resumen de los resultados

Las variables estudiadas presentaron un comportamiento estable, más allá de los cambios en los procesos de calibración o en el software de adquisición.

Tanto el área como el valor de HV presentaron una suave caída en sus valores a lo largo del tiempo menor que el 2% anual. A partir de este trabajo se documentaron los valores de estas cantidades para los primeros años de funcionamiento dando la posibilidad de realizar en el futuro un estudio comparativo de las mismas. Los estudios sobre los PMT testigos permitieron obtener límites mínimos en las variaciones posibles de las curvas de ganancia sobre los PMT, ya que las condiciones de los detectores instalados en el campo son más inestables.

Capítulo 6

Estudios del risetime a 1000 m del punto de impacto de la lluvia

El objetivo de este capítulo es presentar los resultados de los estudios realizados para la optimización en el cálculo del risetime a 1000 m , así como las modificaciones que a partir de estos estudios se han incluido en el software de reconstrucción de las lluvias.

El risetime por estación, definido en la sección 3.4.3, es un cantidad que ha sido ampliamente utilizada en el Observatorio Pierre Auger para obtener información sobre la composición de rayos cósmicos a través de la construcción de distintos parámetros tales como el desarrollo longitudinal de la asimetría [71,80,81], o bien basados en diferencias con un valor de referencia (*benchmark*) [116,117]. El risetime a 1000 metros o R_{1000} , obtenido también a partir del risetime, fue ya un observable muy relevante para fijar límites en el flujo de fotones [118].

El R_{1000} es un observable por evento obtenido a través del ajuste de una función a los valores del risetime de aquellas estaciones que se dispararon satisfaciendo los criterios de trigger durante dicho evento. Una vez obtenida la relación que describe el risetime en función de la distancia, el R_{1000} es el valor de dicha función evaluada a 1000 metros del punto de impacto de la lluvia.

Uno de los objetivos de esta tesis consistió en obtener información sobre la composición de rayos cósmicos de ultra alta energía mediante el uso de la variable R_{1000} . Esta variable forma parte también de los nuevos estudios multivariable de composición que se están llevando a cabo en la actualidad dentro de la Colaboración. Por estas razones el estudio detallado del R_{1000} es crucial. En el capítulo 7 se presentará como se utilizó esta variable en la construcción de un nuevo parámetro en base a la forma de su distribución que permitió poner límites en la fracción pesada de la composición, utilizando la información

proveniente de los distintos modelos de interacción hadrónica.

6.1 Definición del parámetro R_{1000}

El valor de R_{1000} se obtiene como resultado del ajuste de la función descrita en la ecuación 6.1 utilizando el valor del risetime de las estaciones individuales participando del evento:

$$R(r) = p_2 \times r^2 + p_1 \times r + 40[ns] \quad (6.1)$$

donde r es la distancia al punto de impacto de la lluvia y p_1 , p_2 son parámetros positivos. Esta función se basa en los estudios presentados en [119, 120].

En la Figura 6.1 se muestra un ejemplo del ajuste de la función para obtener R_{1000} . La línea horizontal a 40 ns representa el límite de resolución del detector debido al muestreo de 40 MHz.

Para realizar dicho ajuste se excluyen estaciones saturadas, es decir aquellas estaciones en donde la señal en la salida de ánodo del PMT satura el canal de baja ganancia (sección 2.2). Estas estaciones se encuentran cerca del punto de impacto de la lluvia o *core*, siendo generalmente $r < 400$ m. También se excluyen aquellas estaciones donde la señal sea menor de 10 VEM debido a que presentan baja calidad en la reconstrucción de sus parámetros, generalmente correspondiendo a estaciones alejadas del *core* ($r > 1200$ m). Los valores de risetime utilizados están corregido por asimetría, este procedimiento se detallará en la sección 6.5.

La incerteza en el risetime de cada estación se obtiene con una parametrización que resulta de estudios con estaciones *twins*, estaciones del arreglo SD separadas 10 m que se utilizan para estudiar la respuesta del detector, pero que no forman parte del sistema de reconstrucción [121].

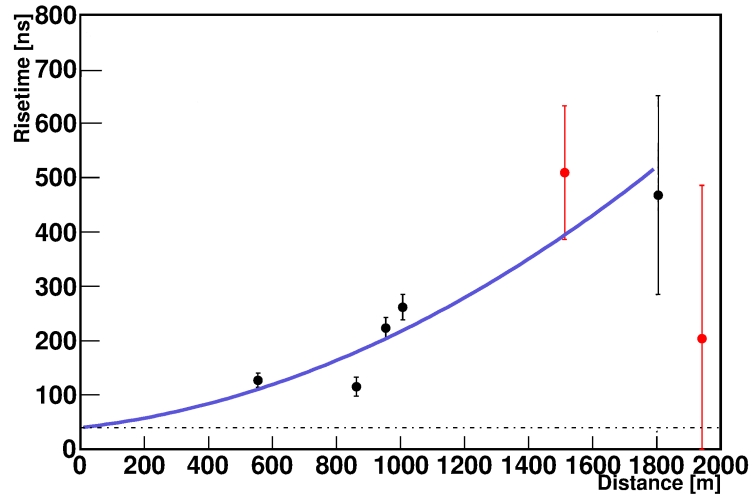


Figura 6.1: Ejemplo de un ajuste para obtener R_{1000} para un evento de ángulo cenital $\theta = 45^\circ$ y energía $\text{Log}(E/eV) = 19$. Los puntos en rojo son estaciones excluidas del ajuste ($S < 10$ VEM).

6.1.1 Posibles parametrizaciones para obtener R_{1000}

Las últimas modificaciones sobre el módulo de Offline que calcula y almacena el valor de R_{1000} habían sido realizadas durante el año 2007 [122]. Con la estadística acumulada desde entonces se procedió a realizar estudios de revisión que posibilitaron mejorar el cálculo del R_{1000} y de sus incertezas. Se mostrarán a continuación los resultados de los estudios realizados y las modificaciones propuestas a partir de los mismos.

En el primer paso se estudiaron 2 nuevas posibles parametrizaciones para el risetime: una función lineal y otra cuadrática, junto con la parametrización definida por la ecuación 6.1. La idea de las parametrizaciones alternativas fue intentar obtener directamente el valor de R_{1000} como un parámetro de la función de ajuste, sin agregar un parámetro adicional a la función que empeore la calidad del mismo.

La función que se utiliza en lo que se llamará reconstrucción estándar [122] corresponde a la ecuación 6.1 donde $p_0 = 40$ ns y $p_1, p_2 > 0$.

En las propuestas alternativas se exploraron los límites para los nuevos parámetros, de modo que las nuevas funciones que describan el risetime en función de la distancia no tomen valores por debajo de 40 ns en todo valor del rango de distancia.

En lo que sigue, p_0 será el valor del risetime a 1000 metros para ambas propuestas:

$$R(r) = p_2 \times (r^2 - 1000^2) + p_1 \times (r - 1000) + p_0 \quad (6.2)$$

donde p_1 igual a 0 coloca el mínimo valor del risetime a 0 m del *core*:

$$R_{cuad}(r) = p_2 \times (r^2 - 1000^2) + p_0 \quad (6.3)$$

Para el caso del ajuste lineal la expresión propuesta es:

$$R_{lin}(r) = p_1 \times (r - 1000) + p_0 \quad (6.4)$$

Para ambas ecuaciones la distancia r está expresada en m y el tiempo $R(r)$ expresado en ns . Los parámetros p_2 y p_1 deberán ser valores positivos, para que el risetime no tome valores negativos. Además para que la ecuación 6.3 no tome valores debajo de 40 ns se requiere:

$$p_2 < \frac{p_0 - 40ns}{(1000m)^2}, \quad (6.5)$$

mientras que para el caso de la ecuación 6.4 la condición a cumplir corresponde a:

$$p_1 < \frac{p_0 - 40ns}{1000m} \quad (6.6)$$

Al estudiar un conjunto de eventos de diversas características, se observó que para eventos con ángulo cenital por debajo de $\theta = 45^\circ$, en más del 50% de los eventos aparecen diferencias en los resultados de los 3 tipos de ajustes considerados. En la Figura 6.2 se observa un ejemplo para $Log(E/eV) = 19$ y $\theta = 41^\circ$ del comportamiento de las 3 parametrizaciones con las restricciones correspondientes sobre los parámetros y con el ajuste sin restricciones.

El motivo de la diferencia en los valores obtenidos de R_{1000} se debe a las restricciones sobre los parámetros de las funciones. Ni la función cuadrática ni la función lineal propuestas pueden crecer lo suficientemente rápido cuando se imponen los límites necesarios sobre los parámetros que permitan obtener una función por encima de 40 ns (región física), siendo este efecto más evidente aún sobre el ajuste lineal.

Al realizar los mismos ajustes de las funciones de prueba dejando libres los parámetros, los 3 ajustes coinciden, pero las funciones cruzan la región no física, dando para cierto rango de distancia al *core*, incluso valores negativos de risetime.

Las parametrizaciones propuestas no consiguen una mejora en el método de cálculo del parámetro R_{1000} por evento, ya que no permiten describir el comportamiento del risetime en función de la distancia en todo rango y energía. Además presentan dificultades para que el ajuste que describa los datos en ciertos casos. Por este motivo, se decidió conservar la parametrización original sobre la cual realizamos nuevos estudios de optimización descritos en las secciones 6.2, 6.3 y 6.4.

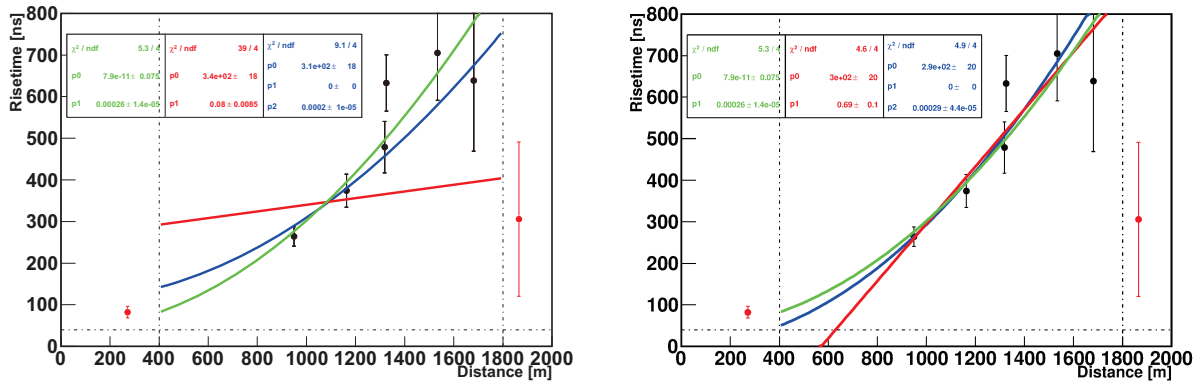


Figura 6.2: Risettime en función de la distancia al *core*. Ejemplo para un evento con $\text{Log}(E/eV) = 19$, y $\theta = 41^\circ$. Los puntos rojos son estaciones excluidas del fit $S < 10VEM$. Comparación para el mismo evento donde: a la **izquierda** se ve el ajuste se realiza con límites sobre los parámetros, y a la **derecha** los ajustes no tienen límites sobre los parámetros.

6.2 Criterios de selección de las estaciones

Los eventos seleccionados para realizar el ajuste y obtener el valor de R_{1000} deben tener al menos 3 estaciones ya que el número de parámetros a ajustar es 2.

6.2.1 Distancia al *core*

Son consideradas para el ajuste aquellas estaciones en el rango entre 0 m y 1800 m para la propuesta inicial de trabajo. La primer motivación para fijar un límite superior en

el rango está relacionada con la incerteza en el risetime, dado que para estaciones muy lejanas al *core* ($r > 1800$ m), las incertezas son mayores que el 50%

Existe otra motivación importante para fijar un máximo. Se trata del rango de validez de la corrección por asimetría, que presenta limitaciones al igual que sucede con la parametrización de las incertezas. La corrección por asimetría no permite extenderse más allá de 2000 m. Por encima de ese valor no hay estadística suficiente y el valor de corrección utilizado es una extrapolación.

Fijar un límite superior por debajo de 1800 m reduce el número de estaciones por evento drásticamente, reduciendo la calidad de los ajustes, y haciendo en algunos casos incluso perder una porción de eventos mayor que el 25% sobre todo en la región de baja energía ($\text{Log}(E/eV) < 18.6$) donde el valor medio del número de estaciones en el ajuste es 4. Se compararon entonces los resultados de considerar un rango hasta 1800 m, otro hasta 2000 m y tercero sin límite superior. En particular, se estudiaron las variaciones de los ajustes de R_{1000} a partir de las distribuciones de χ^2/ndf de los ajustes individuales. Los resultados se muestran en la Figura 6.3. Se observa que extendiendo el rango por encima de 1800 m no hay mejoras sustanciales en los valores χ^2/ndf . El mismo comportamiento se puede observar para todos los bins de energía.

La Figura 6.4 muestra los resultados del valor medio del χ^2/ndf al cambiar el rango del fit de R_{1000} . En las energías más bajas ($\text{Log}(E/eV) = 19$) la disminución del valor medio del χ^2/ndf es menos que el 2%, mientras que a energías más altas, disminuye un valor máximo de 15% para el caso del último bin de energía.

6.2.2 Señal

Otro requisito para no incluir fluctuaciones por encima del 50% en los parámetros de reconstrucción, es que la señal de las estaciones sea mayor que 10 *VEM*. Así como incluir estaciones con señales menores produce grandes fluctuaciones en los valores de risetime, requerir señales mayores que 10 *VEM*, disminuyen drásticamente el número de estaciones disponibles para el ajuste sobre todo a baja energía ($\text{Log}(E/eV) \approx 18.5$), provocando que en algunos casos no pueda realizarse el ajuste. Por ejemplo si el requerimiento es señales mayores de 15 *VEM*, a energías de $\text{Log}(E/eV) \approx 18.5$ se pueden perder hasta el 40% de los eventos. Dado que se desea fijar criterios generales en el módulo de reconstrucción de Offline para que la mayoría de las lluvias de partículas reconstruidas tengan almacenado un valor asociado de R_{1000} , se preservó el corte ya establecido para la reconstrucción estándar de 10 *VEM*.

En el otro extremo de valores para la señal, mayor que 800 *VEM*, las estaciones saturadas en el canal de baja ganancia también fueron excluidas del ajuste como ya se

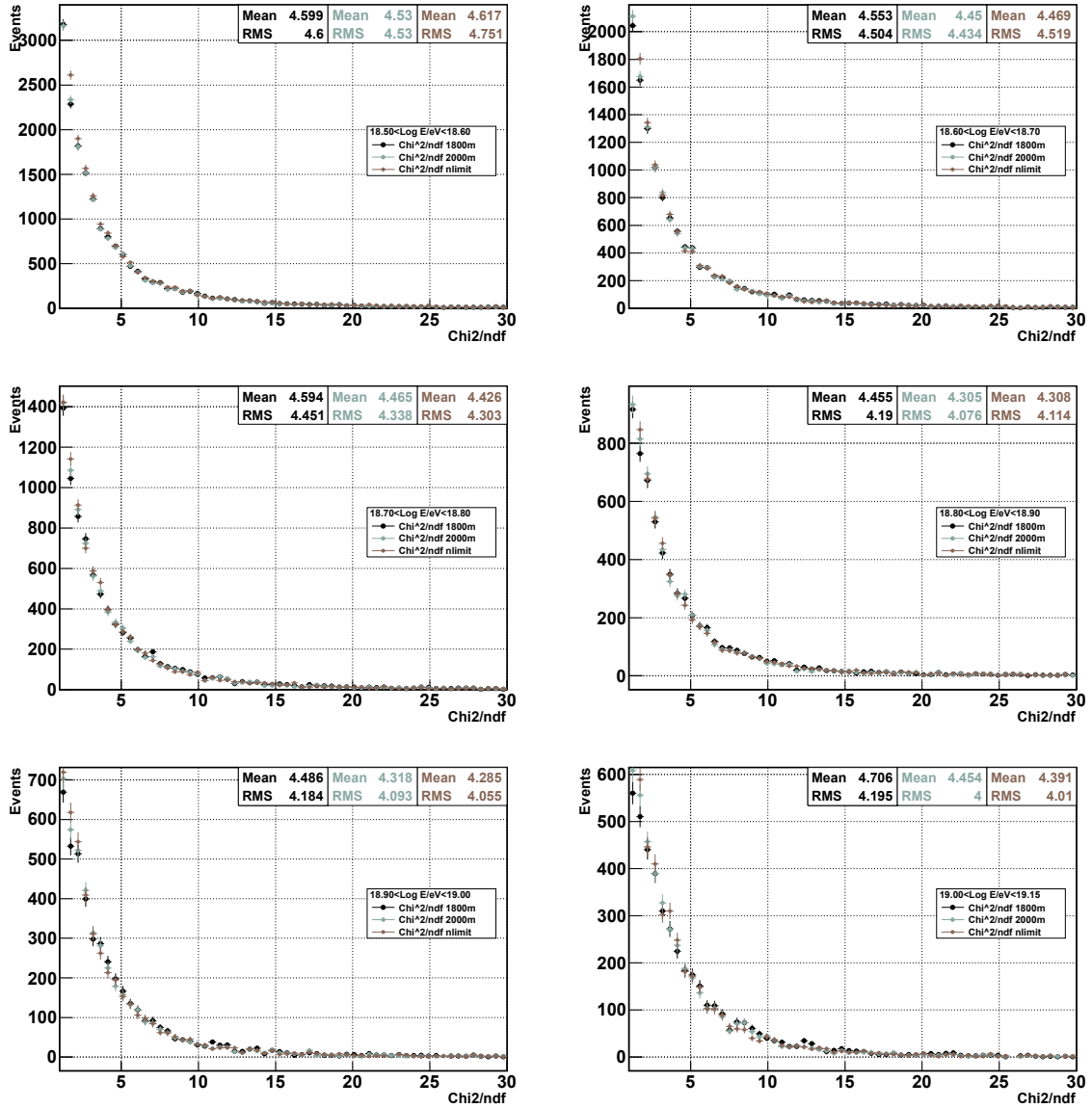


Figura 6.3: Distribuciones de χ^2/ndf para eventos en 6 bins de energía entre $18.47 < \text{Log}(E/eV) < 19.15$ y ángulo cenital entre 30° y 61° . Se comparan las distribuciones obtenidas para los distintos límites superiores indicados: 1800 m, 2000 m y sin límite superior (nlimit).

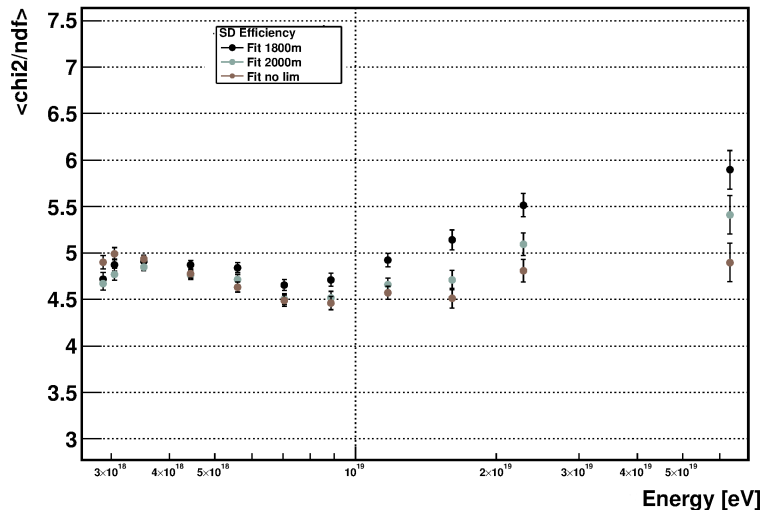


Figura 6.4: χ^2/ndf en función de la energía para 3 rangos distintos del ajuste: hasta 1800 m, hasta 2000 m y no fijando límite superior sobre el rango en datos (no lim).

ha mencionado. En dichas estaciones el valor de risetime se encuentra sobrestimado. En la Figura 6.5 se muestra un ejemplo del comportamiento anómalo del risetime para todos los eventos con estaciones saturadas correspondientes a $30^\circ < \theta < 34^\circ$ y a una energía $\text{Log}(E/eV) = 19$, para una muestra MC protón. Este efecto se observa tanto para datos como para MC. Se muestran aquí los resultados del MC para contar con estadística suficiente en cada bin angular a 10^{19} eV que permita mostrar claramente el efecto. Los puntos rojos en la Figura corresponden a estaciones saturadas y los puntos negros a estaciones no saturadas.

Se observó un comportamiento similar para las estaciones saturadas en los distintos bins angulares tal como se muestra en la Figura 6.6. De arriba hacia abajo, de izquierda a derecha los gráficos corresponden a los distintos bins angulares.

Cabe mencionar que actualmente se existe un método para recuperar el valor de la señal de las estaciones saturadas llamado *saturation recovery* [123]. Las estaciones saturadas podrían ser incluidas en el ajuste si el risetime se calculase posteriormente al proceso de recuperación de señal, lo cual no está implementado en la actualidad.

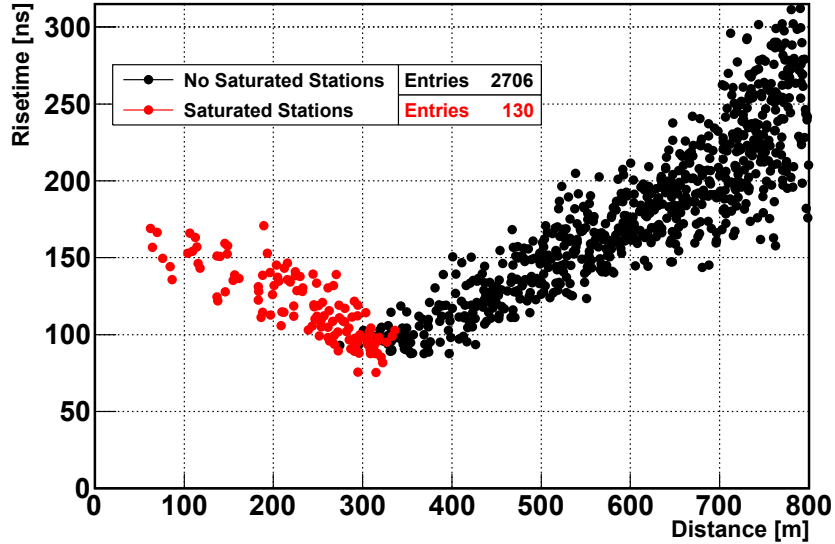


Figura 6.5: Risetime en función de la distancia para eventos con $30^\circ < \theta < 34^\circ$ y $\text{Log}(E/eV) = 19$, para EPOS 1.99. Los puntos rojos corresponden a estaciones saturadas y los puntos negros a estaciones no saturadas.

6.2.3 Parametrización de las incertezas del risetime

La parametrización de las incertezas para el risetime depende de la señal (S), medida en VEM , la distancia al *core* y el ángulo cenital a través de la ecuación 6.7:

$$\sigma_{1/2}(S) = \frac{j(r, \sec \theta)}{S} + k(r, \sec \theta), \quad (6.7)$$

donde $j(r, \sec \theta)$ y $k(r, \sec \theta)$ se obtiene a partir de estudios realizados con conjuntos de estaciones llamadas *twins*, ya descriptas.

La parametrización utilizada de $j(r, \sec \theta)$ y $k(r, \sec \theta)$ almacenada en el módulo de reconstrucción de R_{1000} corresponde a los resultados de [124], y se denominará parametrización **A**. Existe otra parametrización de incertezas que no fue implementada, documentada en [116], que se denominará **B**. Ambas parametrizaciones corresponden a la ecuación 6.7, pero presentan distinta forma funcional para $j(r, \sec \theta)$ y $k(r, \sec \theta)$.

No se observaron diferencias significativas en el valor obtenido de R_{1000} aplicando ambas en un amplio rango de energía, distancia al *core* y ángulo cenital. Sin embargo realizando

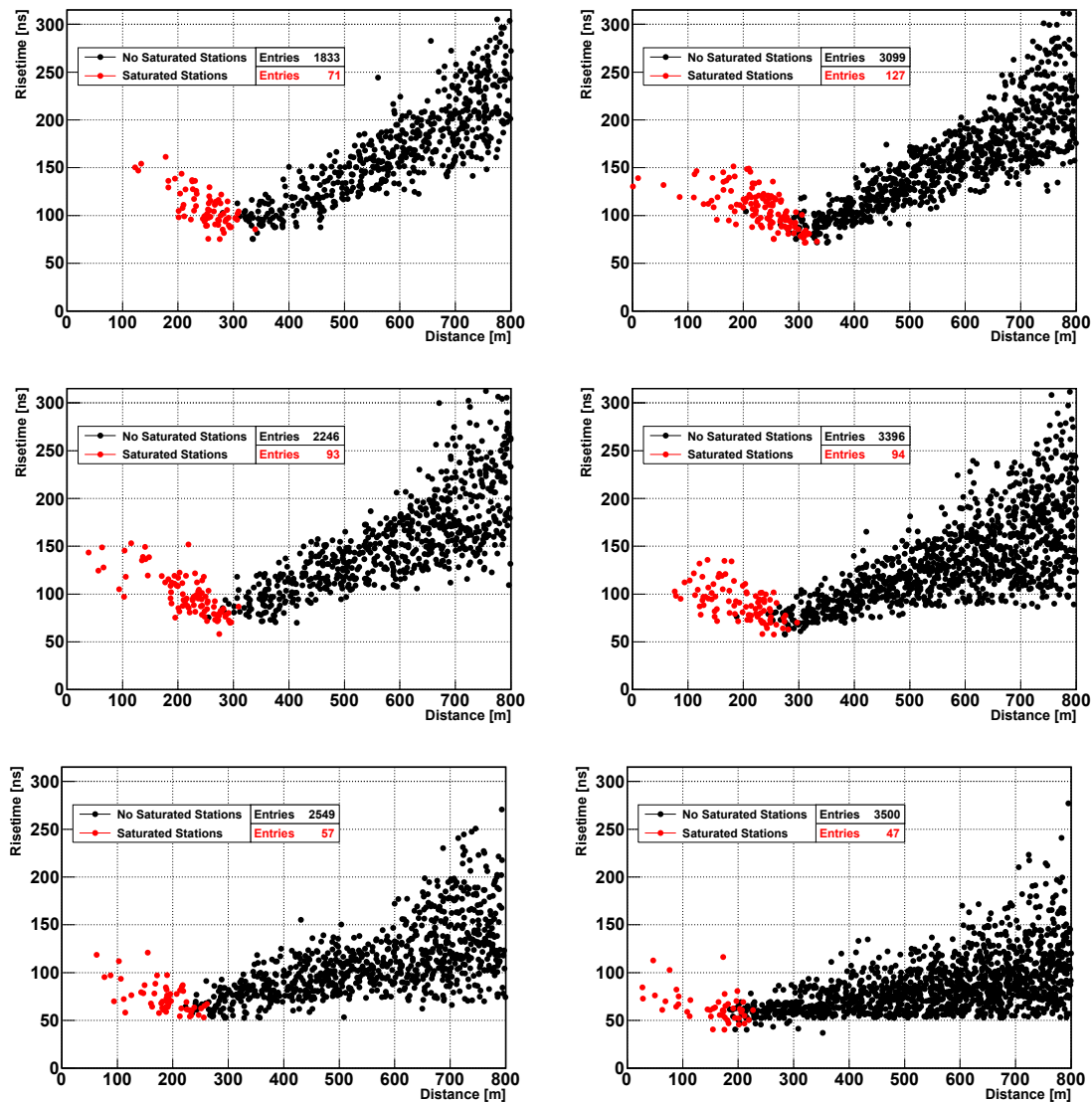


Figura 6.6: Risetime en función de la distancia al *core* para todas las estaciones correspondientes a 6 bins de ángulo cenital entre: $34^\circ - 39^\circ$, $39^\circ - 42^\circ$, $42^\circ - 46^\circ$, $46^\circ - 50^\circ$, $50^\circ - 54^\circ$ y $54^\circ - 58^\circ$, para eventos con $\text{Log}(E/eV) = 19$. Los puntos rojos corresponden a estaciones saturadas y los puntos negros a estaciones no saturadas.

un estudio, se observó que la parametrización A [124] subestima las incertezas del rsetime, siendo mayor la diferencia al aumentar al aumentar el ángulo y la energía. Para casos con ángulos cercanos a 60° y energías cercanas a $\text{Log}(E/eV) = 20$ la diferencia es claramente notoria como se muestra en la Figura 6.7, donde las fluctuaciones de los valores del rsetime son mayores que las incertezas asignadas. Por este motivo, en los estudios del capítulo 7 la elección de la parametrización de las incertezas en el rsetime se considerará como una incerteza sistemática del estudio.

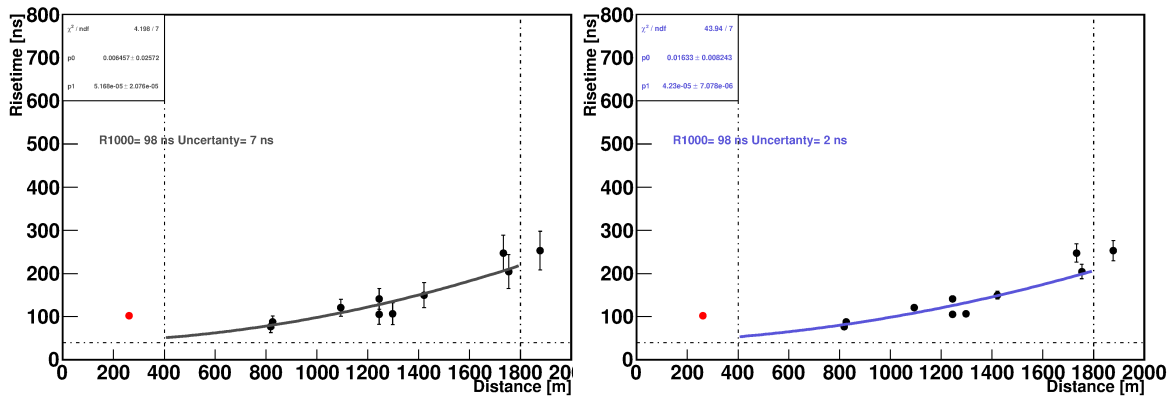


Figura 6.7: Ejemplo de rsetime en función de r para un evento MC de ángulo cenital $\theta = 60^\circ$ y energía $\text{Log}(E/eV) = 20.5$. A la izquierda se presenta la parametrización A [124] y a la derecha la parametrización B [116].

6.3 Eficiencia de reconstrucción de R_{1000}

La eficiencia de reconstrucción R_{1000} se define como el número de eventos reconstruidos en los cuales se ha podido estimar R_{1000} , respecto del número total de eventos reconstruidos. En el estudio de las distribuciones de R_{1000} , es necesario tener en cuenta cual es la eficiencia de reconstrucción de dicha variable para evitar posibles sesgos en la selección de los datos.

Para obtener el valor de R_{1000} es necesario tener al menos 3 estaciones seleccionadas por evento con señal por encima de 10 VEM , como se ha explicado en la sección 6.2. Dicha condición se satisface prácticamente para todos eventos (más del 95%) reconstruidos con energía por encima de $\text{Log}(E/eV) = 18.5$. De este modo es esperable tener una eficiencia alta para la reconstrucción de R_{1000} . La Figura 6.8 muestra la eficiencia de reconstrucción de R_{1000} en función de la energía de la partícula primaria, para datos obtenidos por el Observatorio Pierre Auger y MC (protón y Fe) correspondientes a la librería EPOS LHC.

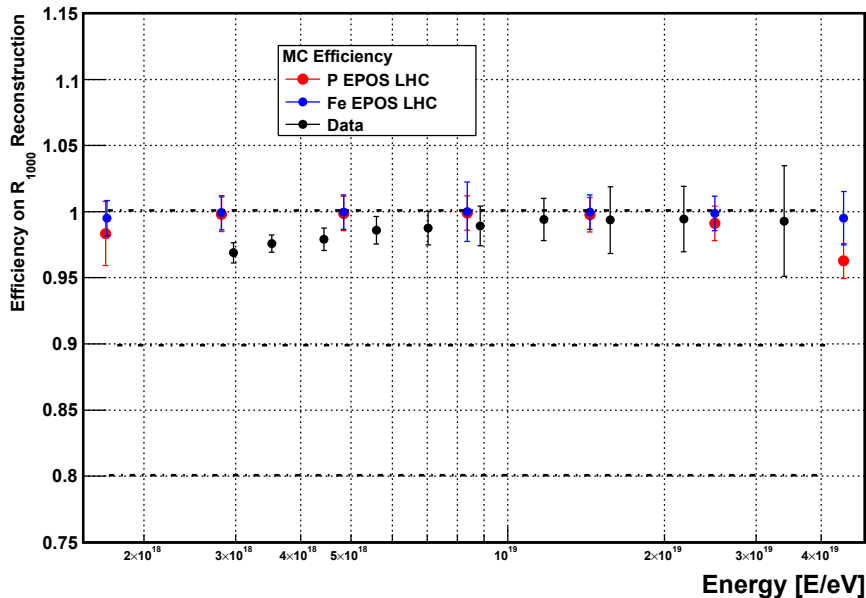


Figura 6.8: Eficiencia de reconstrucción de R_{1000} para datos y MC protón y Fe.

La eficiencia se mantiene cercana al 100% en todo el rango de energías considerado a partir de $\text{Log}(E/eV) = 18.5$ hasta $\text{Log}(E/eV) < 19.75$, de modo que al mantenerse uniforme la eficiencia de selección (con diferencias menores que el 5%) para MC de distintos primarios y datos no es de esperarse ningún sesgo relevante asociado a esto.

Respecto de la calidad de los eventos reconstruidos, la misma depende del número de estaciones seleccionadas en un evento. Como es de esperarse el número de estaciones del ajuste se incrementa con la energía, ya que eventos de mayor energía activaran más estaciones.

6.4 Incertezas sobre el R_{1000}

Tan importante como el valor del R_{1000} , son sus incertezas asociadas, en particular con la perspectiva de incluir el R_{1000} como parte de un análisis multivariable. Por este motivo realizó un estudio comparativo de las incertezas en el valor de R_{1000} utilizando ambas parametrizaciones disponibles descritas en la sección 6.2.

Las Figuras 6.9 y 6.10 muestran los resultados de las incertezas porcentuales en el R_{1000} para lluvias iniciadas por protón y Fe en todos los intervalos de energía y en función del ángulo cenital. Se muestran los resultados utilizando simulaciones MC para obtener

estadística uniforme aún en los intervalos de más alta energía donde la estadística en datos no es suficiente.

Se utilizaron en cada caso la parametrización **A)** llamada *Leeds's parametrization* en las leyendas de la Figura 6.10, que fue la utilizada en los estudios del presente trabajo y la parametrización alternativa **B)** llamada *KIT's parametrization*. En general se puede observar en la Figura que la parametrización **B)** da resultados entre 2% y 4% mayores, no presentando grandes diferencias entre protón y Fe. Se decidió dejar la parametrización **A)** en el módulo de reconstrucción, y para los estudios presentados en la sección 6.7 y en el capítulo 7, las diferencias entre ambas se han considerado como una contribución a la incerteza sistemática de los parámetros estudiados.

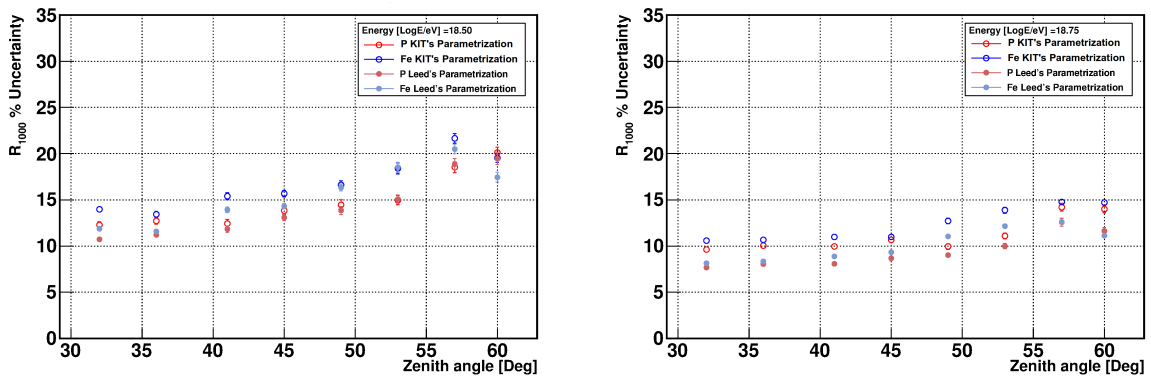


Figura 6.9: Incerteza porcentual del R_{1000} en función del ángulo cenital para lluvias MC EPOS 1.99 P y Fe.

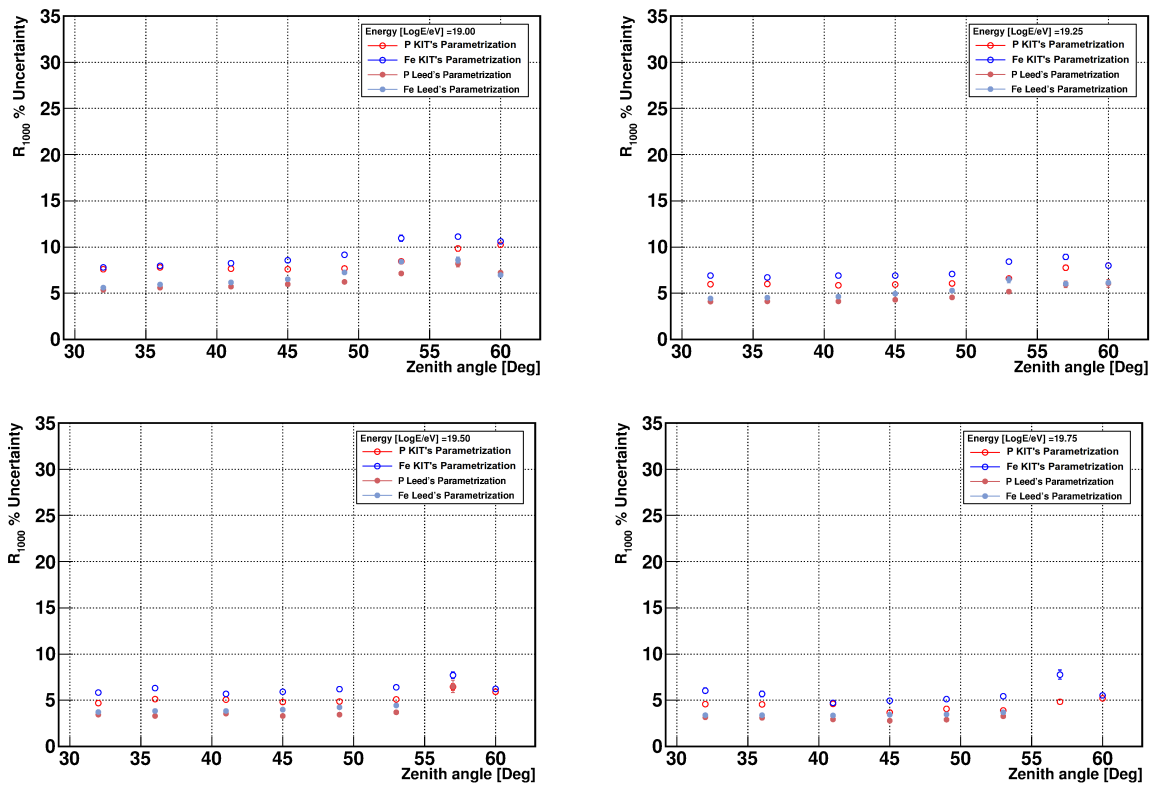


Figura 6.10: Incerteza porcentual del R_{1000} en función del ángulo cenital para lluvias MC EPOS 1.99 P y Fe.

6.5 Corrección por asimetría

La asimetría en las distribuciones temporales descrita en la sección 3.4.4 ha permitido desarrollar un método que permite estimar composición de rayos cósmicos [71, 79]. Sin embargo la utilización de las distribuciones temporales para otros estudios requieren realizar una corrección de este efecto de asimetría en el risetime. En particular es importante quitar este efecto para poder estimar un valor no sesgado de R_{1000} por evento.

La corrección por asimetría permite restaurar la simetría cilíndrica en el plano de la lluvia que se perdió al proyectar la señal y sus distribuciones desde el plano del detector al plano de la lluvia.

En este trabajo se realizó un estudio de la corrección de asimetría con toda la estadística disponible. La versión que resultó ha sido implementada en el módulo de reconstrucción de R_{1000} .

6.5.1 Actualización de la corrección por asimetría en el risetime

En esta sección se describe en detalle el procedimiento utilizado para obtener la nueva corrección por asimetría en el risetime que ha sido implementada en el módulo de reconstrucción de R_{1000} del Offline Software.

Una primera versión de la corrección por asimetría fue implementada en el módulo de reconstrucción con datos actualizados hasta el año 2007 [124] y otra versión de la corrección fue presentada en [116] con datos hasta 2010, pero no fue implementada. Siguiendo un procedimiento similar al presentado en [116], se extendió el análisis para obtener la corrección con datos actualizados hasta 2013.

6.5.2 Parametrización de la corrección

El presente análisis fue realizado utilizando todos los eventos disponibles con energía por encima de $10^{18.45}$ eV. Para observar y caracterizar el efecto de la asimetría, se dividieron los datos en rangos de distancia (8 bins desde 0 m a 2000 m) y ángulo cenital (5 bins desde $\sec \theta = 1$ hasta $\sec \theta = 2$). En la Figura 6.11 se muestra un ejemplo de risetime en función del ángulo azimutal para el caso de $1.2 < \sec \theta < 1.4$ y $1000 \text{ m} < r < 1250 \text{ m}$. En este estudio no se utilizaron estaciones saturadas en señal.

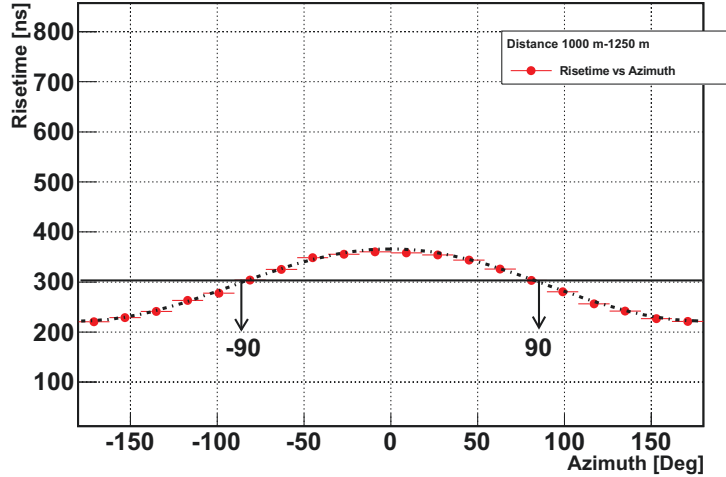


Figura 6.11: Dependencia azimutal en el risetime para $1.2 < \sec \theta < 1.4$ y $1000m < r < 1250m$. La línea en $R = 300 \text{ ns}$ representa el valor medio del risetime para dicho intervalo.

El risetime medido ($m_{1/2}$) puede ser parametrizado con la siguiente función:

$$m_{1/2}(r, \theta, \zeta) = f + g \cos \zeta. \quad (6.8)$$

Así, el risetime corregido está dado por:

$$f = m_{1/2}(r, \theta, \zeta) - g \cos \zeta \quad (6.9)$$

donde el segundo término elimina la dependencia con el ángulo azimutal y $m(r, \theta, \zeta)$ es el risetime medido en función de la distancia al *core*, el ángulo cenital y el ángulo azimutal. El parámetro g debe ser parametrizado teniendo en cuenta la dependencia en r y θ . La Figura 6.12 muestra la dependencia de g con la distancia al *core*, dicha dependencia fue parametrizada por un polinomio de segundo grado:

$$g(r) = A(\sec \theta) + B(\sec \theta)r^2 \quad (6.10)$$

El mismo proceso se repite para cada intervalo de $\sec \theta$. La Figura 6.13 muestra el valor de g en función de la distancia al *core* para cada intervalo de ángulo cenital.

La dependencia de los parámetros A y B con $\sec \theta$ fue parametrizada con un polinomio de tercer grado como se ve en las ecuaciones siguientes:

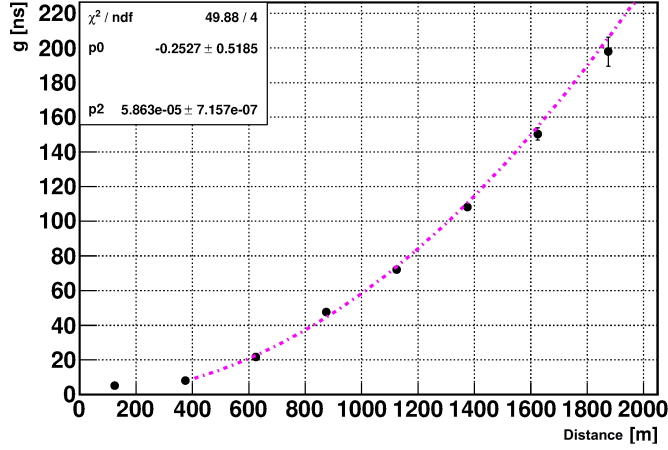


Figura 6.12: Factor de corrección g en función de la distancia al *core* para $1.2 < \sec \theta < 1.4$. p_0 y p_2 corresponden al valor de A y B en la ecuación 6.10 respectivamente. Los valores por debajo de 400 m corresponden a estaciones saturadas que no fueron utilizados en el ajuste.

$$A(\sec(\theta)) = p_0 + p_1 \times \sec(\theta) + p_2 \times (\sec(\theta))^2 + p_3 \times (\sec(\theta))^3 \quad (6.11)$$

$$B(\sec(\theta)) = p'_0 + p'_1 \times \sec(\theta) + p'_2 \times (\sec(\theta))^2 + p'_3 \times (\sec(\theta))^3 \quad (6.12)$$

La Figura 6.14 muestra la dependencia de A y B con $\sec \theta$, mientras que la Tabla 6.1 resume los resultados de los coeficientes de los polinomios $A(\sec \theta)$ y $B(\sec \theta)$.

	$A(\sec \theta)$	[ns]		$B(\sec \theta)$	[ns/m ²]
p_0	96.7	± 1.5	p'_0	-9.572×10^{-3}	$\pm 2 \times 10^{-6}$
p_1	-282.4	± 1.6	p'_1	20.681×10^{-3}	$\pm 2 \times 10^{-6}$
p_2	241.8	± 0.9	p'_2	-13.622×10^{-3}	$\pm 2 \times 10^{-6}$
p_3	-62.6	± 0.4	p'_3	2.8613×10^{-3}	$\pm 2 \times 10^{-7}$

Tabla 6.1: Valor de los pámetros de los polinomios $A(\sec \theta)$ y $B(\sec \theta)$.

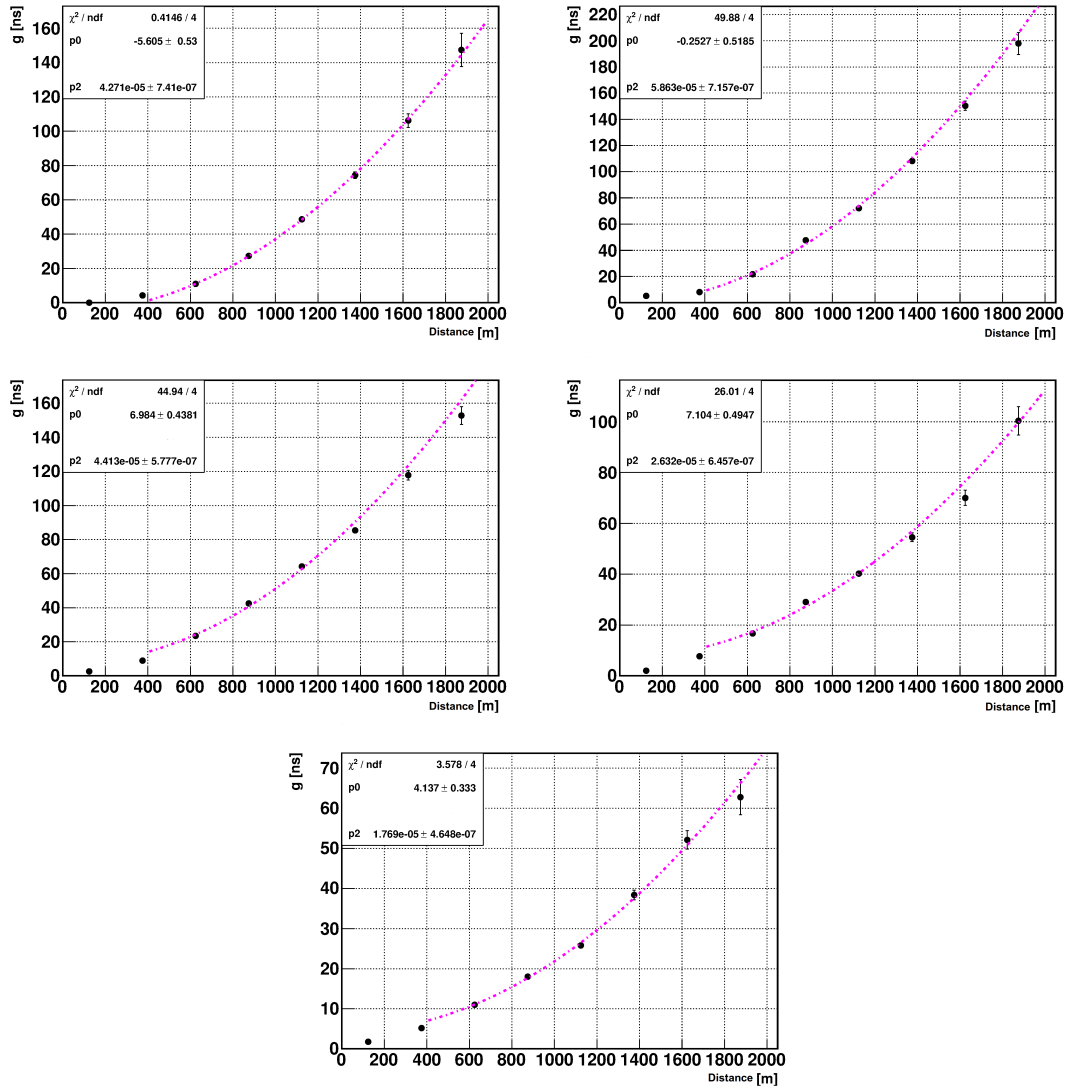


Figura 6.13: Parámetro g vs la distancia al *core* para cinco bins de ángulo cenital ($\sec(\theta)$): 1-1.2; 1.2-1.4; 1.4-1.6; 1.6-1.8; 1.8-2).

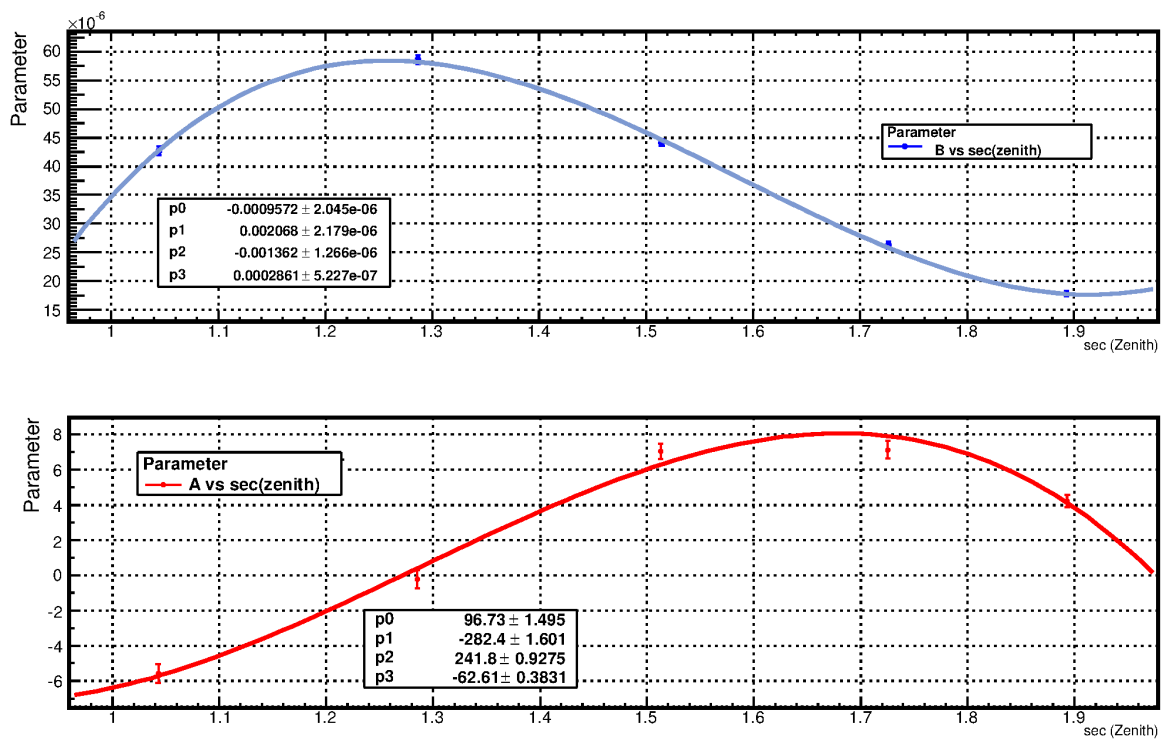


Figura 6.14: Dependencia de los parámetros A y B con el ángulo cenital.

6.5.3 Aplicación de la corrección sobre los datos

Como estudio final, la corrección obtenida fue aplicada a los datos. Como se esperaba, el efecto de la asimetría en el risetime se suprime. En la Figura 6.15 se muestra un ejemplo típico de risetime en función del ángulo azimutal antes y después de aplicar la corrección para $1.2 < \sec(\theta) < 1.4$ y $1000m < r < 1250m$.

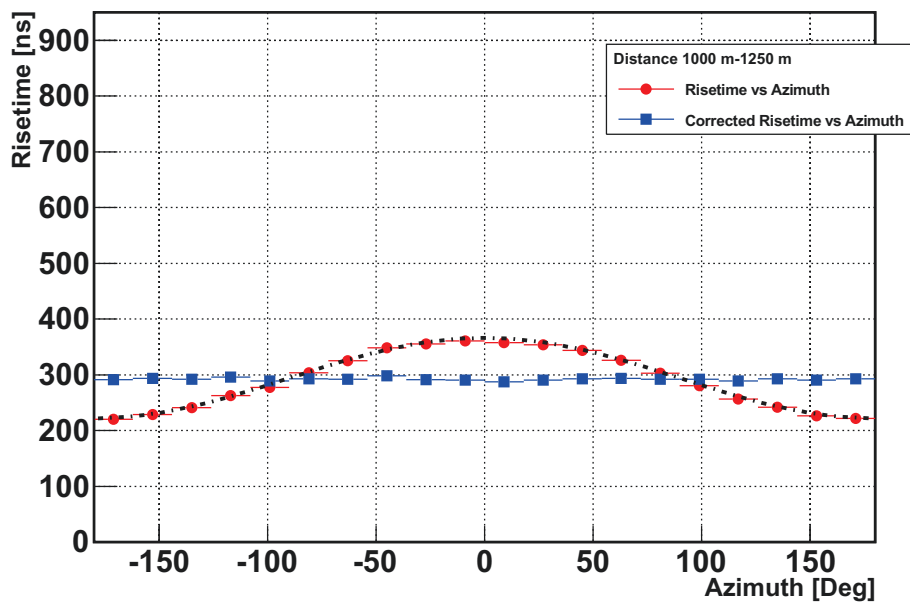


Figura 6.15: Dependencia azimutal del risetime antes y después de aplicar la corrección por asimetría para $1.2 < \sec \theta < 1.4$ y $1000m < r < 1250m$.

Una forma de medir la efectividad de la corrección por asimetría en función de la distancia es aplicar la corrección en los valores de risetime donde el efecto de la asimetría es mayor, es decir cuando el ángulo azimutal vale 0° o $\zeta = \pm 180^\circ$ y comparar dichos valores con el correspondiente a $\zeta = \pm 90^\circ$, donde no hay efecto de asimetría.

En la Figura 6.16 se muestra el valor de risetime para los valores mencionados de ángulo azimutal antes y después de aplicar la corrección por asimetría. El ejemplo mostrado aquí corresponde a $1.2 < \sec \theta < 1.4$, y los valores extremos del risetime antes y después de aplicar la corrección se comparan aquí con aquellos a $\zeta = 90^\circ$, donde no hay efecto de asimetría. Se puede observar que la corrección por asimetría es apropiada para todo el rango de distancia, siendo más próxima al valor medio dentro de las incertezas para $r < 1800m$. Un comportamiento similar se evidencia para todos los bins de $\sec \theta$, como se muestra en la Figura 6.17.

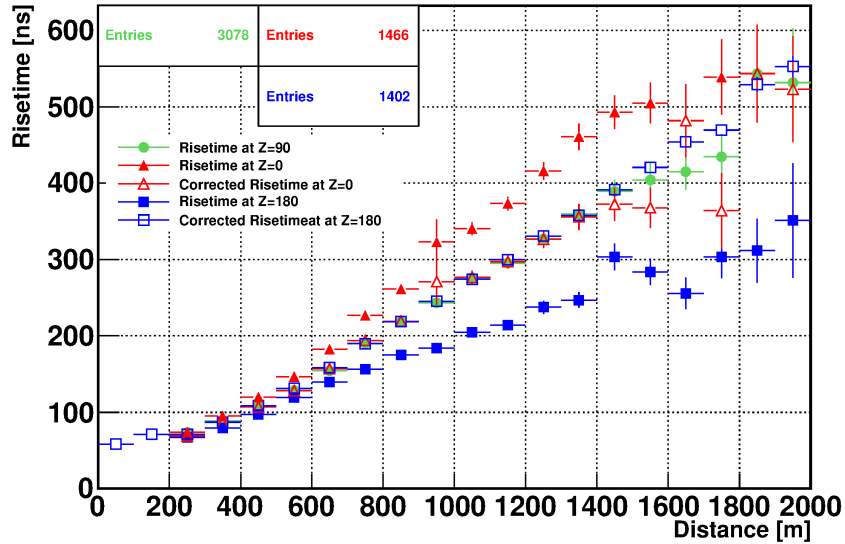


Figura 6.16: Dependencia del risetime antes y después de aplicar la corrección por asimetría correspondiente a $1.2 < \sec \theta < 1.4$, para estaciones con $\zeta = 0^\circ$ y $\zeta = \pm 180^\circ$, comparadas con el valor a $\zeta = 90^\circ$. En la leyenda del gráfico Z corresponde al ángulo ζ .

El valor medio del risetime en función de la distancia al *core* para el conjunto de todas las estaciones no se ve modificado por la corrección por asimetría. Esto se debe a que al sumar sobre todas las estaciones en la región *early* y en la región *late* el resultado tiende al valor del risetime de las estaciones con $\zeta = 90^\circ$, que coincide con el valor medio para los distintos valores de r .

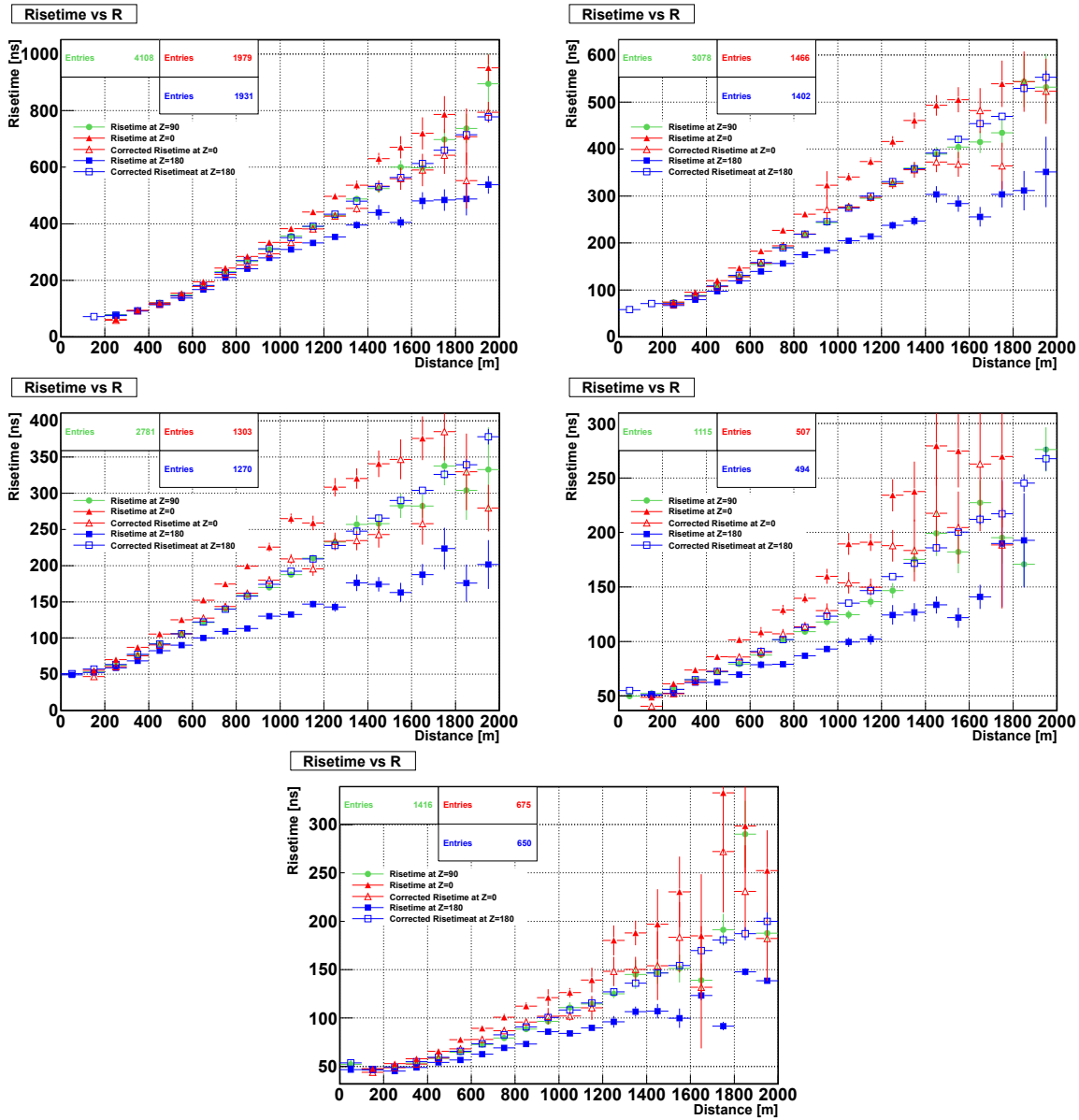


Figura 6.17: Dependencia del risetime con la distancia al *core* antes y después de aplicar la corrección por asimetría, para $\zeta = 0^\circ$ y $\zeta = \pm 180^\circ$, comparados con el valor a $\zeta = 90^\circ$ para todos los bins considerados en $\sec \theta$ (1-1.2, 1.2-1.4, 1.4-1.6; 1.6-1.8 y 1.8-2).

6.6 Distribución de R_{1000}

Habiendo estudiado las distintas características del parámetro y con el objetivo de utilizar el R_{1000} para extraer información de composición, se realizó un estudio sobre las distribuciones de R_{1000} y los valores que las caracterizan tanto en datos como en simulaciones MC.

La Figura 6.6 muestra un ejemplo de la distribución típica de R_{1000} en datos para eventos con energías de $18.9 < \text{Log}(E/eV) < 19.1$ y ángulo cenital $39^\circ < \theta < 41^\circ$ (la forma de la distribución de R_{1000} depende de la energía, el ángulo cenital y el tipo de primario). Las distribuciones pueden ser caracterizadas a través del valor medio, el RMS y un parámetro para el ajuste de la cola de la distribución correspondiente a los eventos con valores superiores de R_{1000} que será descrito en detalle en el capítulo siguiente.

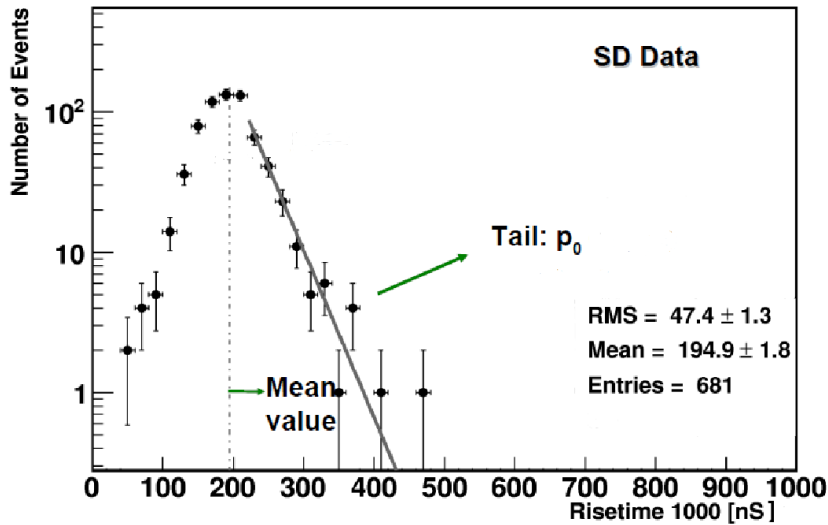


Figura 6.18: Ejemplo de una distribución de R_{1000} en datos para eventos con energías de $18.9 < \text{Log}(E/eV) < 19.1$ y $39^\circ < \theta < 41^\circ$.

En las siguientes subsecciones se presentan los resultados para datos y las simulaciones MC con los distintos modelos de interacción disponibles (EPOS 1.99, EPOS LHC, QGSJETII-03, QGSJETII-04). Para cada intervalo de energía y ángulo se obtuvo la distribución correspondiente. Los bins elegidos están determinados por la disponibilidad de las librerías de simulaciones MC. Las librerías de EPOS 1.99, EPOS LHC y QGSJETII-04 presentan valores angulares fijos que definen 8 ángulos entre 30° y 60° , mientras que la librería de QGSJETII-03 presentan valores entre 0° y 60° .

6.6.1 Valor medio de la distribución de R_{1000}

En esta sección primero se muestra la comparación de los valores medios de las distribuciones de R_{1000} , comparando primero distintas composiciones primarias (protón, He, O_2 y Fe) correspondientes al modelo de interacción EPOS 1.99 con los datos. Para EPOS 1.99 se realizaron estos estudios comparativos en los intervalos angulares y de energías disponibles en común para todas las librerías correspondientes a ángulos cenitales centrados en: $\theta = 32^\circ, 36^\circ, 41^\circ, 45^\circ, 49^\circ, 53^\circ, 57^\circ, 60^\circ$ y energías en $\text{Log}(E/eV) = 18.5, 18.75$ y 19. Los resultados se muestran en las Figuras 6.19, 6.20 y 6.21. Se puede observar en las Figuras que el valor medio del R_{1000} disminuye con la masa del primario para todos los intervalos de energía y ángulos estudiados.

Se sabe que las diferencias entre la energía reconstruida y simulada para las simulaciones MC son del orden del 20%. En la sección 7.2 del capítulo 7 se presentará un estudio detallado de la energía simulada y reconstruida para los distintos modelos y primarios. El criterio aplicado en esta sección para poder comparar los datos con las simulaciones consistió en tomar el intervalo de energía en datos correspondiente al valor medio de la energía reconstruida de las simulaciones.

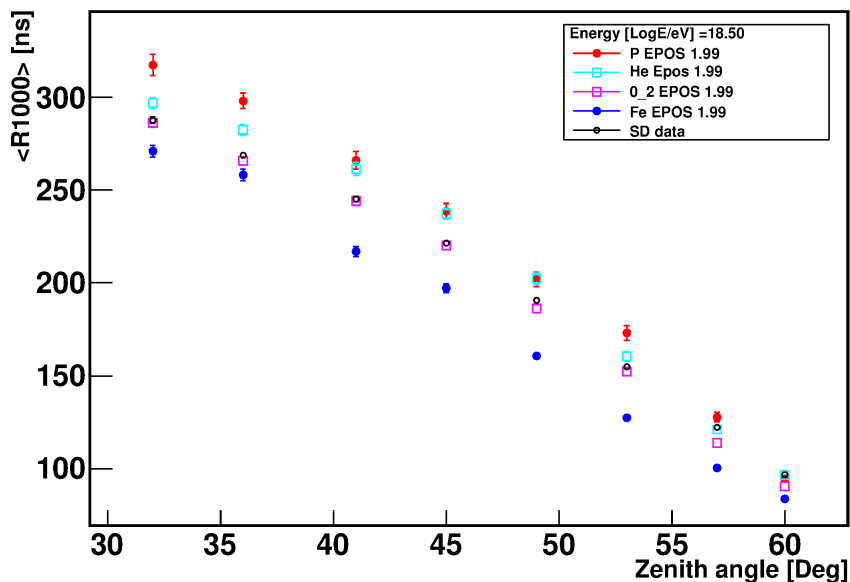


Figura 6.19: Valor medio de la distribución de R_{1000} en función del ángulo cenital (en grados) para eventos con $\text{Log}(E/eV) = 18.5$. Comparación entre protón, He, O_2 y Fe para EPOS 1.99.

En la Figura 6.22 se muestra la comparación entre datos y simulaciones para el valor

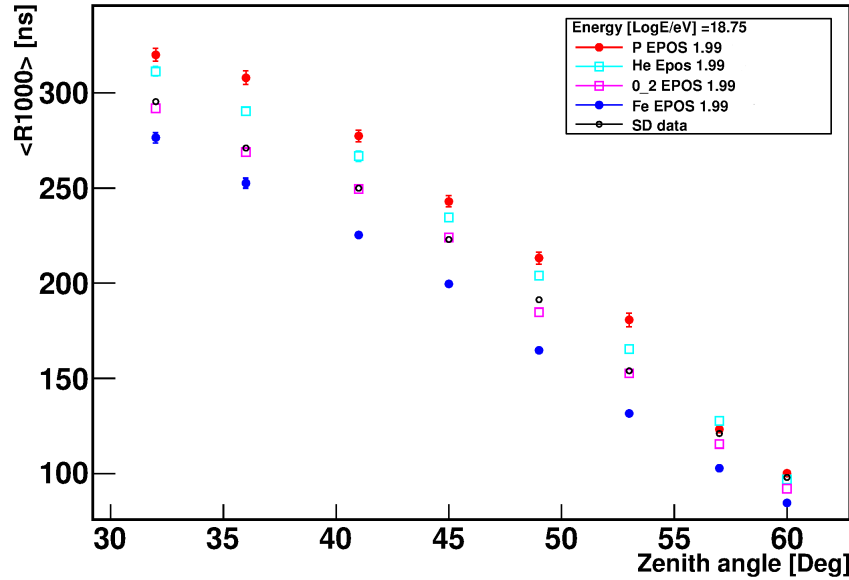


Figura 6.20: Valor medio de la distribución de R_{1000} en función del ángulo cenital (en grados) para eventos con $\text{Log}(E/eV) = 18.75$. Comparación entre protón, He, O_2 y Fe para EPOS 1.99.

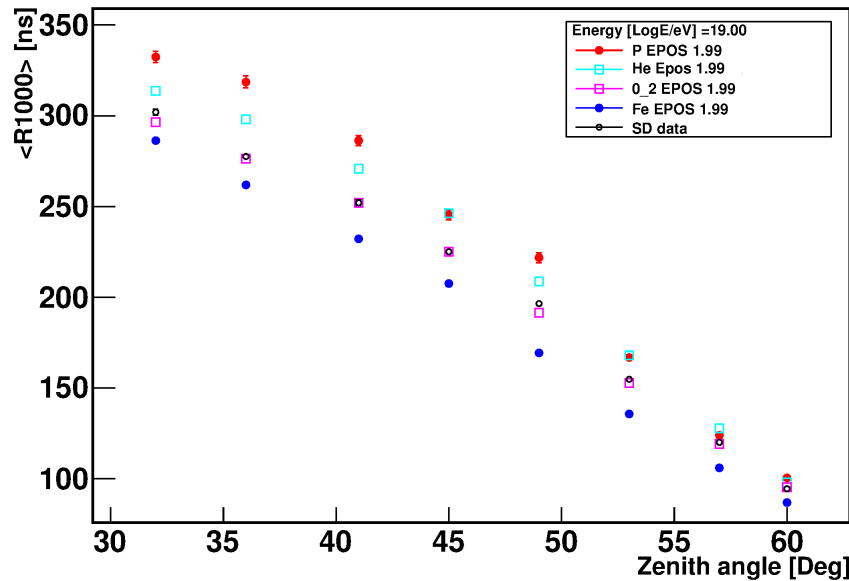


Figura 6.21: Valor medio de la distribución de R_{1000} en función del ángulo cenital (en grados) para eventos con $\text{Log}(E/eV) = 19$. Comparación entre protón, He, O_2 y Fe para EPOS 1.99.

medio de las distribuciones en función del ángulo utilizando los modelos de interacción hadrónica EPOS 1.99 y EPOS LHC para energía simulada de $\text{Log}(E/eV) = 18.5$. Los resultados para los bins siguientes: $\text{Log}(E/eV) = 18.75$ y $\text{Log}(E/eV) = 19$ se muestran en las Figuras 6.23 y 6.24, respectivamente.

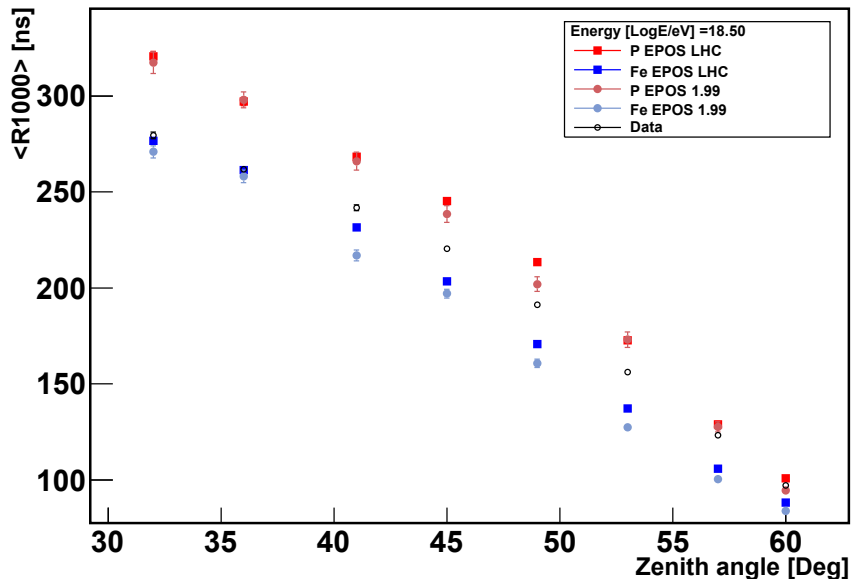


Figura 6.22: Valor medio de la distribución de R_{1000} en función del ángulo cenital (en grados) para eventos con $\text{Log}(E/eV) = 18.5$. Comparación entre EPOS 1.99, EPOS LHC y datos. En rojo protón, en azul Fe.

En la Figura 6.22 se puede observar que los resultados de los modelos presentan diferencias en el valor medio para protón y Fe, siendo similares entre sí los valores de EPOS LHC y EPOS 1.99. Los datos están contenidos entre los valores límites para ambos modelos. Un comportamiento similar se puede observar en los bins de energía de $\text{Log}(E/eV) = 18.75$ y $\text{Log}(E/eV) = 19$ mostrados en las Figuras 6.23 y 6.24 respectivamente.

La Figuras 6.25, 6.26 y 6.27 muestran el resultado del mismo análisis para el caso de QGSJETII.

Existen algunas diferencias entre los resultados presentados aquí y trabajos previos [116, 125] que son debidas principalmente a los intervalos de energía definidos por la estadística existente en el momento de dicho estudio.

El incremento en el tamaño de la muestra de datos y MC, tanto como el refinamiento en los parámetros de los distintos modelos de interacción hadrónico, permitieron obtener

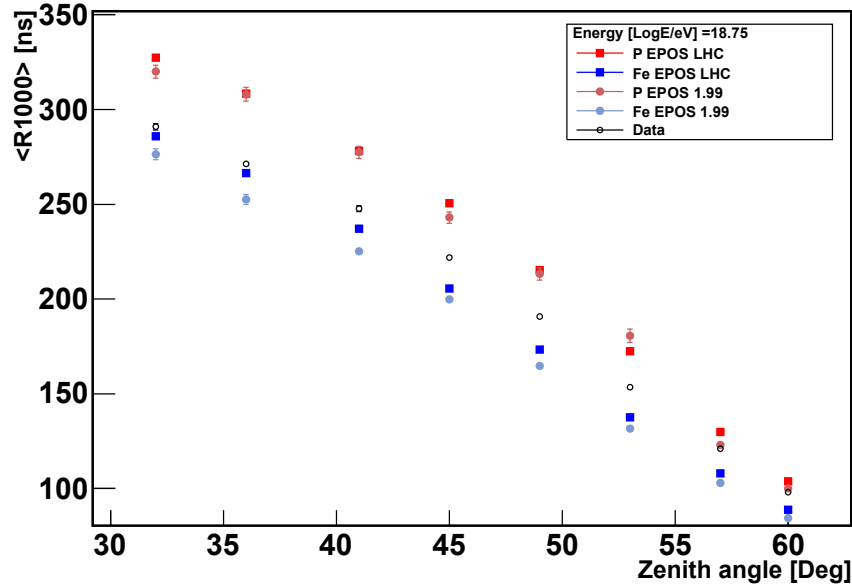


Figura 6.23: Valor medio de la distribución de R_{1000} en función del ángulo cenital (en grados) para eventos con $\text{Log}(E/eV) = 18.75$. Comparación entre EPOS 1.99, EPOS LHC y datos. En rojo protón, en azul Fe.

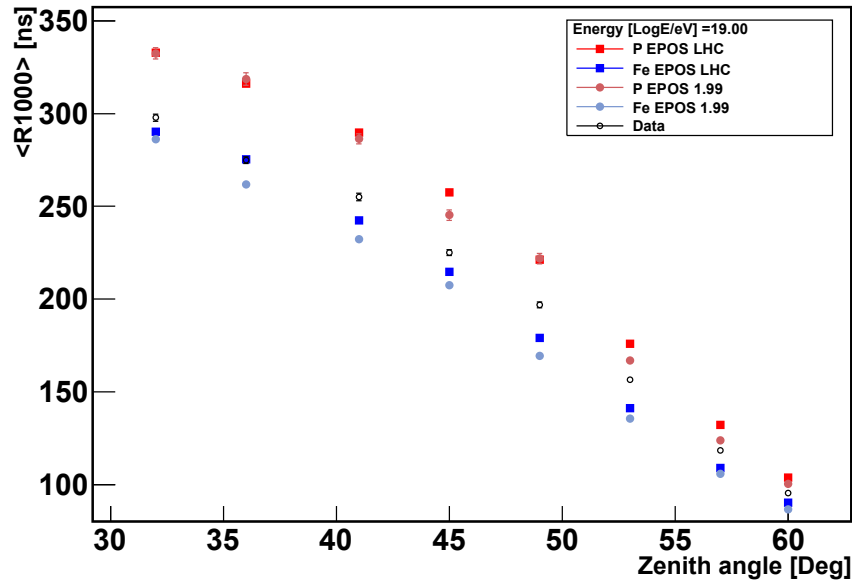


Figura 6.24: Valor medio de la distribución de R_{1000} en función del ángulo cenital (en grados) para eventos con $\text{Log}(E/eV) = 19.5$. Comparación entre EPOS 1.99, EPOS LHC y datos. En rojo protón, en azul Fe.

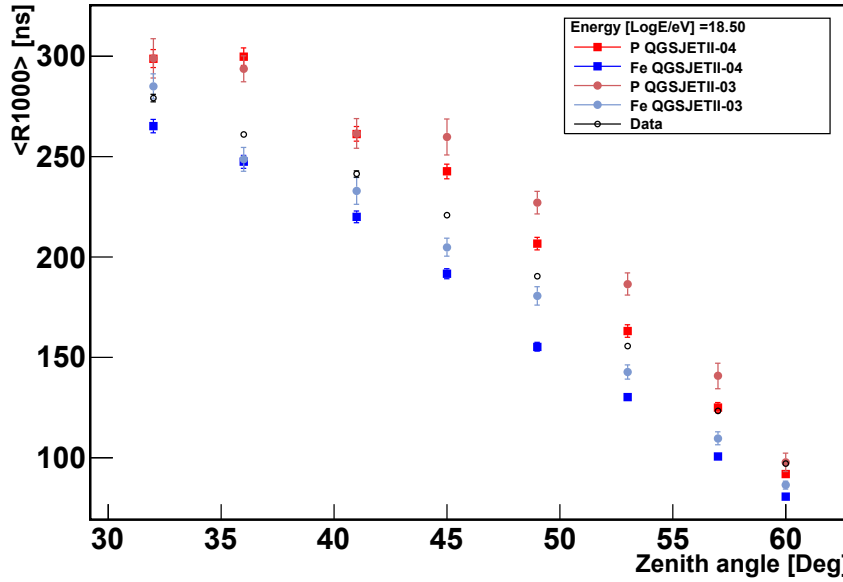


Figura 6.25: Valor medio de la distribución de R_{1000} en función del ángulo cenital (en grados) para eventos con $\text{Log}(E/eV) = 18.5$. Comparación entre QGSJETII-03, QGSJETII-04 y datos. En rojo protón, en azul Fe.

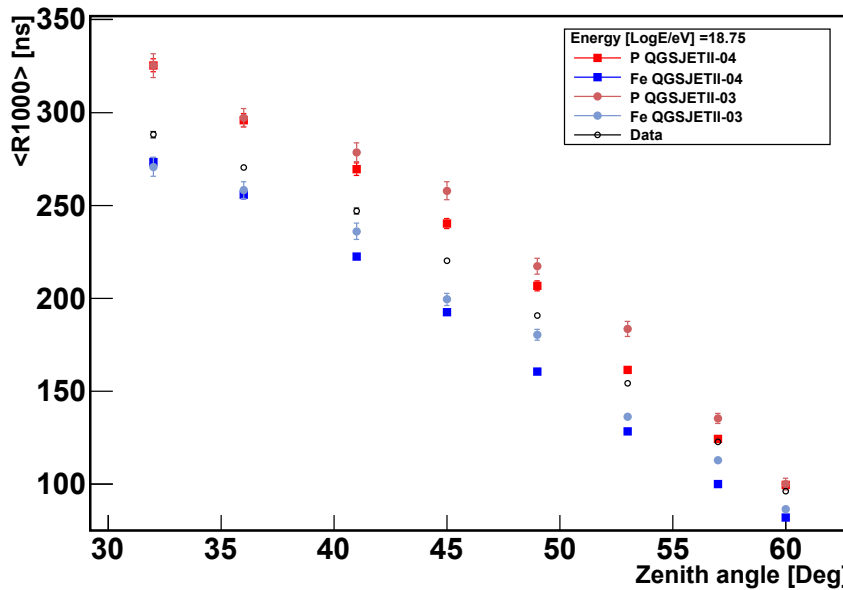


Figura 6.26: Valor medio de la distribución de R_{1000} en función del ángulo cenital (en grados) para eventos con $\text{Log}(E/eV) = 18.75$. Comparación entre QGSJETII-03, QGSJETII-04 y datos. En rojo protón, en azul Fe.

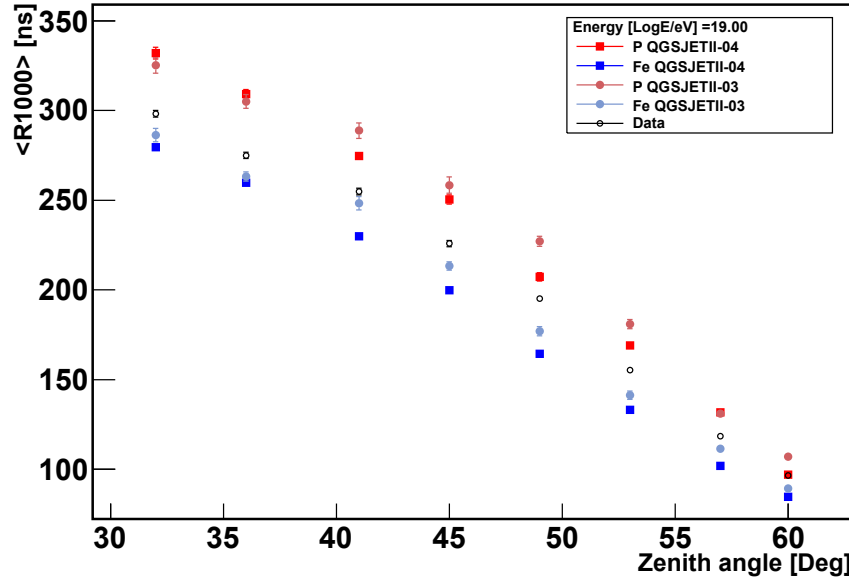


Figura 6.27: Valor medio de la distribución de R_{1000} en función del ángulo cenital (en grados) para eventos con $\text{Log}(E/eV) = 19$. Comparación entre QGSJETII-03, QGSJETII-04 y datos. En rojo protón, en azul Fe.

una tendencia mejor definida para el valor medio. Los nuevas librerías permitieron realizar estos estudios en bins de energía y ángulo cenital por primera vez. Se observa que el valor medio de la distribución de R_{1000} tiende a disminuir con el ángulo cenital, es menor para una composición más pesada y tiende a incrementarse con la energía.

El valor medio de la distribución de R_{1000} por si mismo presenta limitaciones para extraer conclusiones sobre composición debido al problema conocido del déficit en el número de muones en los modelos de interacción de las simulaciones [126]. La comparación entre distintos modelos puede aplicarse a la predicción del R_{1000} debido al número de muones característico de cada modelo. Sin embargo, no quedan dudas que esta variable en combinación con otras puede aportar información para entender mejor las distintas características de las lluvias predichas por los distintos modelos de interacción hadrónica.

6.6.2 RMS de la distribución de R_{1000}

En la Figura 6.28 se muestra el RMS de la distribución de R_{1000} , no corregido por efecto del detector, en función del ángulo cenital para energías de $\text{Log}(E/eV) = 18.75$. Como se esperaba las distribuciones de protón presentan un ancho mayor a las distribuciones de

Fe, y una tendencia decreciente con el ángulo y la energía.

En las Figuras 6.29 y 6.30 se muestran los resultados del RMS para eventos con energías de $\text{Log}(E/eV) = 18.75$ y $\text{Log}(E/eV) = 19$ respectivamente. Las Figuras 6.31, 6.32 y 6.33 muestran el resultado del mismo análisis para el caso de QGSJETII. De las Figuras se puede observar que el valor RMS de las distribuciones se encuentra subestimado para todos los modelos de interacción estudiados.

Si bien se midió y caracterizó este parámetro, el mismo está afectado por la convolución de diferentes efectos que no permitirían utilizar esta variable directamente para inferir la composición. Es necesario encontrar un modo de separar las distintas contribuciones de los efectos producidos por la resolución del detector de las fluctuaciones intrínsecas lluvia a lluvia.

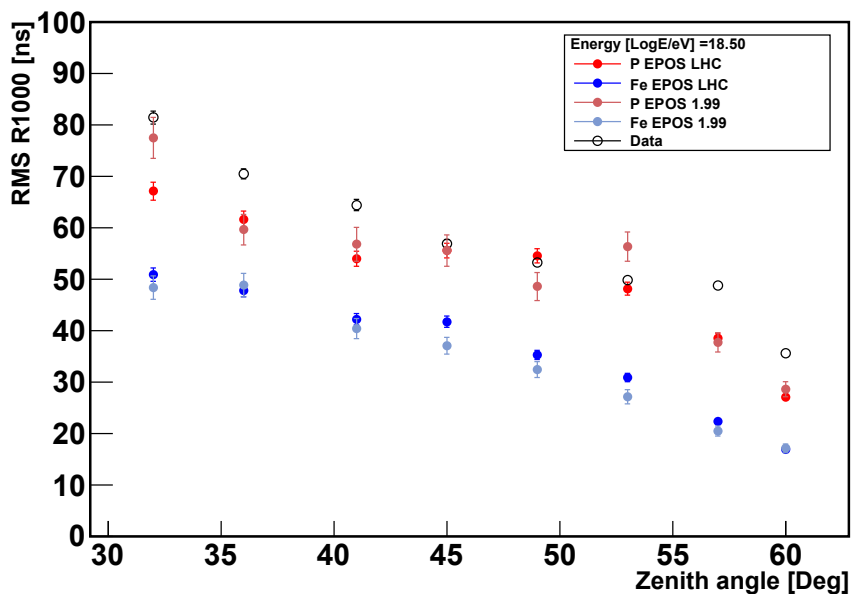


Figura 6.28: RMS en función del ángulo cenital para eventos con energías de $\text{Log}(E/eV) = 18.5$. Comparación entre EPOS 1.99, EPOS LHC y datos.

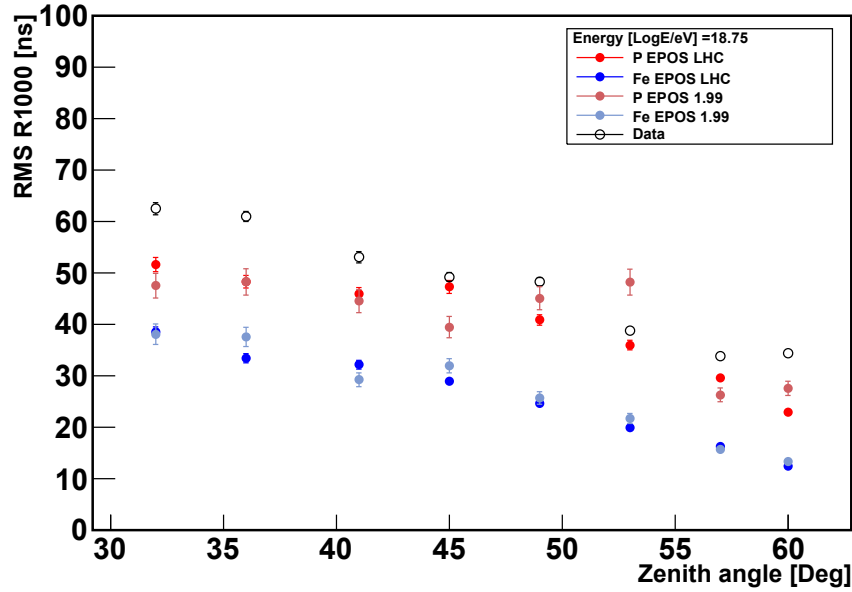


Figura 6.29: RMS en función del ángulo cenital para eventos con energías de $\text{Log}(E/eV) = 18.75$. Comparación entre EPOS 1.99, EPOS LHC y datos.

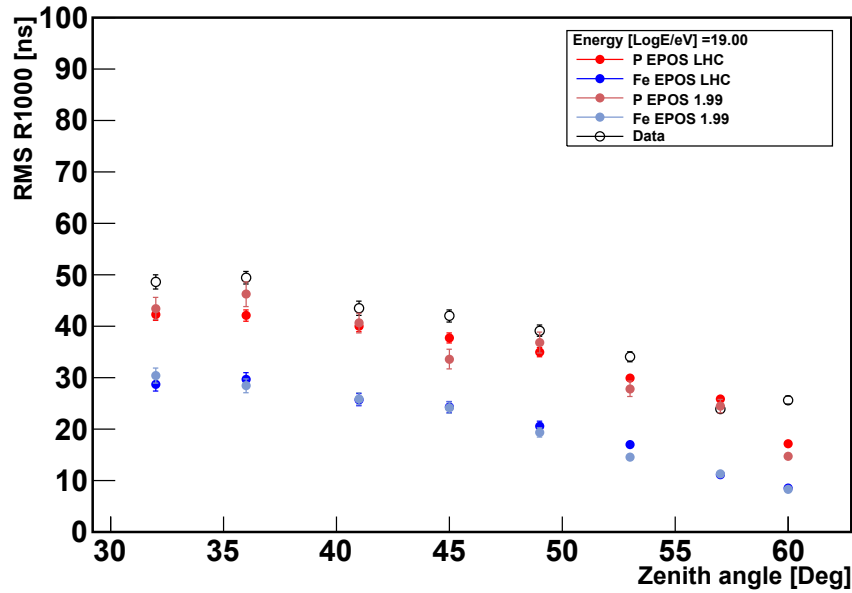


Figura 6.30: RMS en función del ángulo cenital para eventos con energías de $\text{Log}(E/eV) = 19$. Comparación entre EPOS 1.99, EPOS LHC y datos.

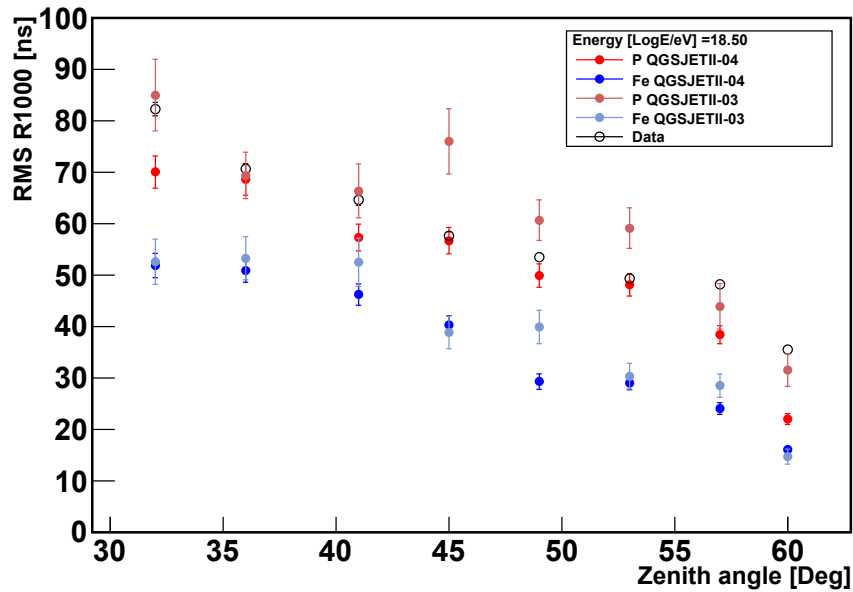


Figura 6.31: RMS en función del ángulo cenital para eventos con energías de $\text{Log}(E/eV) = 18.5$. Comparación entre QGSJETII-03, QGSJETII-04 y datos.

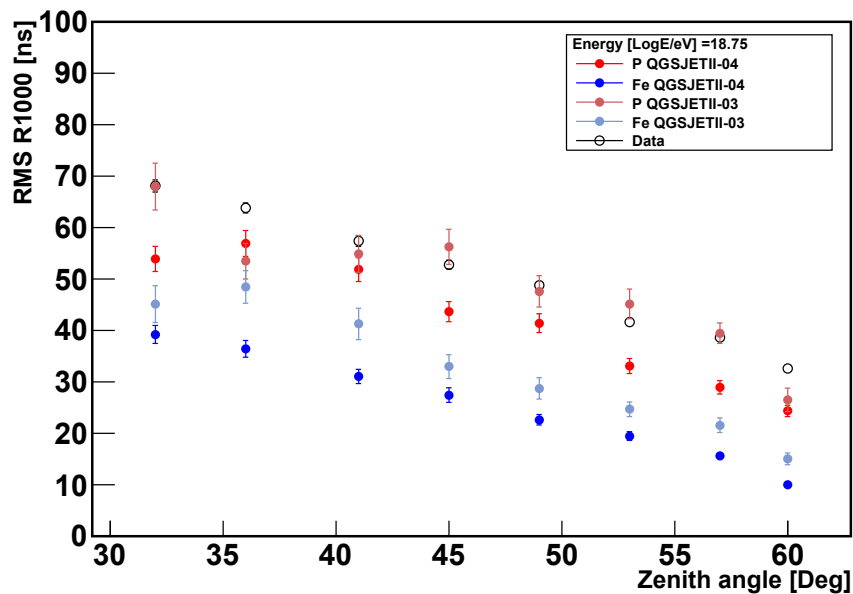


Figura 6.32: RMS en función del ángulo cenital para eventos con energías de $\text{Log}(E/eV) = 18.75$. Comparación entre QGSJETII-03, QGSJETII-04 y datos.

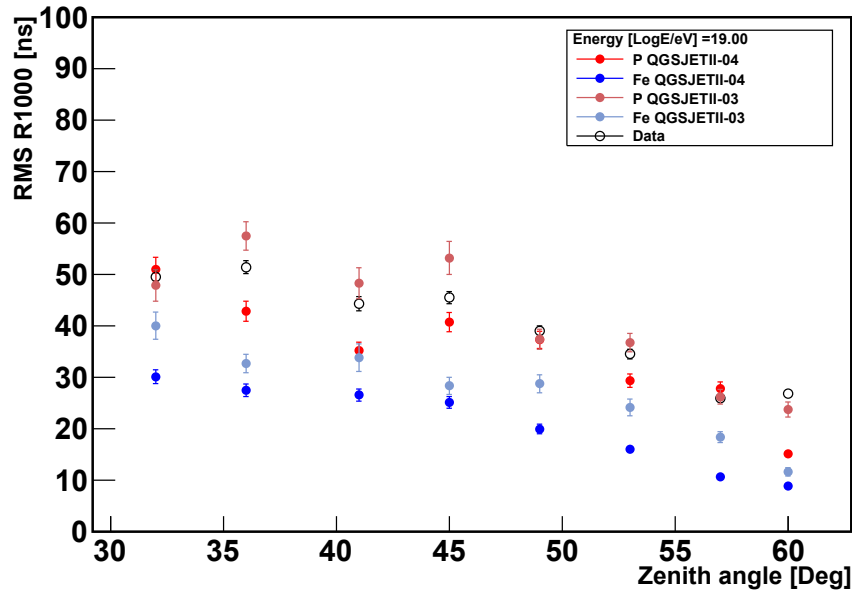


Figura 6.33: RMS en función del ángulo cenital para eventos con energías de $\text{Log}(E/eV) = 19$. Comparación entre QGSJETII-03, QGSJETII-04 y datos.

6.6.3 RMS corregido por efecto del detector

El valor RMS asociado a la distribución de R_{1000} tiene dos contribuciones principales: la fluctuación lluvia a lluvia que brinda información sobre la naturaleza del primario, y la contribución asociada a la respuesta del detector. Una posibilidad para corregir el RMS por efecto del detector consiste en utilizar el valor medio de las incertezas en el R_{1000} del siguiente modo. Primero para cada bin de ángulo y energía se obtiene el valor RMS de la distribución de R_{1000} . Segundo, para el mismo bin de ángulo y energía, se obtiene el valor medio de la distribución de las incertezas del R_{1000} . De este modo, se define el valor corregido RMS, ($RMS_{corrected}$), a partir de la siguiente ecuación:

$$RMS_{corrected}^2 = RMS^2 - \Delta R_{1000}^2, \quad (6.13)$$

donde ΔR_{1000} es el valor medio de la distribución de las incertezas en el bin considerado.

El valor definido por la ecuación 6.13 depende de la parametrización de las incertezas que se considere. En el caso que se presenta en la Figuras 6.34 y 6.35, la parametrización de las incertezas corresponde a la utilizada para todos los estudios del presente trabajo (**A**), y la diferencia obtenida con la segunda parametrización (**B**) se ha considerado como una incerteza sistemática asociada al estudio.

Se puede observar que para los intervalos de energía presentados, el RMS corregido

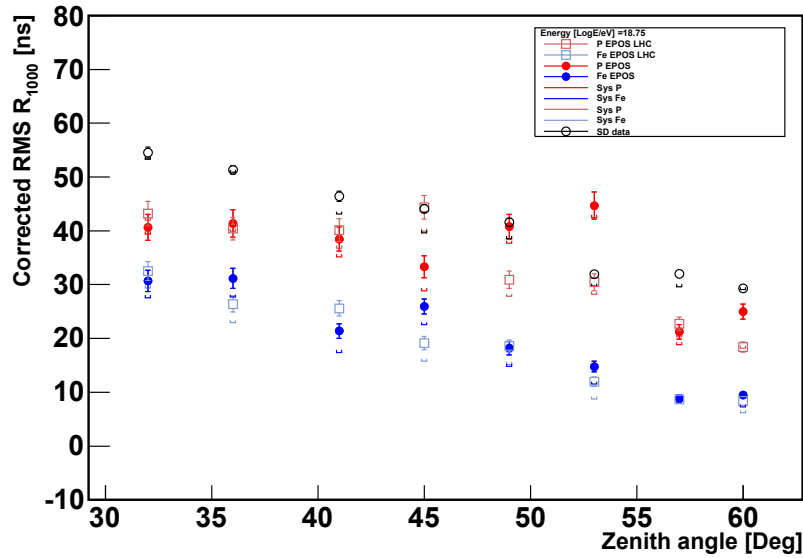


Figura 6.34: RMS corregido por efecto del detector en función del ángulo cenital para eventos con energías de $\text{Log}(E/eV) = 18.75$. Comparación entre MC (protón y Fe EPOS LHC) y datos.

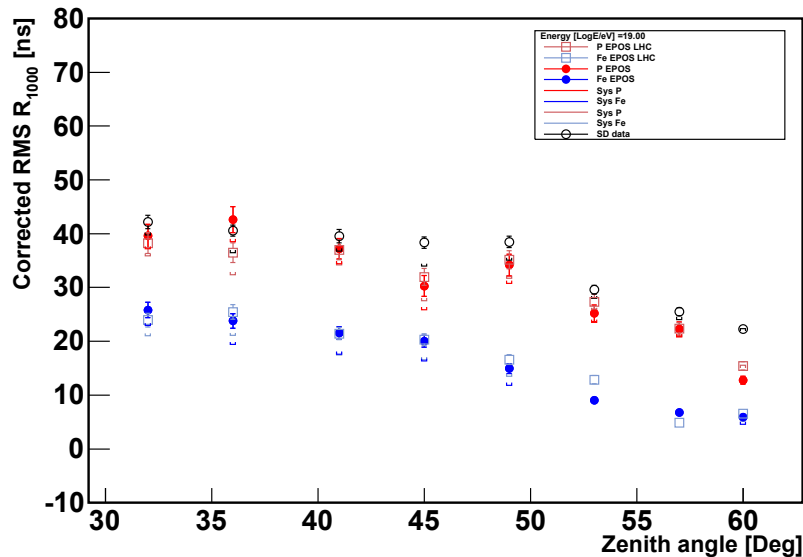


Figura 6.35: RMS corregido por efecto del detector en función del ángulo cenital para eventos con energías de $\text{Log}(E/eV) = 19$. Comparación entre MC (protón y Fe EPOS LHC) y datos.

por efecto del detector que se ha obtenido para las distribuciones MC, no reproduce los resultados observados en datos. Sería necesario efectuar más estudios sobre dicho parámetro antes de poder ser utilizado como único parámetro para determinar composición.

6.7 Evolución de $\langle R_{1000} \rangle$ con la energía

Como se ha mostrado a lo largo de este capítulo, el valor medio de la distribución de R_{1000} y su fluctuación para una dada energía dependen del ángulo cenital. Si se desea caracterizar la distribución de R_{1000} en función de la energía es necesario tomar intervalos angulares fijos. La Figura 6.36 muestra el valor medio de la distribución de R_{1000} vs energía para 4 intervalos de ángulo cenital. En la figura se incluyen los resultados para datos y MC para la librería EPOS LHC. En la Figura 6.36 y también en la Figura 6.37, sin embargo, los modelos de interacción aún no son compatibles con los resultados observados del valor medio del R_{1000} para las energías más altas. Aunque, para todo intervalo angular, la tendencia observada es hacia elementos más pesados al aumentar la energía.

Se observó además que la distancia entre datos y simulaciones varía, aunque levemente, con el ángulo cenital. En particular el efecto es más marcado a grandes ángulos de arribo.

Este comportamiento observado es similar para todos los modelos. En la Figura 6.37 se muestra, para un intervalo de ángulo cenital de $42^\circ < \theta < 45^\circ$, la comparación entre los 3 modelos considerados, siendo este intervalo el de mayor separación entre protón y Fe. La librería de QGSJETII-03 no fue incluida debido a que no presentaba suficiente estadística para este estudio.

Los datos mostrados incluyen las incertezas sistemáticas asociadas al valor medio. Las distintas contribuciones provienen de la definición en el rango del ajuste (hasta un máximo de 10%), el corte en señal sobre las estaciones ($\approx 1\%$), la parametrización de las incertezas en el risetime ($\approx 5\%$), la incerteza asociada a la posición del *core* ($< 1\%$) y la corrección por asimetría ($< 1\%$). Todas las contribuciones están sumadas en cuadratura.

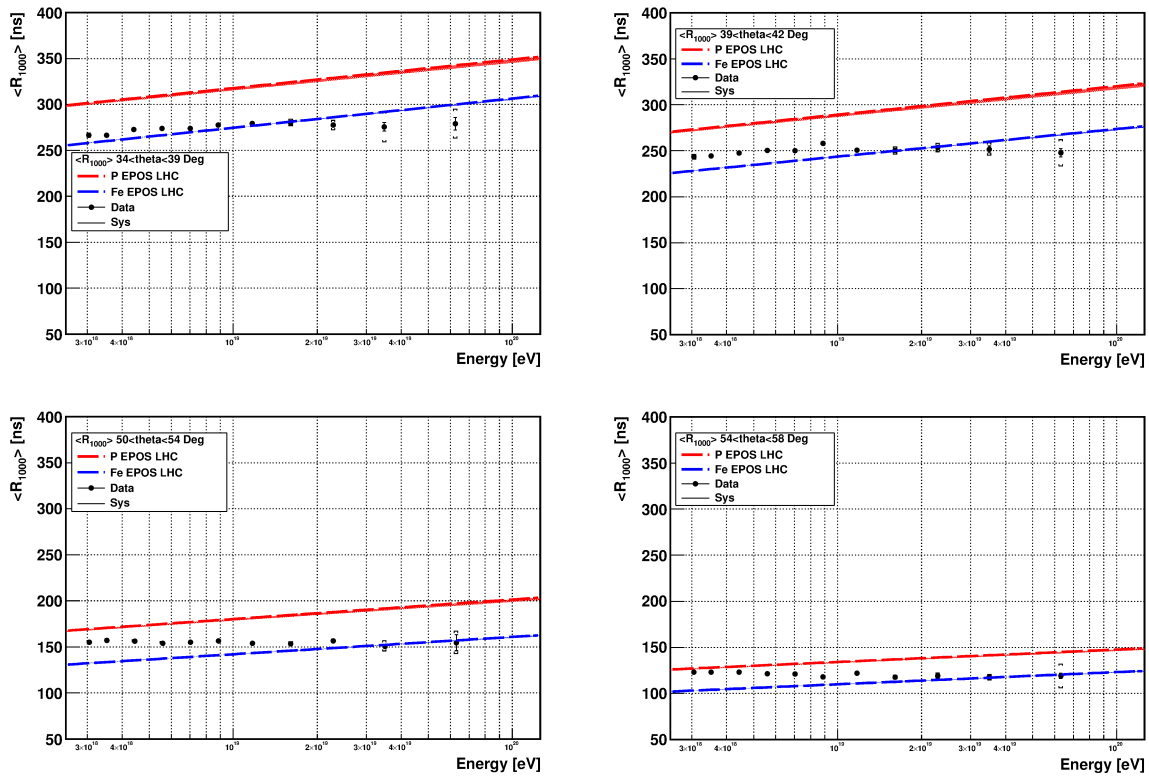


Figura 6.36: Valor medio de la distribución de R_{1000} vs energía para datos y MC EPOS LHC. De arriba hacia abajo, de izquierda a derecha los intervalos de ángulo cenital son: $34^\circ < \theta < 39^\circ$, $39^\circ < \theta < 42^\circ$, $42^\circ < \theta < 45^\circ$ y $50^\circ < \theta < 54^\circ$.

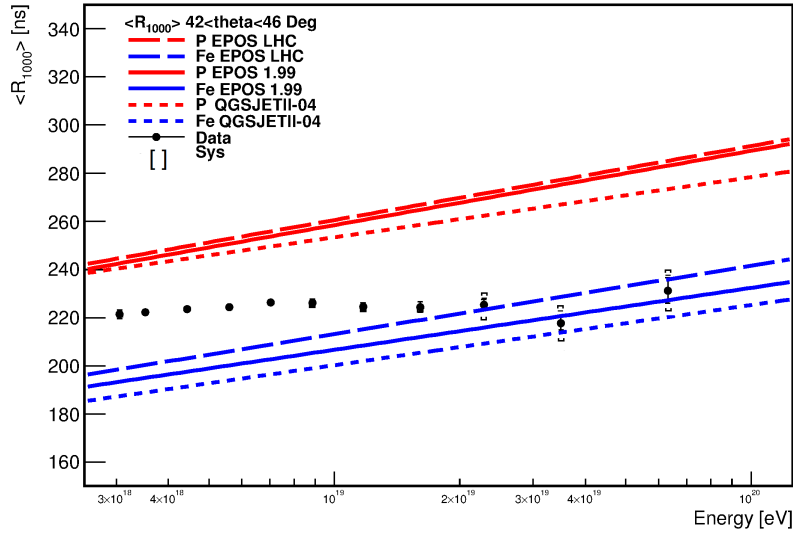


Figura 6.37: Valor medio de la distribución de R_{1000} vs energía para datos y MC con los distintos modelos de interacción estudiados, para un intervalo en ángulo cenital de $42^\circ < \theta < 45^\circ$.

6.8 Resultados y discusión

Se han estudiado y caracterizado el R_{1000} por evento y también las distribuciones utilizando los datos obtenidos por el Observatorio Pierre Auger, así como todas las simulaciones de las librerías disponibles. A partir de estos estudios se han mejorado los ajustes individuales para obtener el valor de R_{1000} , optimizando el rango del ajuste hasta 1800 m. También se estudiaron las incertezas asociadas a dicho parámetro, en particular comparando las parametrizaciones disponibles al momento de realizar el presente trabajo [127].

Los estudios realizados sobre la asimetría en el rsetime permitieron obtener una nueva corrección utilizando todos los datos disponibles en el periodo 2004-2013 [128]. Se ha actualizado la corrección utilizada hasta el momento excluyendo estaciones con baja señal o saturadas y mejorando la estadística. Esta nueva corrección de asimetría fue incluida en el módulo de reconstrucción de R_{1000} del Offline e implementada a partir de la versión *Rev25278*, junto con el límite en el rango del ajuste y el término de correlación en las incertezas del R_{1000} .

A pesar de los enormes avances en la modelización de las interacciones hadrónicas

de alta energía, fundamentalmente a partir de los datos del LHC, se observa que tanto el valor medio como el RMS de las distribuciones de R_{1000} presentan limitaciones para inferir directamente la composición de R_{1000} . El efecto dominante continúa siendo las discrepancias en los modelos debidas al déficit de muones [129]. Sin embargo los datos experimentales muestran distinta pendiente en los valores medios de las distribuciones de R_{1000} vs energía, lo cual indica una tendencia hacia elementos más pesados a medida que aumenta la energía. Estos resultados son compatibles con los de otras variables de composición, tales como el X_{max} o el MPD .

Capítulo 7

Estudios de las distribuciones de R_{1000}

A lo largo del presente trabajo de tesis se han presentado distintos enfoques para intentar sacar el máximo provecho sobre las distribuciones de R_{1000} .

Estudios realizados sobre la cola de la distribución de X_{max} , variable que ha sido descrita en el capítulo 3, han sido utilizados para obtener información sobre las interacciones de la partícula primaria [103]. Basados en la riqueza de información que se puede extraer en las distribuciones de X_{max} de los eventos más penetrantes o de mayor valor de risetime, se intentó estudiar análogamente las colas de las distribuciones de R_{1000} .

Los estudios centrales en este capítulo se han realizado utilizando las librerías de simulaciones más recientes disponibles: EPOS LHC y QGSJETII-04. Como se ha mencionado, las mismas incluyen las últimas modificaciones en base a los resultados obtenidos en el LHC. Así mismo se incluyen algunos estudios con la librería EPOS 1.99, ya que en este caso había librerías disponibles con primarios de masas intermedias.

Para realizar estos estudios, se definirá la distribución centrada de R_{1000} como la distribución obtenida a partir de la suma de las distribuciones centradas de cada bin angular. Se caracterizará esta distribución a través de un ajuste exponencial decreciente de los eventos de valores superiores de R_{1000} (cola). Se presentaran entonces los estudios realizados sobre este parámetro, analizando su evolución en función de la energía y observando como se comporta para mezclas de distintas proporciones en un modelo simplificado de dos componentes.

7.1 Distribución centrada de R_{1000}

Como se ha detallado en el capítulo 6, el valor medio del R_{1000} depende del ángulo y la energía. Para estudiar la forma de la distribución independientemente de su valor medio y combinar toda la estadística disponible, se definió la distribución centrada de R_{1000} para un dado intervalo angular y de energía, como el valor por evento de R_{1000} menos el valor medio de la distribución en dicho intervalo angular y de energía:

$$g(R_{1000,\theta_i})_j = R_{1000j} - \langle R_{1000,\theta_i} \rangle, \quad (7.1)$$

donde el índice i corresponde a cada intervalo angular considerado y el índice j a cada evento individual en el intervalo.

Este procedimiento se repite para todos los ángulos entre 30° y 60° . Finalmente se obtiene la distribución de R_{1000} combinando todos los eventos centrados para todos los ángulos y un dado bin de energía. Para ejemplificar se muestra en la Figura 7.1 izquierda, la distribución de R_{1000} para simulaciones de eventos con $\text{Log}(E/eV) = 18.75$ y $\theta = 39^\circ$ para primarios protón y Fe. En la Figura 7.1 derecha se puede observar como resulta la correspondiente distribución centrada.

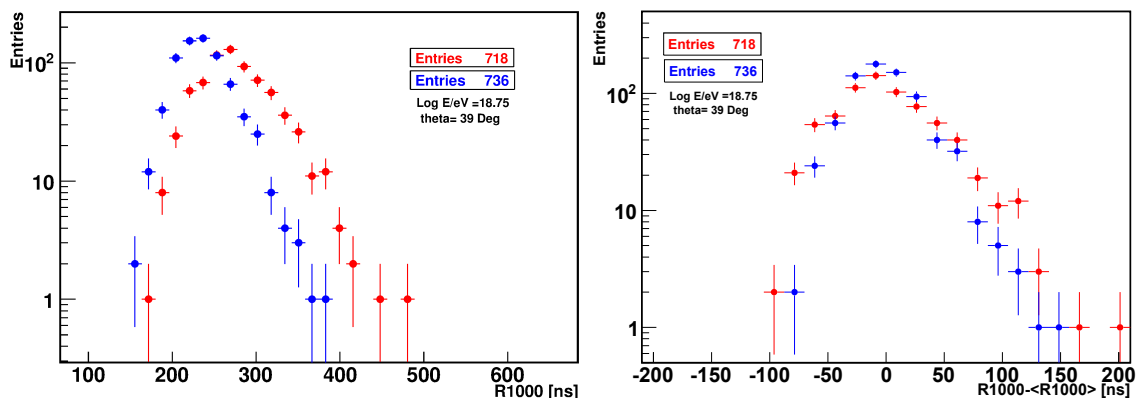


Figura 7.1: Izquierda: Distribución de R_{1000} para simulaciones MC de eventos con energía de $\text{Log}(E/eV) = 18.75$ y $\theta = 39^\circ$. Derecha: Distribución centrada de R_{1000} correspondiente. Los puntos rojos corresponden a una composición de protón y los azules a una composición de Fe.

La Figura 7.2 muestra un ejemplo de la distribución total. La misma corresponde al intervalo de energía centrado en $\text{Log}(E/eV) = 18.75$ para lluvias de protón y Fe, considerando todos los intervalos angulares sobre los que se ha aplicado el procedimiento

descripto. Se puede observar en la Figura que las diferencias en las distribuciones entre protón y Fe se mantienen al realizar el procedimiento descrito para considerar la suma de las distribuciones angulares en cada intervalo de energía. De la Figura se evidencia que las distribuciones de R_{1000} no son simétricas alrededor del valor medio, presentando una cola no gaussiana hacia los valores más altos. Un ajuste exponencial permite entonces caracterizar el comportamiento de las distribuciones para extraer información sobre composición primaria y será objeto de estudio en la sección 7.2.

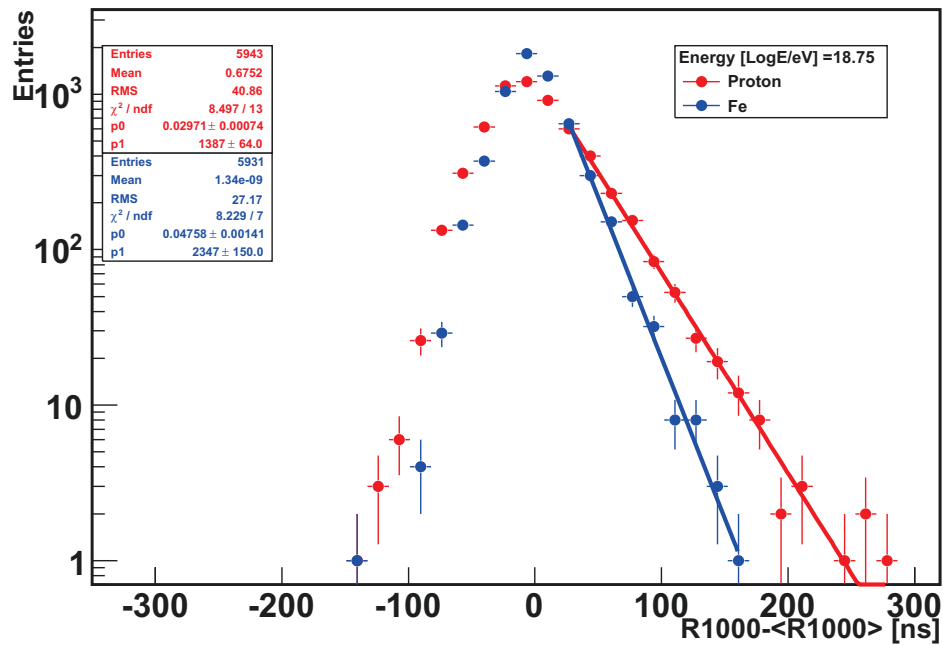


Figura 7.2: Distribución centrada de R_{1000} para simulaciones MC de eventos con energía de $\text{Log}(E/eV) = 18.75$. Los puntos rojos corresponden a una composición de protón y los azules a una composición de Fe. Las líneas corresponden a los ajustes exponenciales correspondientes (sección 7.2).

El mismo procedimiento se repite para distintos intervalos de energía para estudiar como evoluciona dicha distribución. Las Figuras 7.3 muestran las distribuciones centradas para todos los intervalos de energía estudiados, para simulaciones de protón y Fe, correspondientes a la librería EPOS LHC. Los mismos están centrados en $\text{Log}(E/eV) = 18.5, 18.75, 19, 19.25, 19.75$ y 20 . La Figura 7.3 muestra, junto con las distribuciones, su correspondiente ajuste. De estas distribuciones se observa un comportamiento distinto para protón y Fe a todas las distintas energías estudiadas.

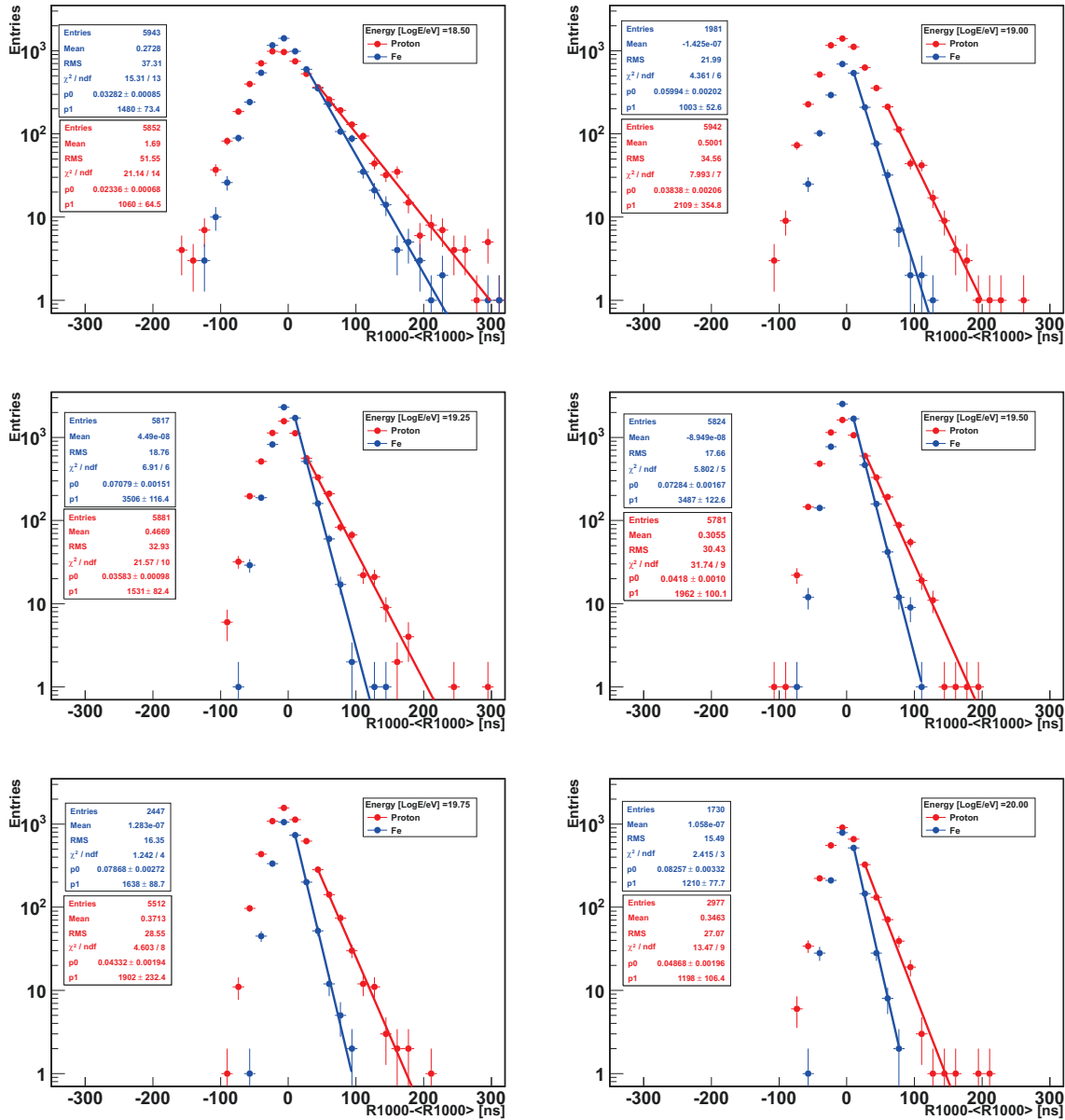


Figura 7.3: Distribución centrada de R_{1000} para simulaciones MC de protón y Fe para 6 intervalos de energía: $\text{Log}(E/\text{eV}) = 18.5, 18.75, 19, 19.25, 19.75$ y 20 .

Antes de estudiar la evolución con la energía de las variables consideradas en estos estudios, cabe recordar que en el capítulo 6 se optó por un criterio general de diferencia entre energía simulada y reconstruida del 20% para realizar la comparación en energía de los dos primeros momentos de las distribuciones de R_{1000} entre los distintos modelos de interacción y los datos. En la Figura 7.4 se muestra la diferencia relativa entre la energía simulada y reconstruida en función de la energía simulada para los modelos de interacción estudiados y distintos primarios (protón y Fe). La línea vertical en $E = 10^{18.5} \text{ eV}$ corresponde a la energía de 100% de aceptación SD. El gráfico presenta además la diferencia relativa entre la energía simulada y reconstruida para protón y Fe, para los modelos de interacción EPOS LHC y QGSJETII-04. Se observó que el modelo que presenta menores diferencias entre el valor de energía simulada y reconstruida con el detector SD es EPOS LHC, siendo la composición de protón en ambos modelos la que presenta las mayores diferencias ($\approx 30\%$ QGSJETII-04 y $\approx 20\%$ para EPOS LHC a 19^{75} eV) y Fe las menores ($< 20\%$ QGSJETII-04 y $< 10\%$ EPOS LHC a 19^{75} eV). Es debido a esta discrepancia entre la energía simulada y la reconstruida en los modelos que no se utiliza la energía simulada en los gráficos de evolución de las variables con la energía al comparar con datos, sino que se le asignará a las simulaciones el valor correspondiente a la energía reconstruida para cada bin de energía simulada.

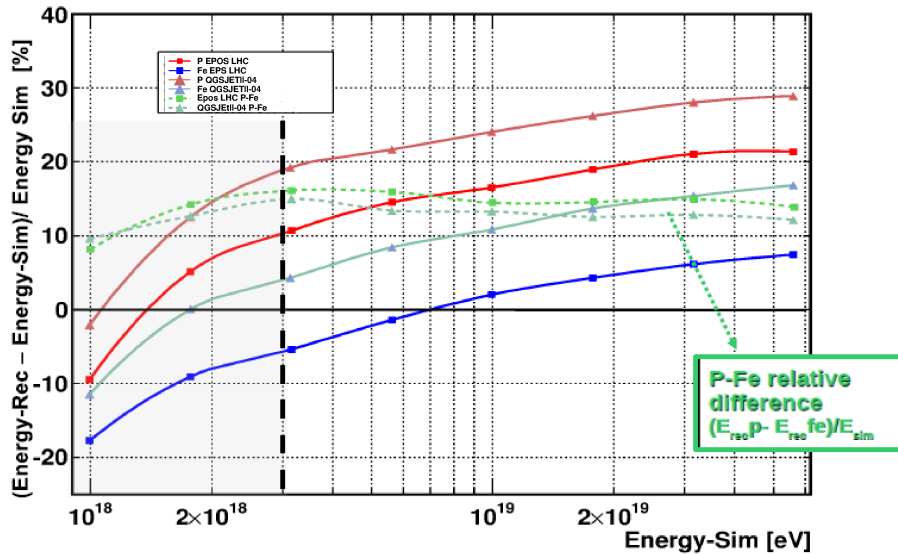


Figura 7.4: Diferencia relativa entre la energía simulada y reconstruida en función de la energía simulada para los distintos primarios y modelos de interacción estudiados. Las líneas verdes corresponden a la diferencia relativa entre protón-Fe en cada modelo. La línea vertical en $E = 10^{18.5} \text{ eV}$ corresponde a la energía de 100% de aceptación SD.

7.2 La cola de la distribución centrada de R_{1000}

Para caracterizar las distribuciones centradas de R_{1000} se utilizó de un ajuste exponencial decreciente en la cola de la distribución definido a partir de:

$$T(R_{1000}) = e^{-P_0 \times R_{1000}}, \quad (7.2)$$

donde el exponente P_0 es el parámetro bajo estudio. El criterio adoptado para la definición de la cola de la distribución consistió en tomar el 20% de los eventos desde el final de la distribución. De este modo se adopta un criterio uniforme en la definición de P_0 para todas las distribuciones, ya sean de datos o MC. Esta definición fue inspirada originalmente a partir del parámetro λ_η [103] explicado en el capítulo 4, pero se discutirá en más detalle en la sección 7.3.3 como dicha elección afecta el valor de P_0 .

En esta sección se explora la relación entre P_0 y la sección eficaz de interacción de las simulaciones MC. Como se ha visto en la sección 1.5.1, la sección eficaz de interacción depende en forma lineal con el logaritmo de la energía. La misma dependencia se encontró en el parámetro P_0 estudiado. La Figura 7.5 muestra la correlación entre la sección eficaz de interacción p-aire y Fe-aire con el valor de P_0 . Del mismo modo, P_0 correlaciona inversamente con la profundidad del punto de primer interacción, como muestra la Figura 7.6. Los valores de ajuste de la función de correlación dependen del primario, dicho comportamiento permite tener en cuenta a P_0 como un posible parámetro para inferir composición primaria y también sección eficaz una vez determinada la composición primaria.

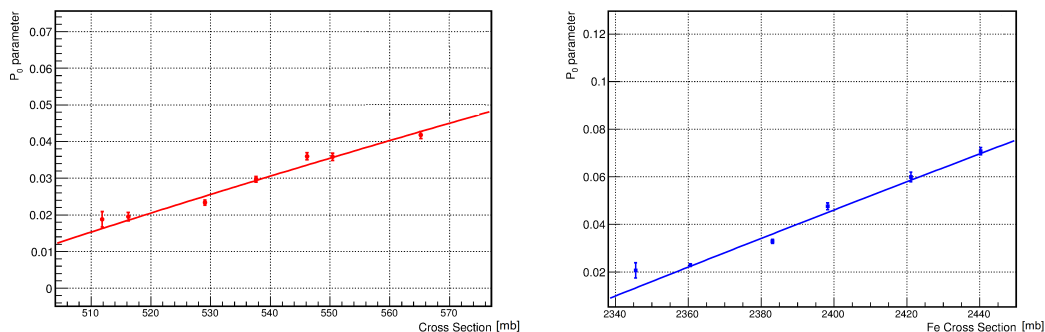


Figura 7.5: P_0 en función de la sección eficaz simulada para MC protón (izquierda) y Fe (derecha).

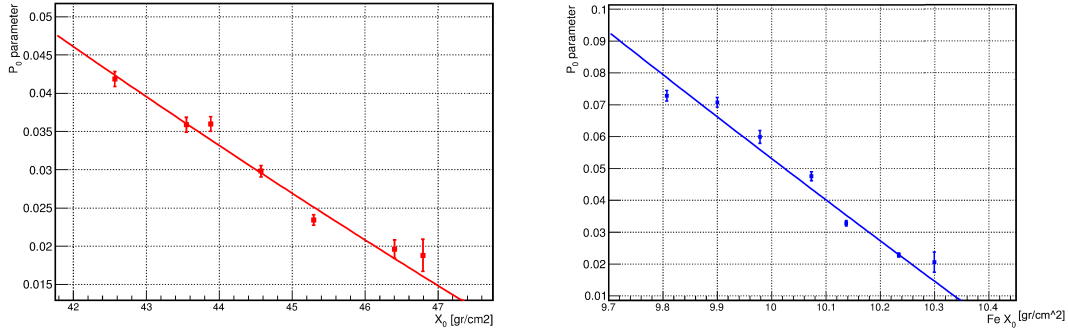


Figura 7.6: P_0 en función de la profundidad del punto de primer interacción simulado para MC protón (izquierda) y Fe (derecha).

Para estudiar la sensibilidad de P_0 a la masa del primario, se realizó una serie de estudios con simulaciones MC correspondientes a la librería EPOS LHC utilizando histogramas mezclas protón-Fe de distintas proporciones (modelo de dos componentes).

Cada histograma se construyó obteniendo las distribuciones de R_{1000} mezcla protón-Fe para cada bin angular.

En la Figura 7.7 se observa como ejemplo la evolución de P_0 con la fracción de Fe para eventos con energía de $10^{19.75}$ eV. Se puede apreciar que el parámetro P_0 no presenta cambios significativos hasta que la fracción de Fe supera el 85%. Esto significa que si bien la forma de la distribución, y en particular la cola, está dominada por la componente liviana, si existiera una cantidad mayor al 85% de la componente pesada en una mezcla de protón y Fe, el parámetro P_0 puede mostrar evidencia de la misma.

Resultados similares se muestran en la Figura 7.8, donde se compara la evolución de P_0 con la fracción de Fe para todos los intervalos de energía estudiados. Aunque la fracción de elementos livianos domina la mezcla de dos componentes, si la fracción pesada excede cierto valor, el valor de P_0 crece para todos los bins de energía, de esta manera, en base a los datos, se podría poner límites a la fracción pesada como función de la energía.

Al momento de este trabajo, se tenían a disposición las librerías disponibles de EPOS 1.99 para otras composiciones (He y O_2) lo que condujo a la incorporación de estos resultados en el análisis. Se estudió el comportamiento del valor de P_0 para distintas mezclas como se observa en la Figura 7.9. El objetivo de este estudio fue caracterizar el comportamiento de P_0 en función de la fracción pesada en una mezcla de dos componentes: una liviana con una intermedia (protón con oxígeno), una liviana con una pesada (protón o helio con Fe) y una intermedia con una pesada (oxígeno con Fe). Como ocurre con las mezclas de protón y Fe, se observó que la componente más liviana de la mezcla siempre

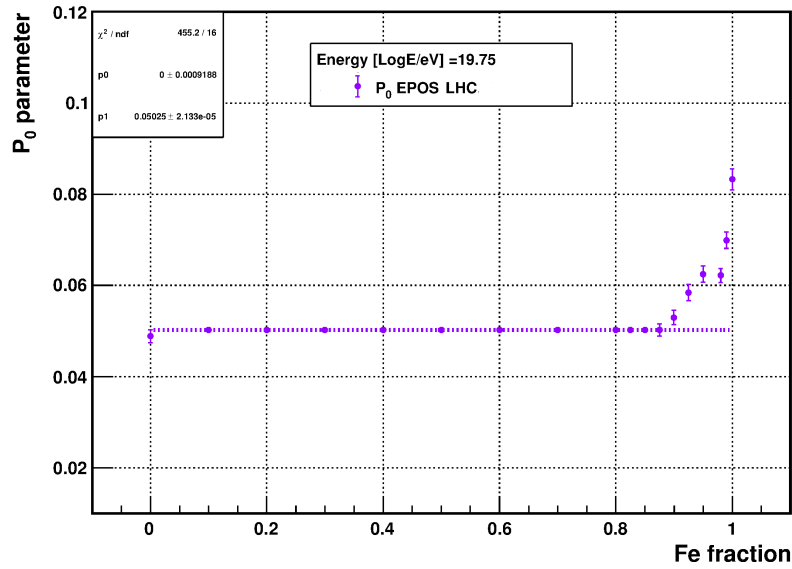


Figura 7.7: Evolución del parámetro P_0 con la fracción de Fe para eventos con energía de $10^{19.75}$ eV. Se considera un modelo de 2 componentes protón y Fe.

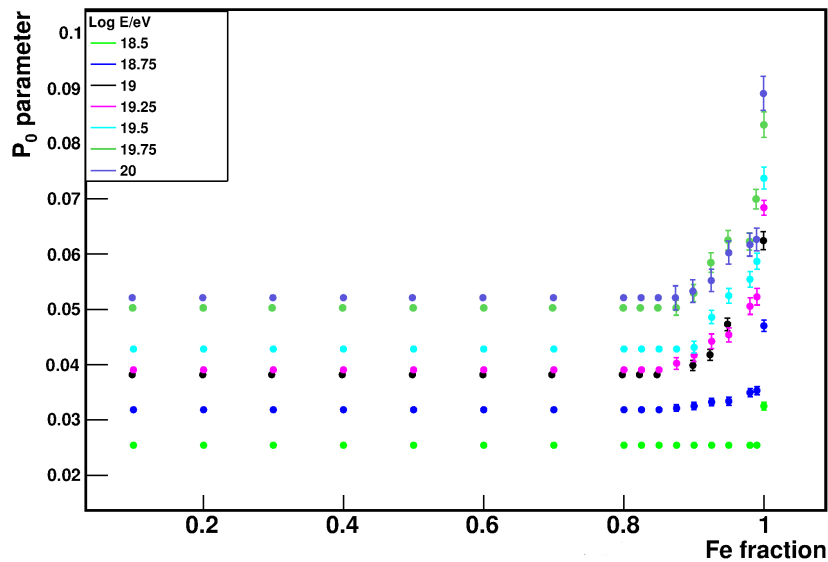


Figura 7.8: Evolución del parámetro P_0 con la fracción de Fe para todos los intervalos de energía estudiados.

domina el valor de P_0 . También se pudo observar de todos modos que, en todos los casos, existe un valor umbral para cada energía por encima del cual el valor de P_0 es sensible a la fracción del elemento más pesado.

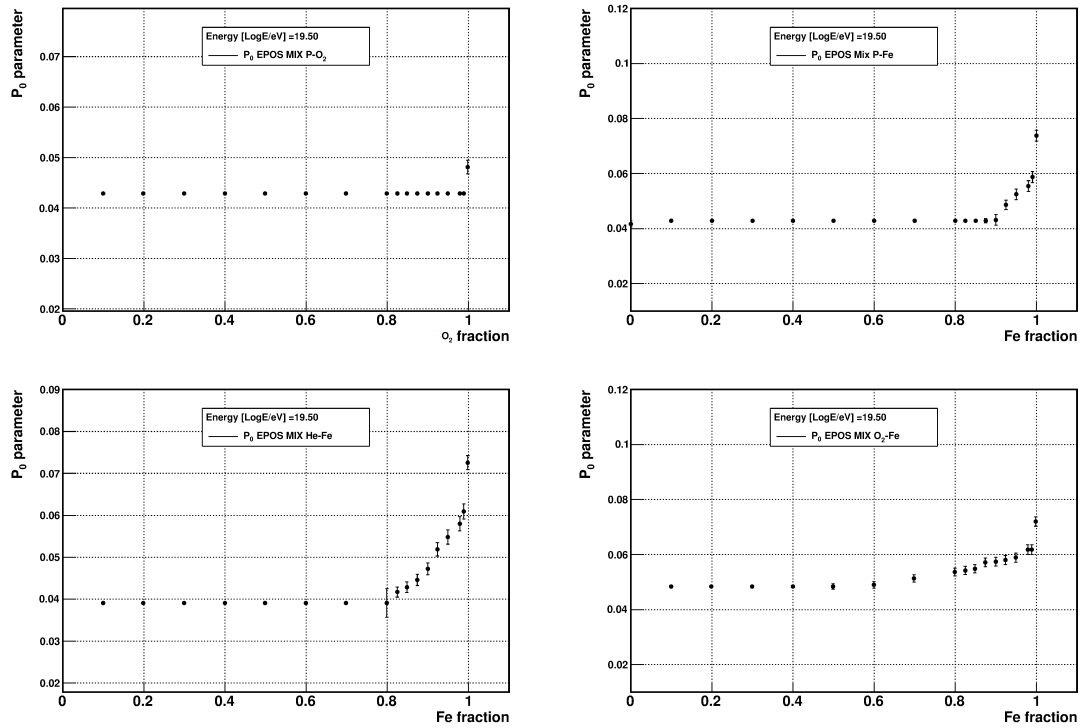


Figura 7.9: Evolución del parámetro P_0 con la fracción pesada para distintas mezclas estudiadas a $\text{Log}(E/eV) = 19.5$. Se observa como la componente liviana siempre domina el valor de P_0 en la mezcla.

Como conclusión, en base a los estudios realizados sobre las mezclas de dos componentes es posible establecer, para una dada energía, a partir de qué porcentaje del elemento más pesado, el valor de P_0 en una mezcla difiere del valor correspondiente al elemento liviano.

7.3 Incertezas en el parámetro P_0

En esta sección se discutirán las incertezas sistemáticas asociadas al parámetro P_0 . Las mismas serán determinadas en base a las diferencias en los valores de P_0 con cada cambio en las distribuciones de R_{1000} . Las distintas contribuciones fueron estudiadas para toda energía. Se darán como ejemplo general los valores porcentuales de referencia para la

energía correspondiente al intervalo $[10^{19}, 10^{19.15}]$ eV. Esta elección se corresponde con la región donde la estadística de eventos es suficientemente alta y las incertezas en la medida del risetime son bajas.

7.3.1 Efecto de las incertezas del R_{1000} sobre P_0

La incerteza en la reconstrucción del parámetro R_{1000} debida a la incerteza en la reconstrucción de la posición del *core* (Δr), se obtuvo repitiendo la reconstrucción de cada evento teniendo en cuenta la incerteza en la posición de cada estación activada en el evento al realizar el ajuste para obtener R_{1000} . Dicho valor de incerteza asociada a la posición de las estaciones (del orden de decenas de metros) no es tenida en cuenta en la reconstrucción estándar del módulo Offline al realizar el ajuste de R_{1000} . Tener en cuenta esta contribución resulta en una incerteza sistemática del 2% en el valor de P_0 para el intervalo $[10^{19}, 10^{19.15}]$ eV. Respecto de la propagación de las incertezas debidas a la corrección por asimetría, el efecto sobre P_0 es aún más pequeño y, para dicha energía, representa una incerteza sistemática $< 1\%$.

El cambio más significativo en la estimación de P_0 está asociado a la parametrización de las incertezas en el risetime. Actualmente existen 2 parametrizaciones **A** y **B** disponibles correspondientes a los estudios detallados en la sección 6.4 [116,124]. La parametrización **B** obtenida en [116], es un estudio posterior a [124] y estima incertezas en el risetime mayores para estaciones lejanas al core ($r > 1200$ m) y eventos con energías mayores a $10^{19.5}$ eV, como se ya se explicó en la sección 6.4. Para el presente estudio se utilizó como nominal la parametrización **A** para reconstruir el valor R_{1000} y luego se consideró como incerteza sistemática la diferencia de los valores de P_0 con la parametrización **B**. En la Figura 7.10 se puede observar como la diferencia de P_0 con las diferentes parametrizaciones aumenta con la energía. Para eventos en el intervalo $[10^{19}, 10^{19.15}]$ eV se estima una incerteza sistemática del 20%.

7.3.2 Incertezas sistemáticas en P_0 asociadas a la selección de las estaciones

Para este estudio se variaron los cortes de la reconstrucción estándar sobre el rango de distancia para el fit y sobre el valor mínimo de señal de las estaciones, ambos cortes relacionados a la selección de las estaciones para el ajuste de R_{1000} .

Respecto a la distancia al *core*, se estudiaron 3 rangos posibles para la reconstrucción: $r < 1800$ m, $r < 2000$ m y sin límite superior. La diferencia en P_0 en función de la

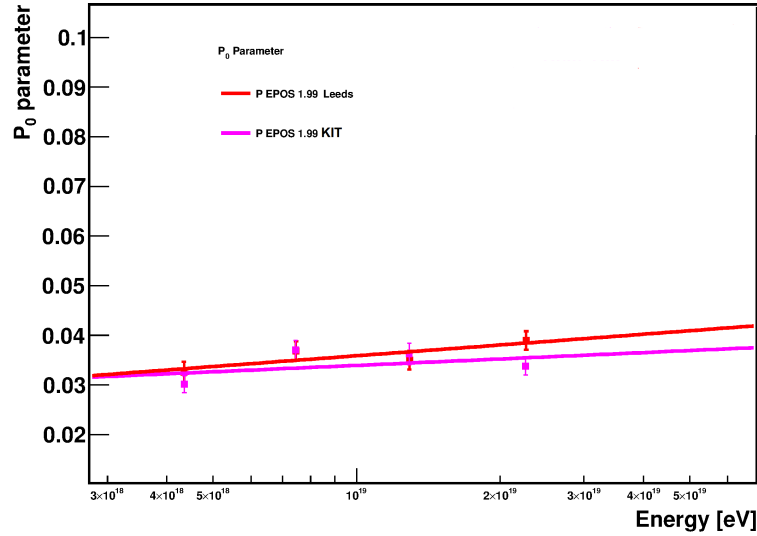


Figura 7.10: Evolución de P_0 en función de la energía simulada utilizando las dos parametrizaciones disponibles **A** (Leeds en la Figura) y **B** (KIT).

energía asociada a la elección del rango para ajustar y obtener R_{1000} se puede observar en la Figura 7.11. Para una energía de $[10^{19}, 10^{19.15}]$ eV representa una incerteza en el valor de P_0 del 2%.

Con respecto al corte en señal, en la reconstrucción estándar se considera estaciones con señal mayor que 10 VEM . Se repitió el análisis considerando estaciones con $S > 12$ VEM y $S > 15$ VEM . La Figura 7.12 muestra los cambios en P_0 en función de la energía para los tres cortes estudiados. En las distribuciones de R_{1000} correspondientes a las energías más bajas, tomar cortes en señal más altos que 10 VEM , significa perder eventos de baja energía en el bin considerado. Esto significa que en eventos de baja energía con pocas estaciones (entre 3 y 6) que superen el umbral de señal, excluir algunas estaciones significa en algunos casos perder el evento, no siendo posible realizar ajuste y obtener el valor de R_{1000} . Este efecto se traduce en distribuciones caracterizadas por un valor de P_0 mayor, ya que para el mismo intervalo de energía, se excluyen sistemáticamente aquellos eventos de energías más bajas. Esta variación en P_0 representa una incerteza sistemática del 8% para $[10^{19}, 10^{19.15}]$ eV.

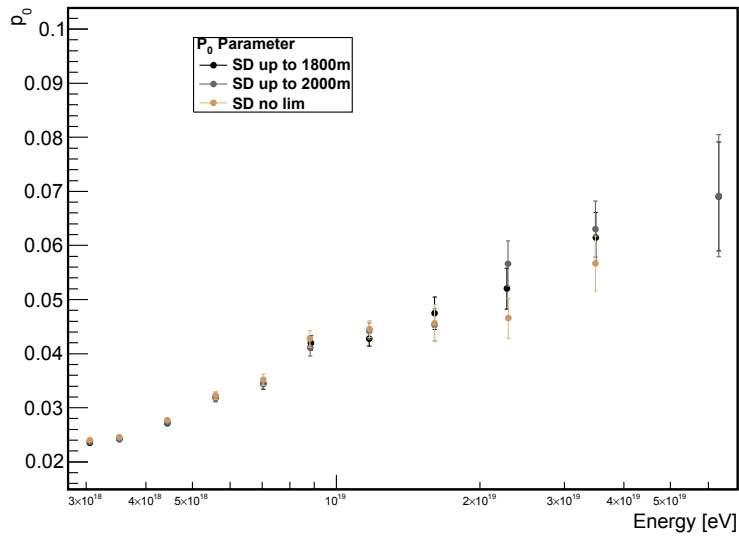


Figura 7.11: Evolución de P_0 en función de la energía para distribuciones de R_{1000} (datos) en base a estaciones con distancia al core: $r < 1800m$, $r < 2000m$ y sin límite superior (no lim).

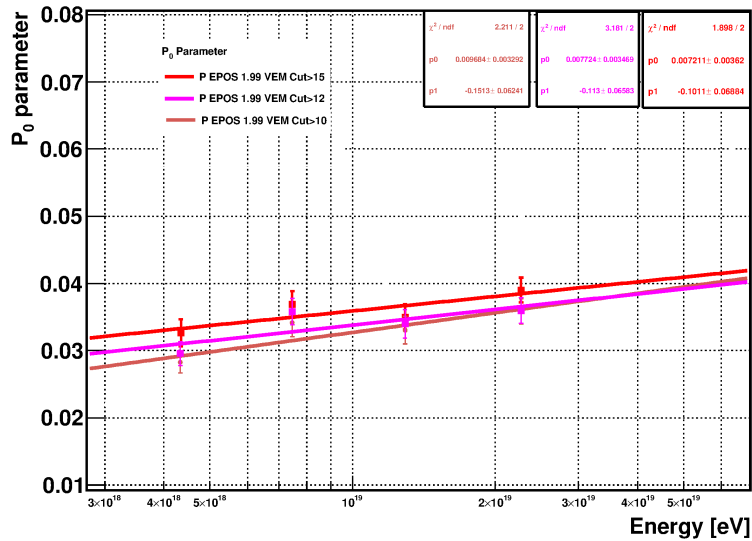


Figura 7.12: P_0 vs energía para las distribuciones de R_{1000} para lluvias de protón con los distintos cortes en señal: $S > 10 VEM$, $S > 12 VEM$ y $S > 15 VEM$.

7.3.3 Incertezas sistemáticas asociadas a la selección de los eventos

La selección de eventos para la distribución de R_{1000} está asociada a la calidad de los eventos seleccionados, al rango para realizar el ajuste de la cola de la distribución para obtener P_0 y al intervalo angular considerado para obtener las distribuciones de R_{1000} . Se estudiaron las distribuciones centradas de R_{1000} variando los cortes en dichas variables a fin de obtener las distintas contribuciones a la incerteza sistemática del valor de P_0 .

Los cortes de calidad en los eventos (en términos de χ^2) se traducen una incerteza sistemática sobre P_0 de $\sim 9\%$ para $[10^{19}, 10^{19.15}]$ eV.

La definición en el rango del ajuste exponencial de P_0 es arbitraria, pero debe tomarse por encima del valor RMS de la distribución. Un rango por debajo de ese valor alcanzaría la región donde domina el efecto la resolución del detector. La elección del 20% de los eventos más profundos en la distribución corresponde a un valor que permita tener estadística suficiente para realizar el ajuste sin acercarse a dicha región. A fin de cuantificar la incerteza sistemática asociada a la selección del rango del fit de P_0 se varió el rango desde el 15% de los eventos más profundos hasta el 25% de los eventos más profundos para cada uno de los bins de energía. La Figura 7.13 muestra la evolución de P_0 para los distintos rangos estudiados. Este efecto se tradujo en una incerteza porcentual sobre P_0 de $\approx 4\%$ para $[10^{19}, 10^{19.15}]$ eV.

El intervalo angular para obtener las distribuciones de R_{1000} considerado para el estudio corresponde a lluvias inclinadas, es decir entre 30° y 60° , como se ha explicado en la sección 7.1. Reduciendo o extendiendo dicho intervalo 5° por encima o por debajo del intervalo definido, se encuentran diferencias en el valor de P_0 que se traducen en una incerteza sistemática menor que 1%.

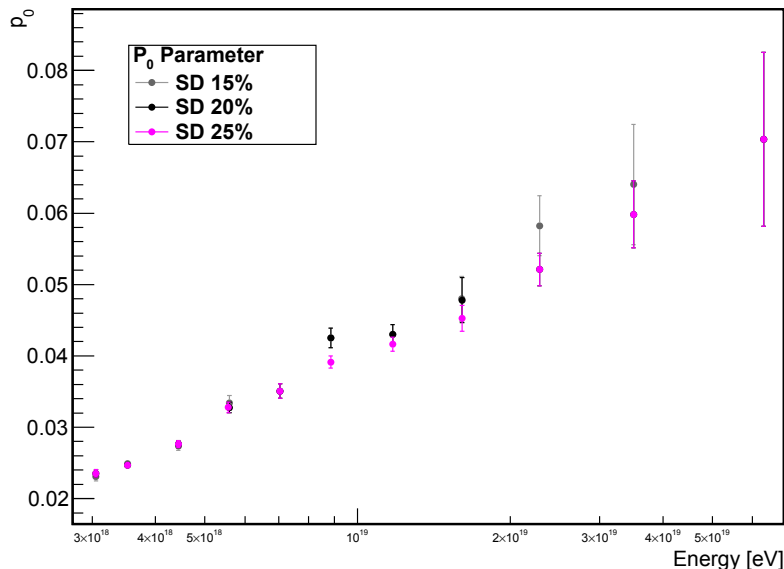


Figura 7.13: P_0 vs energía para los distintos rangos de fit de P_0 : 15% de los eventos más profundos, 20% de los eventos más profundos, 25% de los eventos más profundos.

7.4 Incerteza sistemática asociada a la energía reconstruida de las simulaciones

Las diferencias entre el valor de energía simulada y la energía reconstruida de cada bin para las simulaciones MC se debe tener en cuenta al realizar la comparación con los datos, como se ha mencionado en secciones anteriores. Esta diferencia se ha considerado como una incerteza sistemática asociada a cada modelo de interacción hadrónica estudiado en el presente trabajo. Como referencia, para el caso de la librería de EPOS-LHC protón dicha diferencia se traduce en un sistemático del 15% en P_0 para una energía simulada de 10^{19} eV.

7.5 Resumen de las incertezas sistemáticas

La siguiente tabla resume los valores de las incertezas sistemáticas sobre el parámetro P_0 para el intervalo de energía $[10^{19}, 10^{19.15}]$ eV discutidas a lo largo de la sección 7.3.

Fuente de incerteza	Contribución en el valor de P_0
Incerteza en la distancia al <i>core</i> (Δr)	$\sim 2\%$
Incerteza en la corrección por asimetría	$< 1\%$
Parametrización de las incertezas del risetime	$\sim 20\%$
Rango del fit de R_{1000}	$\sim 1.5\%$
Corte en señal sobre las estaciones	$\sim 8\%$
Corte de calidad de los eventos	$\sim 9\%$
Rango del fit de P_0	$\sim 4\%$
Rango angular	$< 1\%$
Sistemáticos totales	24%

Tabla 7.1: Incertezas sistemáticas porcentuales en P_0 para el intervalo $[10^{19}, 10^{19.15}]$ eV

7.6 Resultados y discusión

Finalmente, considerando las incertezas explicadas en las secciones anteriores tanto para los datos como para las simulaciones MC, podemos obtener la evolución de P_0 en función de la energía para los datos y compararla con los modelos estudiados.

La Figura 7.14 muestra los resultados de datos comparados con distintas composiciones para simulaciones de lluvias EPOS 1.99 de p , He , O_2 y Fe . Se observa que los datos tienen una tendencia de una composición liviana a una pesada si se compara con la evolución de P_0 para las distintas masas de primarios estudiadas.

La Figura 7.15 muestra los diferentes valores de P_0 para los primarios considerados a partir de las simulaciones MC disponibles en 4 intervalos de energía centrados respectivamente en $\text{Log}(E/eV) = 18.5$; 19, 19.25 y 19.5. Se incluye en el gráfico el valor correspondiente a datos para dicha energía. Considerando las incertezas sistemáticas (línea gris de la Figura 7.15) y estadísticas (línea verde en la Figura 7.15) así como las incertezas en P_0 asociadas a la energía reconstruida para los MC, la curva extrapolada a partir de las simulaciones de distintas composiciones intersecta el valor obtenido para datos sugiriendo un comportamiento respectivamente por debajo de $A \approx 17$ para $\text{Log}(E/eV) = 18.5$, $A \approx 26$ para $\text{Log}(E/eV) = 19$, $A \approx 22$ para $\text{Log}(E/eV) = 19.25$ y $5 < A < 29$ para $\text{Log}(E/eV) = 19.5$ sugiriendo una composición de liviana a intermedia hasta $\text{Log}(E/eV) = 19.5$, donde se observa una tendencia hacia los elementos más pesados.

La Figura 7.16 muestra los resultados de los datos comparados en gráficos individuales con los distintos modelos de interacción hadrónica, respectivamente EPOS LHC y QGSJETII-04.

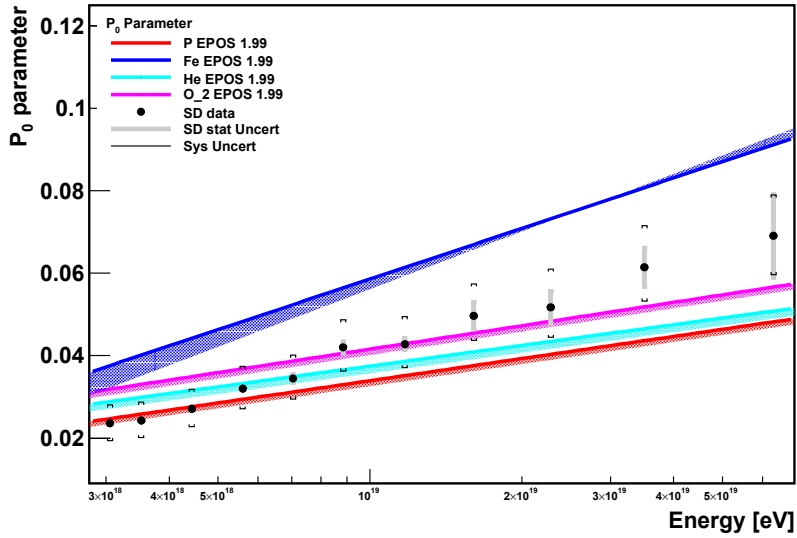


Figura 7.14: P_0 vs energía para datos y MC protón, helio, O_2 y Fe (EPOS 1.99), con sus respectivas incertezas sistemáticas.

Finalmente la Figura 7.17 muestra en un mismo gráfico la comparación entre los distintos modelos.

De ambas Figuras se observa que el valor de P_0 crece con el logaritmo de la energía en forma lineal. A energías de $10^{18.5}$ eV los resultados son compatibles con una composición de protón para todos los modelos con este nuevo parámetro, mostrando a energías mayores una tendencia de elementos livianos a pesados, tendencia similar a otros resultados de SD tales como el desarrollo de la asimetría en el rifetime [130].

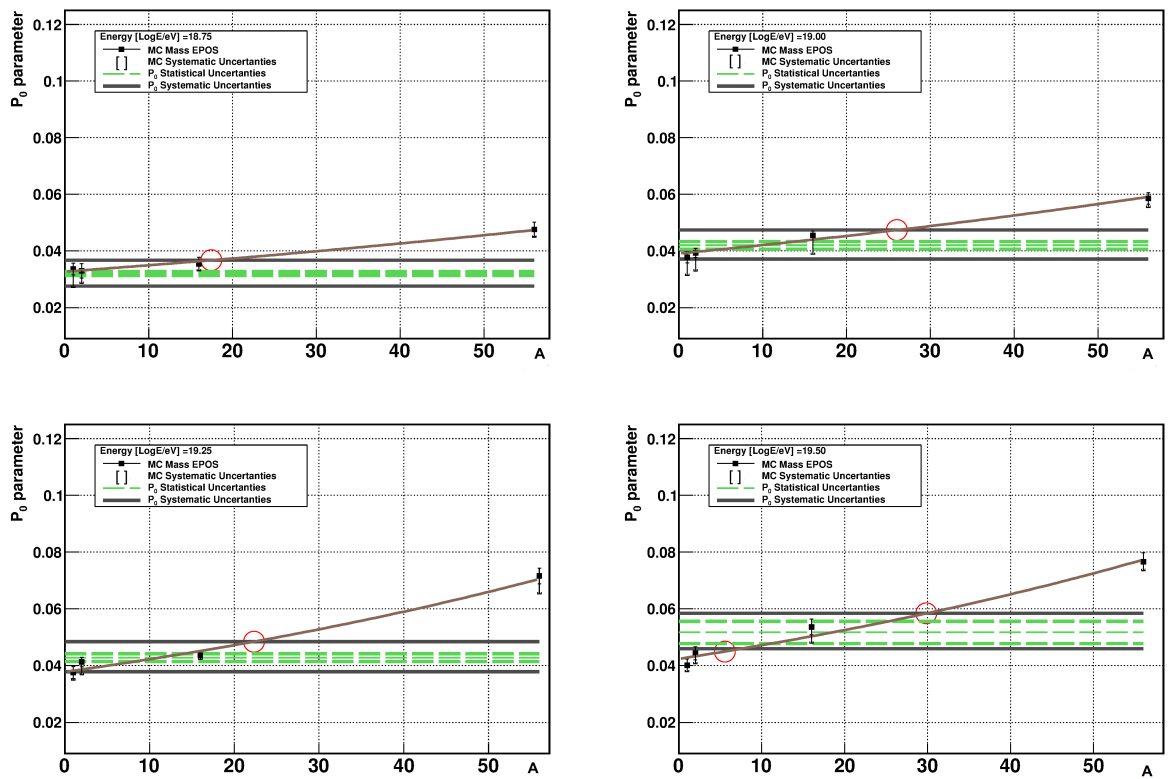


Figura 7.15: P_0 vs número másico (A) del primario, comparado con el valor de P_0 correspondiente en datos para el intervalo de energía considerado.

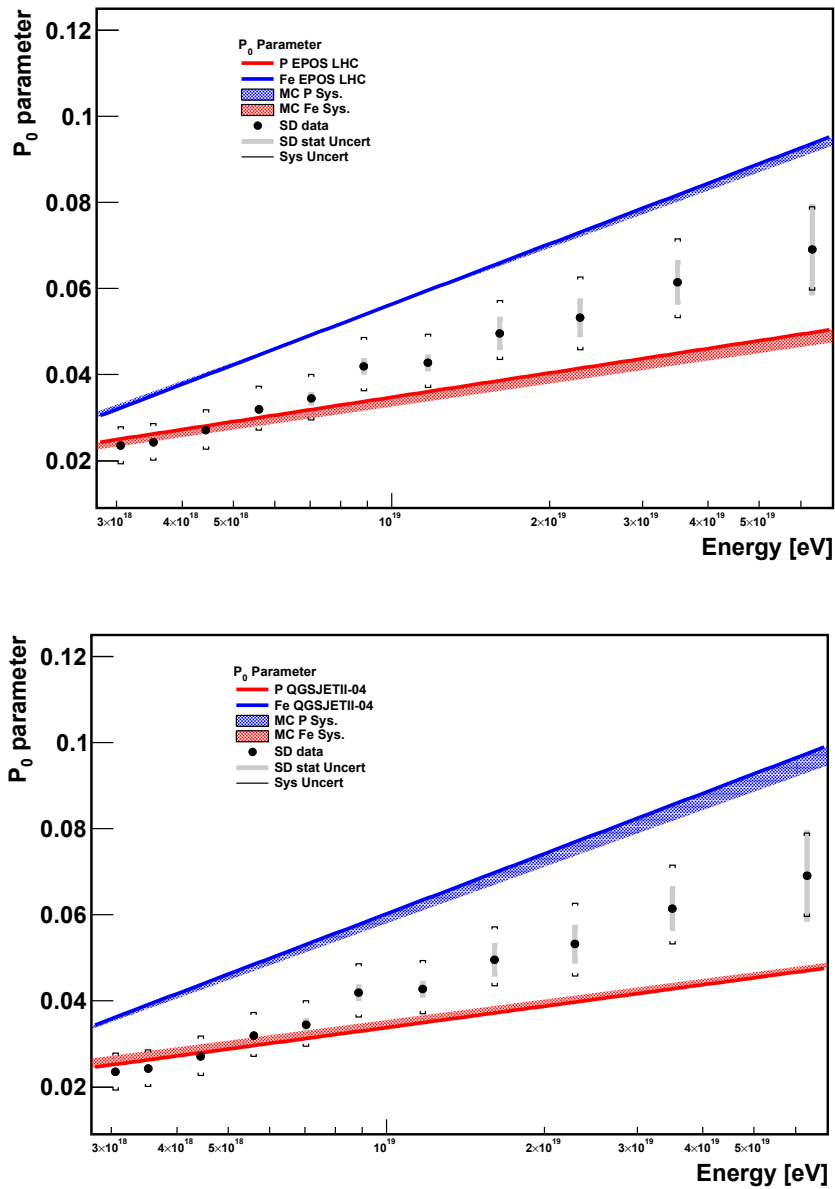


Figura 7.16: P_0 vs energía para datos y simulaciones de protón y Fe (EPOS LHC arriba, QGSJETII-04 abajo), con sus respectivas incertezas sistemáticas

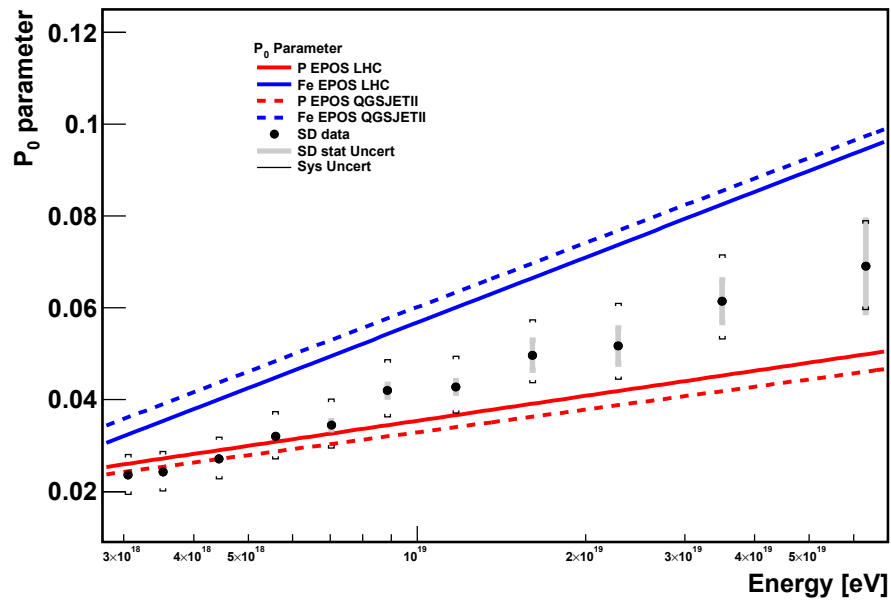


Figura 7.17: P_0 vs energía para datos con sus respectivas incertezas sistemáticas y simulaciones protón y Fe (EPOS LHC y QGSJETII-04).

Capítulo 8

Tratamiento estadístico de la distribución centrada de R_{1000}

En este capítulo se presentarán los resultados de un análisis estadístico efectuado sobre las distribuciones de R_{1000} . Este estudio permitió poner límites sobre la fracción de Fe a través de la comparación de hipótesis alternativas utilizando el cociente de *likelihood* como estadística de prueba. En primer lugar se discutirá la sensibilidad para estimar composición de las distribuciones de R_{1000} para luego describir los resultados de datos experimentales.

8.1 Método de contrastación de hipótesis

Un camino posible para efectuar la decisión sobre qué modelo físico explica los datos observados es el de contrastación de hipótesis alternativas. Mediante este procedimiento se puede refutar o no una hipótesis nula H_0 en favor de cierta hipótesis alternativa H_i con cierto nivel de confianza. Se parte de una variable $x = (x_1, \dots, x_n)$ y un conjunto de hipótesis, H_0, H_1, \dots , cada una de las cuales especifica una p.d.f. condicional $f(x|H_0)$, $f(x|H_1)$.

Para medir el grado de acuerdo entre los datos observados y una dada hipótesis se construye una función de las variables medidas llamada estadística de prueba $t(x)$. Cada una de las hipótesis implica una dada p.d.f. para la estadística de prueba, i.e. $g(t|H_0)$, $g(t|H_1)$. La decisión de aceptar o rechazar una hipótesis nula H_0 frente a H_1 se hace definiendo una región crítica para t . En forma equivalente se puede usar la región complementaria llamada región de aceptación. Si el valor de t observado está en la región

crítica se rechaza la hipótesis H_0 , de otro modo H_0 será aceptada. Por ejemplo, para una estadística de prueba escalar, la región crítica puede consistir en valores de t mayores que un cierto valor de corte o t_{cut} , como se observa en la Figura 8.1.

La región crítica es elegida de modo tal que la probabilidad para que t sea observada allí, bajo la hipótesis de H_0 , sea un cierto valor α llamado nivel de significancia del test, definido como:

$$\alpha = \int_{t_{cut}}^{\infty} g(t|H_0) dt \quad (8.1)$$

Es posible no rechazar la hipótesis H_0 frente a la hipótesis H_1 si el valor de $t < t_{cut}$. Existe una probabilidad α de rechazar H_0 si H_0 es verdadera, llamado error de primer tipo. Existe un error de segundo tipo si la hipótesis H_0 fue aceptada ($t < t_{cut}$) pero la hipótesis alternativa (H_1) resulta verdadera. Se denominará a la probabilidad asociada como β y se define como:

$$\beta = \int_{-\infty}^{t_{cut}} g(t|H_1) dt, \quad (8.2)$$

donde $1 - \beta$ es llamada poder del test para discriminar respecto de la hipótesis alternativa H_1 [131].

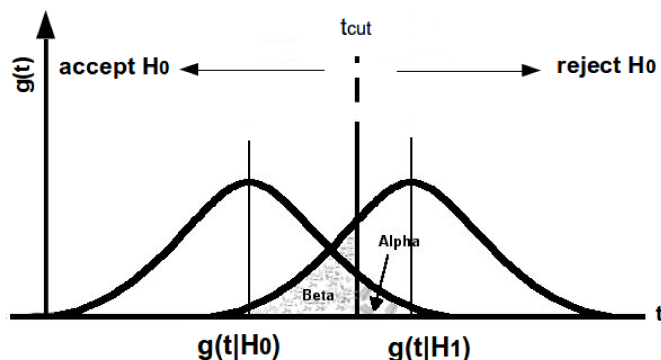


Figura 8.1: Densidad de probabilidad para la estadística de prueba t , bajo las hipótesis H_0 y H_1 .

8.1.1 Elección de la región crítica: Lema de Neyman y Pearson

El lema de Neyman y Pearson establece que la región de aceptación que brinda el máximo poder de separación entre hipótesis para un dado nivel de significancia α es la región para la cual los valores de t satisfacen:

$$\frac{g(\vec{t}|H_0)}{g(\vec{t}|H_1)} > c \quad (8.3)$$

donde c es una constante que está determinada por la significancia deseada. Si se utiliza una estadística de prueba t de una sola dimensión, el lado izquierdo de la ecuación 8.3 está dado por el cociente:

$$r = \frac{g(t|H_0)}{g(t|H_1)} \quad (8.4)$$

Esta cantidad r se conoce como cociente del *likelihood* para hipótesis simples H_0 y H_1 . Aquí la correspondiente región de aceptación estará dada por $r > c$ [132].

8.1.2 Significancia estadística

La significancia estadística o *valor-p* es la probabilidad, bajo la suposición de la hipótesis en cuestión H_0 , de obtener un resultado tan compatible, o menos, que el observado.

El *valor-p* cubre varios órdenes de magnitud. Resulta entonces conveniente trasladar el *valor-p* al *valor-z* que mide la desviación a la derecha de una distribución gaussiana en unidades de desviación estándar (σ) que se corresponde con el mismo *valor-p*. Las dos cantidades se relacionan mediante la siguiente expresión:

$$\text{valor-p} = \int_{\text{valor-z}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}} dx \quad (8.5)$$

Desviaciones significativas están caracterizadas por *valores-p* pequeños $< 10^{-3}$ correspondientes con *valores-z* mayores que tres. Valores entre 1 y 2 desviaciones se consideraran fluctuaciones estadísticas.

8.2 Estadística de prueba utilizada en las distribuciones de R_{1000}

Como se ha mencionado en la sección 8.1.1, para un dado nivel de significancia, la estadística de prueba $t(x)$ con el máximo poder discriminante entre hipótesis vienen dado por el cociente del *likelihood*, definido como:

$$t(x) = \frac{g(t|H_0)}{g(t|H_1)} \approx \frac{L(t|H_0)}{L(t|H_1)} \quad (8.6)$$

donde L es la función *likelihood* calculada a partir de la p.d.f. asociada a cada hipótesis.

Para construir este cociente es necesario conocer $g(t|H_0)$ y $g(t|H_1)$, donde t representa la estadística de prueba para cada hipótesis, en este estudio corresponde directamente a las distribuciones normalizadas de R_{1000} . Las $g(t|H_i)$ son las p.d.f.'s asociadas a las distribuciones centradas de dicha variable para cada hipótesis de composición considerada H_i . En el caso estudiado aquí, $g(t|H_0)$ y $g(t|H_1)$ se obtienen a partir de los histogramas de las distribuciones centradas normalizadas de R_{1000} definidas en el capítulo 7.

El procedimiento general consiste en utilizar las p.d.f.'s definidas para cada hipótesis (protón y Fe por ejemplo) para generar 2 conjuntos de pseudo-experimentos asociados, i.e. un conjunto de pseudo-experimentos para cada hipótesis. Un pseudo-experimento corresponderá a un histograma (conjunto de eventos) generado a partir de la distribución de R_{1000} de cada hipótesis considerada. Para cada uno de estos pseudo-experimentos generados, se calcula la probabilidad de que dicho pseudo-experimento sea compatible con la distribución que lo generó, y la probabilidad de que el pseudo-experimento sea compatible con la distribución alternativa.

Como se ha mencionado, las p.d.f. utilizadas para generar los pseudo-experimentos son obtenidas a partir de los histogramas MC de R_{1000} centrados y normalizados. Para el caso de histogramas con un número fijo de eventos totales, donde cada bin representa el conteo de un cierto tipo de eventos, los bins individuales del histograma siguen una distribución de Poisson. Si ν es el número de eventos esperados en un dado bin según la hipótesis H_i , la probabilidad de observar n eventos en el bin considerado viene dada por:

$$P(n, \nu) = \frac{e^{-\nu} \nu^n}{n!} \quad (8.7)$$

Para construir la función *likelihood* se multiplican las probabilidades definidas para cada bin en 8.7. Definiendo el número esperado de eventos en el k -ésimo bin como ν_k

$$L = \prod_{k=1}^{N_{bin}} \frac{\nu_k^{n_k} e^{-\nu_k}}{n_k!} \quad (8.8)$$

Donde $\nu_k = f(R_{1000}|H_i)(k) \prod_{j=1 \in syst} [1 + \Theta_j \Delta_{jk}]$. En esta expresión $f(R_{1000}|H_i)(k)$ es la distribución normalizada para el número de eventos esperado en el k – *esimo* bin definido por la hipótesis H_i . El índice j corre sobre los distintos sistemáticos y las variaciones Δ_{jk} están controladas por los parámetros *nuissance* Θ_j , que a su vez están limitados por las gaussianas unitarias:

$$G(\Theta_j) = \frac{e^{-\Theta_j^2/2}}{\sqrt{2\pi}}. \quad (8.9)$$

Estas se incluyen multiplicando el likelihood por todas las gaussianas unitarias $G(\Theta_j)$. Para obtener el valor del *likelihood* de cada hipótesis, se ajustan los parámetros de control Θ_k .

Para investigar la sensibilidad de la distribución de R_{1000} para distinguir composición, se comenzará definiendo como hipótesis nula (H_0) a una composición de protón puro, y como hipótesis alternativa (H_1) a una composición de Fe puro. Ambas hipótesis constituyen casos extremos.

Para discriminar entre las diferentes hipótesis, se construye el estadístico de prueba:

$$L_{ratio-p} = -\log \frac{L_p}{L_{Fe}} \quad (8.10)$$

Donde L es la función *likelihood* definida en la ecuación 8.8 para cada hipótesis de composición considerada: L_p para la hipótesis de protón y L_{Fe} para la hipótesis de hierro. El cociente se define de modo tal que el numerador es siempre la función *likelihood* obtenida ajustando a cada pseudo-experimento la distribución usada para generarlo, mientras que el denominador se obtiene ajustando la distribución alternativa.

Para los pseudo-experimentos de Fe, el cociente del *likelihood* se define como:

$$L_{ratio-Fe} = -\log \frac{L_{Fe}}{L_p} \quad (8.11)$$

Finalmente se obtienen las distribuciones del cociente de *likelihood*, es decir un conjunto de valores $L_{ratio-p}$ y $L_{ratio-Fe}$ correspondientes a las hipótesis nula y alternativa

respectivamente como muestra la Figura 8.2.

A partir de las definiciones de las ecuaciones 8.1 y 8.2, remplazando el límite t_{cut} por los valores medios de las distribuciones respectivas, es posible determinar la sensibilidad del método a partir de la separación relativa de las distribuciones de $L_{ratio-p}$ y $L_{ratio-Fe}$, medida en unidades de σ .

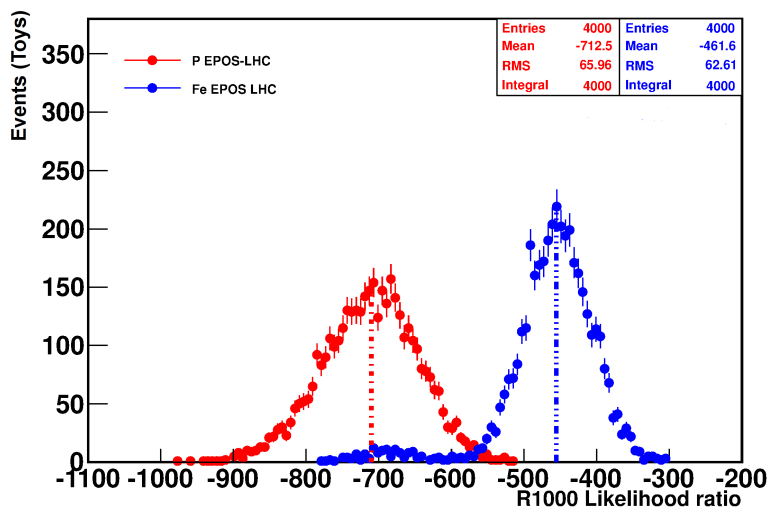


Figura 8.2: Distribuciones del cociente de *likelihood* bajo las hipótesis H_0 : puro protón y H_1 : puro Fe. Resultados obtenidos a partir de las distribuciones de R_{1000} para eventos con $E = 10^{19}$ eV.

Como se puede observar en la Figura 8.2, el cociente de likelihood para el R_{1000} tiene sensibilidad para separar muestras puras. El siguiente paso del análisis consistió en probar la sensibilidad para las hipótesis de mezclas de dos componentes generadas a partir de los histogramas de protón y Fe.

Una vez que fue probada la sensibilidad, en el último paso se procede a realizar el análisis de los datos correspondientes, es decir calcular el valor del cociente del *likelihood* definido como:

$$L_{ratio-data} = -\log \frac{L_{datos|null}}{L_{datos|alternative}} \quad (8.12)$$

donde en este ejemplo $L_{datos|null}$ se corresponde a la función *likelihood* calculada para datos dada la hipótesis de composición de puro protón y $L_{datos|alternative}$ la función

likelihood calculada sobre datos dada la hipótesis de puro Fe en el ejemplo presentado. El *valor - p* observado se calcula de la misma manera que se describió, pero usando la función *likelihood* obtenida a partir de los datos.

8.3 Estudios de sensibilidad del método a $E = 10^{19}$ eV

Para los estudios de esta sección se utilizaron simulaciones MC de protón y Fe correspondientes al modelo de interacción EPOS LHC, ya que con esta librería se contaba con la estadística suficiente para realizar conjuntos de mezclas independientes.

Al aplicar el método y generar los pseudo-experimentos asociados a cada distribución, fueron tenidas en cuenta las incertezas sistemáticas de cada bin provenientes de la medida individual del valor de R_{1000} y las incertezas sistemáticas asociadas al valor medio del R_{1000} .

La elección del rango de energía centrado en 10^{19} eV surge del resultado del estudio de las incertezas sistemáticas del R_{1000} del capítulo 6. En esta región las incertezas sistemáticas asociadas al $\langle R_{1000} \rangle$ representan 2% del valor medio de dicha variable y las incertezas en la medida del R_{1000} son del orden del 10%. Finalmente ésta es la región de mayor sensibilidad a la naturaleza de los primarios. Por otro lado, esta región presenta estadística abundante en datos.

En el capítulo 7, se han utilizado los histogramas de mezclas de dos componentes de R_{1000} para realizar estudios sobre el parámetro P_0 . Los histogramas de R_{1000} de las mezclas de 50% protón-Fe son indistinguibles respecto a los histogramas de protón puro, por lo que es de esperarse que las distribuciones del cociente del *likelihood* obtenidas partiendo de estas hipótesis sean similares.

Al estudiar las distribuciones centradas de R_{1000} y aplicar el método descrito en la sección 8.2 se han obtenido las distribuciones del cociente del *likelihood* utilizando como hipótesis nula una composición de puro protón y como hipótesis alternativa una mezcla 50% protón-Fe. En este caso el *valor - z* esperado obtenido para ambas distribuciones de la estadística de prueba resultó en una sensibilidad $< 1\sigma$, lo que puede observarse en la Figura 8.3. Este hecho impone una limitación, ya que no será posible distinguir entre hipótesis de protón puro y mezclas con una fracción menor que 50% Fe a través del cociente del *likelihood*. Esta observación, juntamente con los resultados mostrados en el capítulo 7 y los últimos resultados de composición obtenidos en el Observatorio Pierre Auger con distintas técnicas, nos lleva a utilizar como hipótesis nula a $E = 10^{19}$ eV la

mezcla 50% protón y Fe.

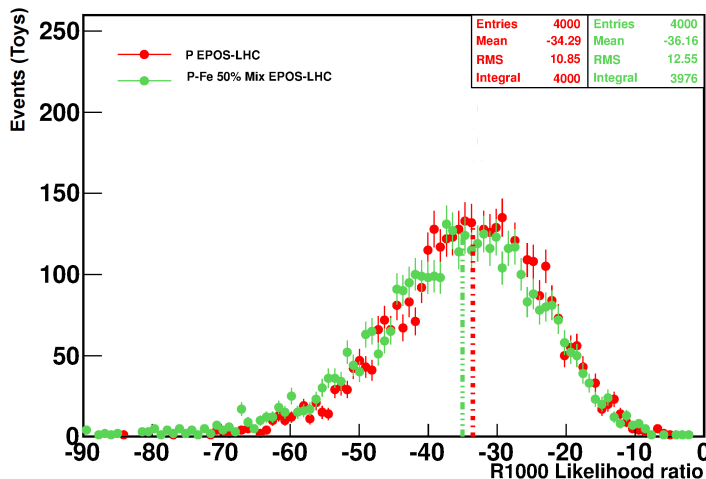


Figura 8.3: Distribuciones del cociente del likelihood bajo las hipótesis H_0 : puro protón y H_1 : mezcla 50% protón-Fe, obtenidos a partir de las distribuciones de R_{1000} para eventos con $E = 10^{19}$ eV. La línea punteada representa el valor medio de las distribuciones para el cociente del likelihood en cada hipótesis.

La Figura 8.4 muestra las distribuciones del cociente del likelihood para una mezcla 50% protón-Fe (H_0) contrastada con la hipótesis de Fe puro (H_1). En este caso es posible distinguir entre ambas hipótesis. Los valores de la sensibilidad del método para dicha concentración se pueden observar en la Tabla 8.1. Teniendo en cuenta este resultado, se estudió lo que sucedía al utilizar como hipótesis nula la mezcla 50% protón-Fe y como hipótesis alternativa Fe y también la mezcla pesada 90% Fe.

Para mezclas por debajo del 90% no se muestran los resultados ya que los valores de significancia esperados son menores que 1σ , por lo que no es posible distinguir entre hipótesis, correspondiendo a la superposición de las distribuciones del cociente del likelihood.

Se observó entonces que es posible distinguir las mezclas protón-Fe al 50% de puro Fe, pero la sensibilidad es limitada para distinguir dicha mezcla de mezclas pesadas, es decir tales que $50\% < Fe_{frac} < 90\%$.

p-value observado (en unidades de σ):		
	Rechazo H_0	Rechazo H_i
$H_i = 90\%$	1.33	1.25
$H_i = 100\%$ (Fe puro)	2.39	> 7

Tabla 8.1: Sensibilidad para distinguir entre las hipótesis consideradas a partir del análisis de las distribuciones del cociente del Likelihood. $H_0 = 50\%$ protón-Fe.

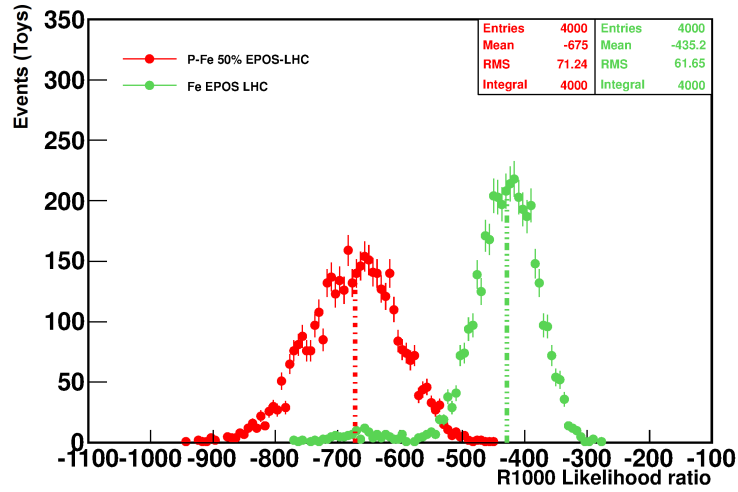


Figura 8.4: Distribuciones del cociente del likelihood bajo las hipótesis H_0 :mezcla 50% protón-Fe y H_1 : Fe puro, obtenidos a partir de las distribuciones de R_{1000} para eventos con $E = 10^{19}$ eV. La línea punteada representa el valor medio de las distribuciones para el cociente del likelihood en cada hipótesis.

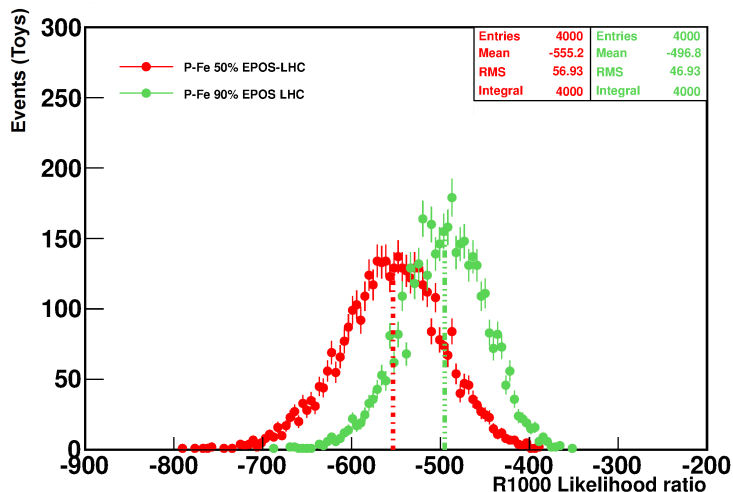


Figura 8.5: Distribuciones del cociente del likelihood bajo las hipótesis H_0 : mezcla 50% protón-Fe y H_1 : 90% Fe, obtenidos a partir de las distribuciones de R_{1000} para eventos con $E = 10^{19}$ eV. La línea punteada representa el valor medio de las distribuciones para el cociente del likelihood en cada hipótesis.

8.4 Resultados

En esta sección se presentan los resultados obtenidos con los datos colectados en el Observatorio Pierre Auger hasta el año 2013.

Se muestran en la Tabla 8.2 los valores esperados y observados para el caso de la muestra 50% protón-Fe comparada con una muestra de Fe puro, correspondiente a las distribuciones de la Figura 8.6. Los resultados permiten en un modelo de dos componentes (protón-Fe) rechazar la hipótesis de Fe puro, a 10^{19} eV, en favor de la hipótesis nula (mezcla 50%- protón-Fe) con una significancia estadística de 3.46σ . Estos resultados son compatibles con las observaciones realizadas a partir de la evolución del parámetro P_0 definido en el capítulo 7 y con los resultados de composición obtenidos para otras variables a la misma energía, tales como el X_{max} .

$H_0 = 50\%$ protón-Fe vs $H_1 =$ puro Fe		
	Rechazo H_0	Rechazo H_1
p-value esperado	2.93σ	$> 7\sigma$
p-value observado	0.68σ	3.46σ

Tabla 8.2: Valores esperados y observados del cociente del likelihood para rechazar H_0 o H_1 .

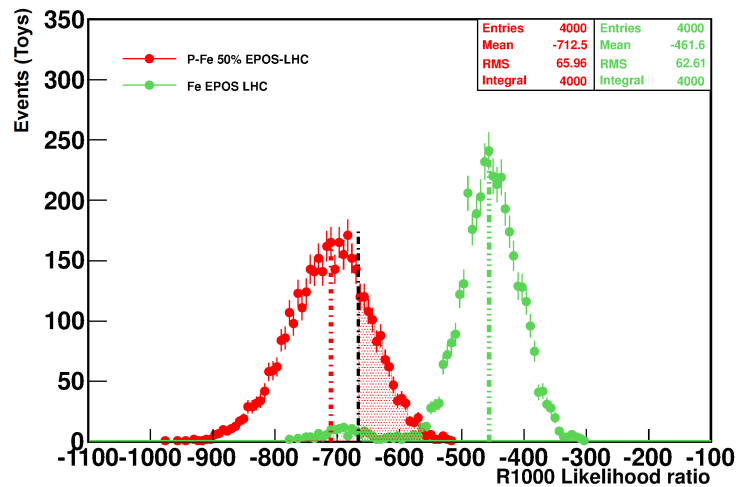


Figura 8.6: Distribuciones del cociente del likelihood bajo las hipótesis H_0 : mezcla 50% protón-Fe y H_1 : Fe puro, obtenidos a partir de las distribuciones de R_{1000} para eventos con $E = 10^{19}$ eV. La línea punteada representa el valor medio de las distribuciones para el cociente del likelihood en cada hipótesis, la línea negra vertical corresponde al resultado obtenido con los datos. El área pintada corresponde con el valor p observado en unidades de σ de la Tabla 8.2.

Capítulo 9

Conclusiones

El Observatorio Pierre Auger con su diseño híbrido que incluye detectores de partículas en un arreglo de superficie complementado por telescopios de fluorescencia, ha permitido medir con gran precisión el espectro de energía y dirección de arribo de los rayos cósmicos ultra energéticos. Sin embargo, aun queda por develar la naturaleza de estas partículas lo que ha motivado que la colaboración Auger se encuentre al presente abocada a esta cuestión. La composición de los rayos cósmicos de ultra alta energía es esencial para obtener información sobre el origen, las fuentes y los campos magnéticos en el volumen de propagación de dichas partículas tanto en el medio galáctico como extragaláctico. Existen diferentes modelos para explicar las observaciones del flujo de partículas en función de la energía. Cada modelo supone diferentes tipos de fuentes, y por lo tanto implican diferentes composiciones a altas energías. La principal dificultad para determinar la composición de los rayos cósmicos reside en la imposibilidad de una medida directa, debiendo obtenerse información por la comparación con modelos teóricos fenomenológicos con incertezas enormes en la región del extremo final del espectro de rayos cósmicos. El objetivo principal de la presente tesis doctoral ha sido aportar al estudio de la naturaleza de los rayos cósmicos con un método original, utilizando observables del detector de superficie.

En el proceso de construcción de este análisis fue necesario realizar la optimización de las medidas de las distribuciones temporales en los detectores de superficie, así como la realización de estudios dedicados de su estabilidad en largos periodos de tiempo del arreglo de superficie [107]. Estos han sido fundamentales, no sólo para el estudio realizado en esta tesis, sino para todos los análisis de datos que involucran datos de los detectores de superficie, en particular cabe mencionarse la determinación del espectro de energía [1] así como estudios de anisotropía en las direcciones de arribo [101].

El observable utilizado desde hace varias décadas para obtener información sobre la composición de rayos cósmicos ultra energéticos es la posición del máximo de la lluvia de

partículas secundarias, X_{max} , generada en la atmósfera por la interacción del primario. El análisis realizado en el Observatorio Pierre Auger usando datos colectados con el detector de fluorescencia para el análisis de X_{max} , parece indicar un incremento en la masa promedio al aumentar la energía [2]. Para confirmar esta observación es necesario utilizar otros observables independientes, y ello ha motivado este trabajo utilizando los datos del detector de superficie.

La estructura temporal del frente de la cascada de partículas secundarias, que refleja la naturaleza de la partícula primaria, ha sido estudiada en el Observatorio Auger. En particular, a partir de las distribuciones temporales de arribo de las partículas secundarias a los detectores de superficie utilizando el observable denominado risetime, se pudieron establecer límites riguroso al flujo de fotones. La sensibilidad del risetime a la especie primaria se debe a que este parámetro contiene información de las componentes muónica y electromagnética de la cascada de partículas.

En esta tesis se ha presentado un estudio novedoso sobre la composición de partículas primarias hadrónicas a partir de las distribuciones del llamado R_{1000} , definido como el valor del risetime extrapolado a 1000 metros del punto de impacto de la lluvia. La forma de la distribución de R_{1000} , en particular el parámetro que describe la cola de dichas distribuciones (P_0), refleja las características de la interacción del rayo cósmico primario en el punto de primera interacción que resulta diferente para distintas especies nucleares [133].

La comparación de la evolución en energía de P_0 con las predicciones de modelos más recientes (EPOS-LHC y QGSJET-04) indica que a energías de $10^{18.5}$ eV los datos son compatibles con una composición liviana, con una tendencia a elementos más pesados con la energía. Por ultimo se utilizó un riguroso tratamiento estadístico de las distribuciones completas de R_{1000} a 10^{19} eV para comparar la hipótesis de una composición conteniendo tanto elementos livianos como pesados descrita por una mezcla 50% protón-Fe (H_0), con diferentes hipótesis alternativas conteniendo fracciones mayores de Fe (H_1). Los datos colectados por el Observatorio Pierre Auger hasta 2013 favorecen la mezcla de la hipótesis H_0 . La hipótesis de Fe puro es rechazada con una significancia estadística de 3.5σ , indicando una fuerte preferencia de los datos en favor de una mezcla del modelo de dos componentes p-Fe 50% (emulando una composición media) en la región de 10^{19} eV.

Los resultados obtenidos en esta tesis, utilizando sólo información de los detectores de superficie en buen acuerdo con los obtenidos con la medida de los detectores de fluorescencia (X_{max}), parecen indicar un cambio en la composición de los rayos cósmicos de elementos livianos a más pesados con la energía, excluyendo sin embargo una componente de Fe pura por encima de 10^{19} eV. Sin duda los estudios que se llevaran a cabo con los datos del Observatorio Auger, en el futuro permitirán profundizar nuestro conocimiento de la naturaleza y origen de los rayos cósmicos ultraenergéticos.

Bibliografía

- [1] Particle Data Group. *http://pdg.lbl.gov*.
- [2] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al. *Depth of Maximum of Air-Shower Profiles at the Pierre Auger Observatory: Measurements at Energies above $10^{17.8}$ eV*. arXiv:1409.4809.
- [3] High Resolution Fly's Eye Collaboration. *Measurement of the Flux of Ultrahigh Energy Cosmic Rays from Monocular Observations by the High Resolution Fly's Eye Experiment*. Phys. Rev. Lett. 92 2004.
- [4] D. Ikeda (Telescope Array Collaboration). *Recent results of the energy spectrum and mass composition from Telescope Array Fluorescence Detector*. 23rd European Cosmic Ray Symposium. Journal of Physics: Conference Series 409 (2013) 012097.
- [5] The Pierre Auger Collaboration. *www.auger.org.ar*.
- [6] R.A. Millikan. *Cosmic Rays 1939*. Cambridge University Press.
- [7] F. Caruso, A. Marques, y A. Troper. *Cesar Lattes, a Descoberta Do Méson π e Outras Histórias*. BPR Publishers, 1999.
- [8] A. Pierre, E. Ehrenfest, P. Maze, R. Daudin, J. Fréon, y A. Robley. *Extensive Cosmic-Ray Showers*. Rev. Mod. Phys. 1939. Vol 11, 288-291.
- [9] E. Fermi. Phys. Rev. 75 (1949) 1169.
- [10] R. W. Wilson. *The cosmic microwave background radiation*. Nobel Lecture, 8 December, 1978.
- [11] K. Greisen. *End to the cosmic-ray spectrum?*. Phys. Rev. Lett. 16,748,(1966).
- [12] HiRes Collaboration. *Observation of the GZK Cutoff by the HiRes Experiment*. arXiv:0703099.

- [13] <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>.
- [14] The Pierre Auger Collaboration. *Pierre Auger Project Design Report*. http://www.auger.org/technical_info/design_report.html.
- [15] <http://www.telescopearray.org/>.
- [16] G. B. Thomson. *Results from the Telescope Array Experiment*. Arxiv:1010.5528, 2010.
- [17] B. R. Dawson, I. C. Maris, M. Roth, F. Salamida, T. Abu-Zayyad, D. Ivanov D. Ikeda, Y. Tsunesada, M. I. Pravdin, y A. V. Sabourov. *The Energy Spectrum of Cosmic Rays at the Highest Energies*. (Para las Colaboraciones: Pierre Auger, Telescope Array y Yakutsk) arXiv:1306.6138.
- [18] <http://jemeuso.riken.jp/en/>.
- [19] <http://www.cta-observatory.org/?q=node/34>.
- [20] The KASCADE-Grande Collaboration. *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 171104.
- [21] T. Abu-Zayyad et al. *ApJ* 768 (2013) L1.
- [22] The Tunka Collaboration. *Proc. 32nd ICRC, Beijing, China, 2011*.
- [23] A. D. Erlykin y A. W. Wolfendale. *J. Phys. G*23, 979 (1997).
- [24] A. Hillas. *Conf. on Cosmology, Galaxy Formation and Astro-Particle Physics on the Pathway to the SKA*. Oxford, England (2006), Arxiv:0607109.
- [25] D. De Marco y T. Stanev. *Phys. Rev. D*72, 081301 (2005).
- [26] T. Wibig y A. W. Wolfendale. *J. Phys. G*31, 255 (2005).
- [27] D. Allard, E. Parizot, y A. Olinto. *Astropart. Phys.* 27, 61 (2007).
- [28] V. Berezhinsky. *Proc. 30th ICRC Merida, Mexico, 2007*, arXiv:0710.2750[astro-ph].
- [29] V. Berezhinsky, S. Grigoreva, y B. Hnatyk. *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* 151, 497 (2006).
- [30] Alexander Schulz para la Colaboración Pierre Auger. *The measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 3×10^{17} eV with the Pierre Auger Observatory*. *Proc. 33er ICRC, Rio de Janeiro, 2013*.
- [31] A. R. Bell. *The acceleration of cosmic rays in shock fronts II*. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 182 (1978) 443.

-
- [32] A. M. Hillas. *The Origin of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays*. Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22 (1984) 425.
- [33] M.Nagano & A.A. Watson. *Observations and implications of the Ultrahigh Energy Cosmic Rays*. Review of Modern Physics, Vol 72, No 3 2000.
- [34] P.P. Krongberg. Report progres. Phys. (1994) 325.
- [35] J. W. Cronin. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 138 (2005) 465.
- [36] B. Rossi y K. Greissen. Rev. Mod. Phys., 13, 240-309, 1941.
- [37] J. Matthews. *A Heitler model of extensive air showers*. Astroparticle Physics Volumen 22, Enero 2005, 387–397.
- [38] J. Alvarez-Muñis, R. Engel, T.K. Gaisser, J.A. Ortiz, y T. Stanev. Phys. Rev., D66, 033011, 2002.
- [39] Ralf Matthias Ulrich. *Measurement of the proton-air cross section using hybrid data of the Pierre Auger Observatory*. PhD Thesis, 21.12.2007.
- [40] V.N. Gibov. Sov. Phys. JETP, 26, 414, 1968.
- [41] T. Pierog, Iu. Karpenko, J.M. Katzy, E. Yatsenko, y K. Werner. *EPOS LHC : test of collective hadronization with LHC data*. Arxiv:1306.0121v2.
- [42] S. Sciutto. [http : //www2.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/eg_aires.html](http://www2.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/eg_aires.html).
- [43] KASCADE Collaboration. [https : //web.ikp.kit.edu/corsika/](https://web.ikp.kit.edu/corsika/).
- [44] The Pierre Auger Collaboration: J. Abraham et al. *The surface detector system of the Pierre Auger Observatory*. Nucl. Instrum. Meth. A 523 (2004) 50.
- [45] Tyvek (material fabricado por DUPONT)
. [http : //www2.dupont.com/tyvek/en_us/](http://www2.dupont.com/tyvek/en_us/).
- [46] The Pierre Auger Collaboration: J. Abraham et al. *The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory*. ArXiv:0907.4282v1.
- [47] B. Keilhauer, J. Blumer, R. Engel, H.O. Klages, y M. Risse. [Pierre Auger Collaboration]. Astropart. Phys., 22, 249-261, 2004.
- [48] S.Y. Benzvi et al. [Pierre Auger Collaboration]. astro-ph/0609063 and Nucl. Instrum. Meth.A574, 171-184, 2007.
- [49] B. Fick et al. [Pierre Auger Collaboration]. JINST, 1, P11003, 2006.

- [50] Z. Szadkowski. *Second-level trigger in the Pierre Auger fluorescence detector*. Nucl. Instrum. Meth. A465 (2001) 540.
- [51] A. Schmidt et al. *Third Level Trigger for the Fluorescence Telescopes of the Pierre Auger Observatory*. Nucl. Instrum. Meth. A601 (2009) 347.
- [52] X. Bertou et al. *Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory*. Nucl. Instr. and Meth, Sección A, Volumen 568, Tomo 2, p. 839-846.
- [53] The Pierre Auger Collaboration: J. Abraham et al. *Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory*. Nucl. Instrum. Meth. A613 (2010) 29.
- [54] P. Billoir. *Proposition to improve the local trigger of Surface Detector for low energy showers*. LPNHE Paris. December 23, 2009. GAP-Note: 2009-179.
- [55] P. Billoir, P. Ghia, D. Nitz, y R. Sato. *First results of the ToTd trigger in the test hexagon*. GAP-Note: 2011-032.
- [56] S. Argirò, S.L.C. Barroso, J. Gonzalez, L. Nellen, T. Paul, T.A. Porter, L. Prado Jr., M. Roth, R. Ulrich, y D. Veberic: *The Offline Software Framework of the Pierre Auger Observatory*. Nucl. Instrum. Meth. Volumen 580, Tomo: 3, 11 Octubre 2007, Paginas 1485-1496.
- [57] The Pierre Auger Collaboration: J. Abraham et al. *Offline Software User's Guide*. GAP-Note: 2005-62.
- [58] D. Veberic y M. Roth. *SD Reconstruction: Offline Reference Manual*. GAP-Note: 2005-035.
- [59] M. Kleifges para la Colaboración Pierre Auger. *HEAT extension of the Pierre Auger Observatory*. Proc. 31st ICRC, Lodz Polonia, 2009.
- [60] A. Etchegoyen para la Colaboración Pierre Auger Collaboration. *AMIGA, Auger Muons and Infill for the Ground Array*. Proc. 30th ICRC, Merida, Yucatan, Mexico, 2007.
- [61] M. Platino para la Colaboración Pierre Auger. *AMIGA - Auger Muons and Infill for the Ground Array of the Pierre Auger Observatory*. Proc. 31st ICRC, Lodz, Polonia, 2009.
- [62] Federico Suarez para la colaboración Pierre Auger. *The AMIGA muon detectors of the Pierre Auger Observatory: overview and status*. 33rd ICRC, Brasil, Rio de Janeiro, 2013.

- [63] Federico Sánchez para la colaboración Pierre Auger. *The AMIGA detector of the Pierre Auger Observatory: an overview*. 32rd ICRC, China, Beijing, 2013.
- [64] Tim Huege para la Colaboración LOPES. *The LOPES experiment -recent results, status and perspectives*. Arxiv:1009.0345, 2010.
- [65] A. M. van den Berg para la Colaboración Pierre Auger. *Radio detection of cosmic rays at the southern Auger Observatory*. Proc. 31st ICRC, Lodz, Polonia, 2009.
- [66] F. G. Schroder para la Colaboración Pierre Auger. *Radio detection of air showers with the Auger Engineering Radio Array*. Proc. 33er ICRC, Rio de Janeiro, 2013.
- [67] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al. *Probing the radio emission from air showers with polarization measurements*. PRD 89 052002 (2014).
- [68] Romain Gaior para la colaboración Pierre Auger. *Detection of cosmic rays using microwave radiation at the Pierre Auger Observatory*. 33rd ICRC, Brasil, Rio de Janeiro, 2013.
- [69] The Pierre Auger Collaboration: J. Abraham et al. *The Pierre Auger Observatory V: Enhancements*. Proc. 32nd ICRC, Beijing, China, 2011.
- [70] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al.
. <http://auger.fnal.gov/upgrade/proposals.html>.
- [71] A.G. Mariazzi, H. Wahlberg, F. Arqueros, D. García-Pinto, M.T. Dova, y M.E. Mancañido. *Time asymmetries in extensive air showers: a novel method to identify uhcr species*. Astroparticle Physics, Volume 31, Issue 4, May 2009, Pages 312-319.
- [72] Ioana Codrina Maris. *Measurement of the Ultra High Energy Cosmic Ray Flux using Data of the Pierre Auger Observatory*. Fakultatfur Physik der Universitat (TH) Karlsruhe, Tesis de Doctorado. 2008.
- [73] Markus Roth para la Colaboración Pierre Auger. *The Lateral Distribution Function of Shower Signals in the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory*. Proc. 28th ICRC, Tsukuba, Japan, 2003.
- [74] A. Mariazzi y M. J. Tueros. *Estimating the missing energy in extensive air showers at the Pierre Auger Observator*. GAP-Note:2013-026.
- [75] Diego Garcia-Gamez para la Colaboración Pierre Auger. *Observations of the longitudinal development of extensive air showers with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory*.

- [76] Inés Valiño para la Colaboración Pierre Auger. *A measurement of the muon number in showers using inclined events recorded at the Pierre Auger Observatory*. Proc. 33rd ICRC, Rio de Janeiro, Brasil, 2013.
- [77] Balázs Kégl para la Colaboración Pierre Auger. *Measurement of the muon signal using the temporal and spectral structure of the signals in surface detectors of the Pierre Auger Observatory*. Proc. 33rd ICRC, Rio de Janeiro, Brasil, 2013.
- [78] M. T. Dova, L. N. Epele, y A. G. Mariazzi. *The effect of atmospheric attenuation on inclined cosmic ray air showers*. *Astropart. Phys.* 18 (2003) 351.
- [79] E. Arganda, F. Arqueros, M. T. Dova, D. Garcia Pinto, C. Jarne, A. Mariazzi, M. Monasor, y H. Wahlberg. *Azimuthal asymmetry in risetime as estimator of mass composition of UHECR*. GAP-Note: 2010-069.
- [80] H. Wahlberg para la colaboración Pierre Auger. *Study of the nuclear mass composition of UHECR with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory*. Proc. 31st ICRC 2009, Lods, Poland, 2009.
- [81] Diego García Pinto. *Time Asymmetry in UHE Cosmic Ray Showers. Mass Composition Studies in the Pierre Auger Observatory*. Memoria para optar al grado de Doctor en Física por la Universidad Complutense de Madrid.
- [82] The Pierre Auger Collaboration: J. Abraham et al. *Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above $4 \times 10^{19} eV$* . *Phys. Rev. Lett.* 101, 061101 (2008).
- [83] The Pierre Auger Collaboration: J. Abraham et al. *Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above $10^{18} eV$ using the Pierre Auger Observatory*. *Phys. Lett.* B685, 239 (2010).
- [84] The High Resolution Fly's Eye Collaboration: R. U. Abbasi et al. *A study of the composition of ultra-high-energy cosmic rays using the high-resolution fly's eye*. *The Astrophysical Journal* 622(2)910.
- [85] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al. *Interpretation of the Depths of Maximum of Extensive Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory*. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* Volume 2013.
- [86] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al. *Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: Measurement of atmospheric production depth*. *PRD* 90, 012012 (2014).
- [87] The Pierre Auger Collaboration: J. Abraham et al. *An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above $10^{19} eV$ from the Pierre Auger Observatory*. *Astropart. Phys.* 27, 155 (2007).

-
- [88] Stephane Coutu. *The Pierre Auger Observatory: Challenges at the highest-energy frontier*. Physics Procedia **37**(0) (2012) 1355. Proceedings of the 2nd International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP 2011).
- [89] Peter G Jones y the STAR Collaboration. *Testing models of hadron production with strange hadrons in the intermediate p T region using the STAR detector*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **31**(4) (2005) S399.
- [90] M. Settimo et al. para la Colaboración Pierre Auger. Proc. 32nd ICRC, Beijing, China, 2011.
- [91] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al. *Limit on the diffuse flux of UHE tau neutrinos from the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. Lett. 100.211101.
- [92] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al. *Ultra-high Energy Neutrinos at the Pierre Auger Observatory*. Adv.High Energy Phys., 2013.
- [93] P. Pieroni para la Colaboración Pierre Auger. Proc. 33rd ICRC, Rio de Janeiro, Brasil, 2013.
- [94] P. Bhattacharjee y G. Sigl. *Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays*. Phys. Rept. 327, 109 (2000), astro-ph/9811011.
- [95] E.Waxman y J. N. Bahcall. *High Energy Neutrinos from Astrophysical Sources: An Upper Bound*. Phys. Rev. D59, 023002 (1999), hep-ph/9807282.
- [96] J. N. Bahcall y E.Waxman. *High Energy Astrophysical Neutrinos: the Upper Bound is Robust*. Phys. Rev. D64, 023002 (2001), hep-ph/9902383.
- [97] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al. *Constraints on the origin of cosmic rays above 10^{18} eV from large scale anisotropy searches in data of the Pierre Auger Observatory*. The Astrophysical Journal Letters. Volumen 762, número: 1.
- [98] The Pierre Auger Collaboraton: P. Abreu et al. *Search for First Harmonic Modulation in the Right Ascension Distribution of Cosmic Rays Detected at the Pierre Auger Observatory*. Astropart. Phys. 34, 627 (2011).
- [99] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al. *A search for ultra-high energy neutrinos in highly inclined events at the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. D84, 122005 (2011), arXiv:1202.1493.
- [100] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al. *Constraints on the origin of cosmic rays above 10^{18} eV from large scale anisotropy searches in data of the Pierre Auger Observatory*. Astrophys. J. 762, L13 (2012), arXiv:1212.3083.

- [101] Pierre Auger Collaboration y Telescope Array. *Searches for Large-Scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays above 10^{19} eV at the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array*. ApJ, 794, 172 (2014).
- [102] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al. *Measurement of the proton-air cross-section at 57 TeV with the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. Lett. 109, 062002 (2012), arXiv:1208.1520.
- [103] The Pierre Auger Collaboration: P. Abreu et al. *Measurement of the Proton-Air Cross Section at 57 TeV with the Pierre Auger Observatory*. PRL 109, 062002 (2012).
- [104] R. Ellsworth, T. Gaisser, T. Stanev, y G. Yodh. Phys. Rev. D 26, 336 (1982).
- [105] R. Baltrusaitis, G. Cassiday, J. Elbert, P. Gerhardy, S. Ko, E. Loh, Y. Mizumoto, P. Sokolsky, y D. Steck. Phys. Rev. Lett. 52, 1380 (1984).
- [106] R. J. Glauber y G. Matthiae. Nucl. Phys. B21, 135 (1970).
- [107] C. Jarne y H. Wahlberg. *Long Term Study of SD monitoring variables from 2004 to 2010*. GAP-Note: 2011-045.
- [108] A. Patrick. *Design, calibration, and early results of a surface array for detection of ultra-high energy cosmic rays*. GAP-Note: 2005-001.
- [109] D. Barnhill et al. *Results of Testing Pre-Production and Production PMTs For the Surface Detector in the New PMT Test Facility in Malargüe*. GAP-Note: 2005-045.
- [110] P.S. Allison y D. Barnhill. *Calculation of the number of photoelectrons produced per tank based on PMT test data and station monitoring data*. GAP-Note: 2004-046.
- [111] H. Wahlberg. *Long Term Evolution of the VEM Area to Peak ratio*. GAP-Note: 2012-154.
- [112] D. Barnhill et al. *Testing of photomultiplier tubes for use in the surface detector of the Pierre Auger observatory*. Nucl. Instr. and Meth, Volume 591, Issue 3, 1 July 2008, Pages 453-466.
- [113] M. D. Healy et al. *Long Term Performance and Stability of the Surface Detector over two years of data taking*. GAP-Note: 2005-090.
- [114] R. Sato. *Status of the SD PMTs and related problems. charla brindada en el marco de la reunión de colaboración pierre auger*. Marzo 2011.
- [115] R. Sato. Comunicación privada.

-
- [116] Karen Mora. *Composition studies of Ultra High Energy Cosmic Rays using Data of the Pierre Auger Observatory*. Tesis de Doctorado, GAP-Note: 2010-037.
- [117] Flavia Gómez Albarracín. *Estudio de la composición de rayos cósmicos de ultra alta energía en el Observatorio Pierre Auger*. Tesis Doctoral. Universidad Nacional de La Plata, 2011.
- [118] The Pierre Auger Collaboration: J. Abraham et al. *Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory*. *Astroparticle Physics* 29 (2008) 243–256.
- [119] B. D. Hieu y A. Watson. *Analysis of the risetime and its uncertainty for events recorded by the surface detector in the Pierre Auger Observatory*. GAP-Note: 2005-April.
- [120] D. Barnhill. *Composition Analysis of Ultrahigh Energy Cosmic Rays Using the Pierre Auger Observatory Surface Detector*. PhD thesis, GAP-Note: 2005-082.
- [121] C. Wileman. *Spread in the Arrival Times of Particles in Air-Showers for Photon and Anisotropy Searches above 10 EeV*. PhD thesis, GAP-Note: 2008-160.
- [122] M. D. Healy y D. Barnhill. Comunicación privada.
- [123] I. De Mitri, S. Maglio, y D. Martello. *A method for SD traces saturation recovery*. GAP-Note: 2006-075.
- [124] Comunicación privada del grupo de Leeds.
- [125] D. Barnhill, K. Aarisaka, J. Lee, M. Healy, y P. Boghrat. *A Study of Composition trends using rise time and curvature data*. GAP-Note: 2006-017.
- [126] B. Kégl. *Measurement of the muon signal using the temporal and spectral structure of the signals in surface detectors of the Pierre Auger Observatory*. Proc. 33er ICRC, Rio de Janeiro, 2013.
- [127] C. Jarne, H. Wahlberg, y M. T. Dova. *Risetime at 1000 m revisited*. GAP-Note: 2013-085.
- [128] C. Jarne, H. Wahlberg, y M. T. Dova. *Update on the study of R1000 distributions*. GAP-Note: 2014-042.
- [129] C. Jarne, H. Wahlberg, y M. T. Dova. *An update to the asymmetry correction of risetime with data from 2004 to 2013*. GAP-Note: 2014-016.

- [130] Maria T. Dova para la Colaboración Pierre Auger. *Asymmetries observed in giant air showers using water Cherenkov detectors*. Proc. 28th ICRC, Tsukuba, Japan, 2003.
- [131] Glen Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford Science Publications, 1998.
- [132] J. Neyman y E. S. Pearson. *On the Problem of the Most Efficient Tests of Statistical Hypotheses*. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 1933 231, 1933.

Apéndice

A continuación se incluyen las distribuciones centradas de R_{1000} obtenidas a partir de los datos SD 2004-2013.

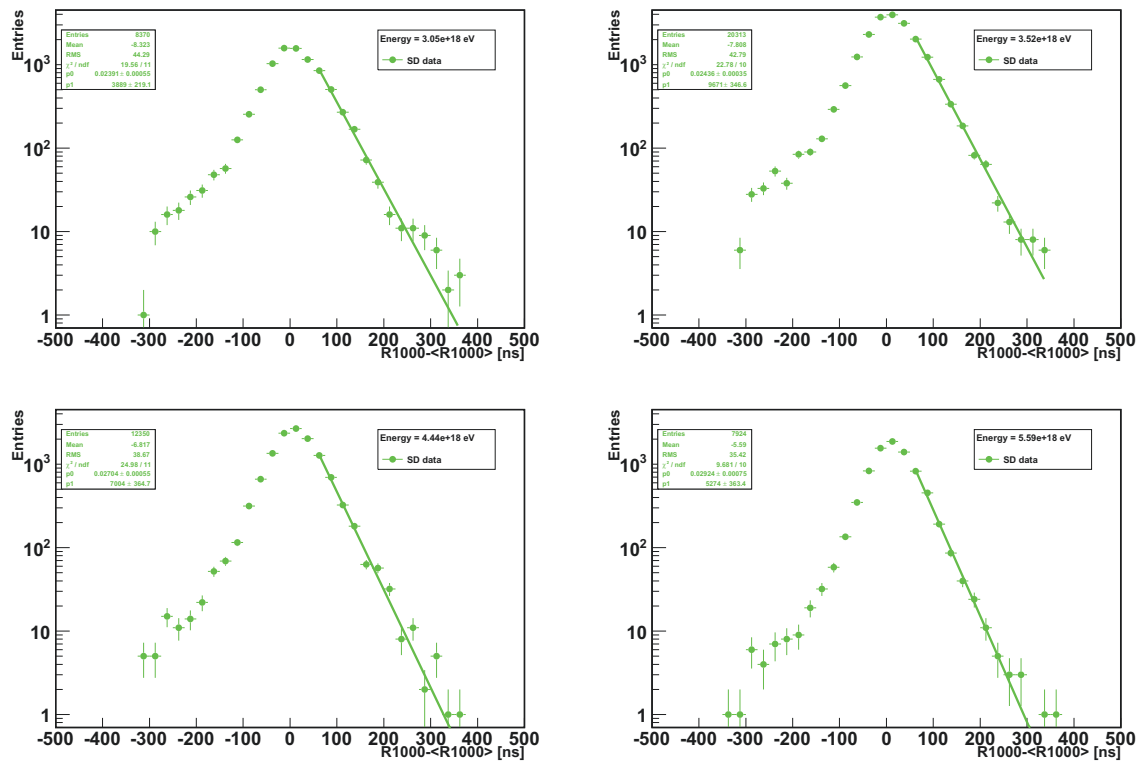


Figura 1: Distribuciones de R_{1000} para eventos en los distintos bins de energía estudiados entre 3.05×10^{18} eV y 5.59×10^{18} eV.

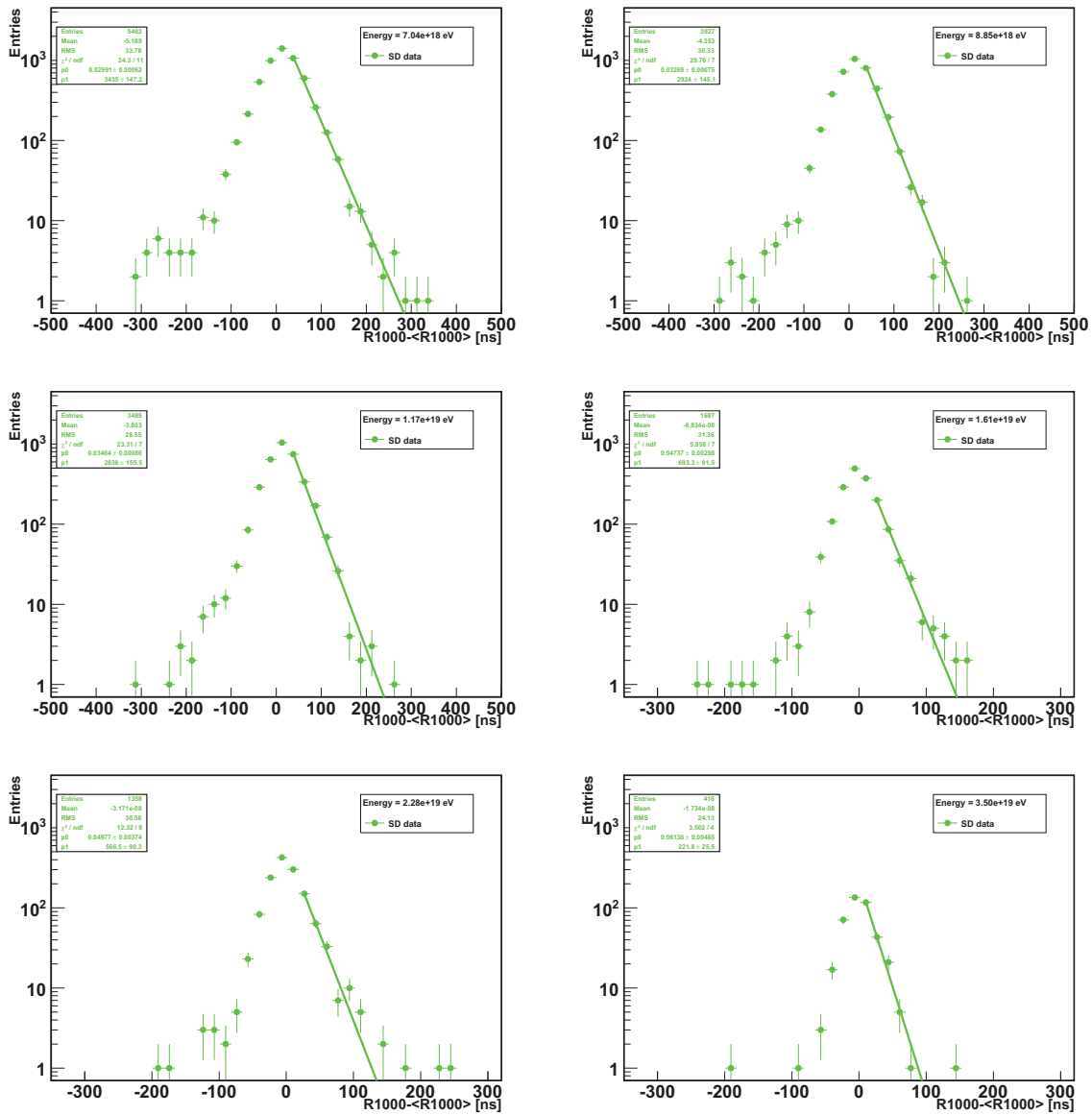


Figura 2: Distribuciones de R_{1000} para eventos en los distintos bins de energía estudiados entre 7.04×10^{18} eV y 3.5×10^{19} eV.

Agradecimientos

Para empezar quisiera agradecer profundamente a mi director de Tesis y beca Hernan Wahlberg por enseñarme a ser crítica de mi trabajo, a observar con cuidado y ser metódica. Por todos estos años de trabajo y acompañamiento, las valiosas discusiones y la gran predisposición. Gracias por la guía y por la confianza.

Gracias a mi co-Directora de beca María Teresa Dova por brindarme la oportunidad de pasar por este grupo, formarme y poder contribuir en un experimento tan grande como es el Experimento Pierre Auger. Gracias por enseñarme, acompañarme, confiar en mi, y principalmente por enseñarme a aspirar a la excelencia siempre. Sobre todo por ser un ejemplo de dirección de grupo, respeto y calidad humana. Este grupo que ella fundó, funciona como maquinaria de reloj. Gracias a cada uno de los que lo forman que han contribuido en este trabajo. A los que estuvieron, a los que llegaron después, a todos los que compartieron conmigo sus conocimientos y cariño sin una gota de egoísmo y con gran calidad humana: Martín Tripiana, Xavier Anduaga, Flavia Gomes Albarracin, Analisa Mariuzzi Josefina Alconada, Francisco Arduh, Francisco Alonso, Fernando Monticelli, Roberto Morales, Nicolás Mileo, Alejandro Szykman, Ernesto Granada y por supuesto Luis Epele.

Gracias a Ricardo Sato, y todo el staff del Observatorio Pierre Auger que me hicieron sentir bienvenida durante todos estos años. Gracias al grupo de Auger de la Universidad Complutense de Madrid por haberme recibido cálidamente durante el programa de intercambio EPLANET.

Quiero agradecer a mi Familia, a mi padre, a mi hermano, a Mercedes, a Mariano M., a Cristina y a José. Por soportarme, por escuchar básicamente todo lo que les cuento sobre Física sin emitir la menor queja. A Mariano M. especialmente por irme a buscar luego de cada viaje. Pero el agradecimiento más especial es para mi madre, a quien dedico cada palabra de esta tesis, porque sin ella y su gran esfuerzo a lo largo de tantos años nada de esto sería posible.

Gracias a todos mis amigos, a los que están cerca y a los que están lejos. A Mariela

especialmente por estar siempre dispuesta a escuchar mis aciertos y derrotas, siempre tan generosa y estoica. A Mariano C., por todas las valiosas discusiones de física que borran todo límite de distancia y tema de trabajo, por ser la persona que en momentos confusos me recuerda porqué estudie Física.

Por último lo más importante. Gracias a Gabriel, mi compañero de vida, por entender, por soportar, por alentar y amar. Por todo lo que me brinda cada día el más profundo agradecimiento.