

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTÍN
COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA
INSTITUTO DE TECNOLOGÍA
“Prof. Jorge A. Sabato”**

IS / TD-35/07

**El Detector de Fluorescencia del Observatorio Pierre
Auger:**

**Reconstrucción de lluvias de partículas, análisis de los
primeros datos y extensión híbrida del detector de
fluorescencia a energías $\leq 10^{18}$ eV ^(*)**

Lic. Diego Gabriel Melo

Director del Trabajo:

Dr. Alberto Etchegoyen

Codirector del Trabajo: Dr. Adrián C. Rovero

^(*) Tesis para optar al título de Doctor en Ciencia y Tecnología, Mención Física

Republica Argentina

2007

RESUMEN

El *Observatorio Pierre Auger* es en la actualidad el detector de rayos cósmicos más grande del mundo. Su técnica de detección híbrida combina un detector de superficie y un detector de fluorescencia atmosférica. El detector de superficie (SD) consiste de 1600 detectores de partículas de radiación Cherenkov distribuidos en un área de 3000 km², mientras que el detector de fluorescencia (FD) consiste de 24 telescopios posicionados, en grupos de seis, en puntos perimetrales del SD. El SD registra las partículas secundarias de la lluvia al nivel del suelo y el FD colecta la luz de la fluorescencia atmosférica emitida por el nitrógeno durante el desarrollo longitudinal de la lluvia. El objetivo del *Observatorio Pierre Auger* es caracterizar las propiedades de los rayos cósmicos de ultra elevada energía ($\sim 10^{18}$ eV) para determinar su espectro, composición química y direcciones de arribo, a fin de establecer su origen y naturaleza.

En esta tesis, se desarrolla la implementación en el programa oficial de análisis *Auger Offline Software*, del método de evaluación y sustracción de la luz Cherenkov colectada por el FD. El método de sustracción iterativo implementado es probado con datos del FD, determinando que los eventos reconstruidos poseen una fracción de contaminación Cherenkov $\leq 40\%$ y ángulos de visión lluvia-detector $\geq 20^\circ$. Las parametrizaciones del espectro y distribución angular de los electrones de la lluvia (Nerling, Giller y Hillas) son confrontadas, estableciendo las diferencias en las distribuciones de $X_{\max}$ (profundidad atmosférica donde se desarrolla el máximo número de partículas) y E (energía del rayo cósmico) con relación a la parametrización de Hillas.

Se estudia como influye sobre la reconstrucción del perfil longitudinal de las lluvias, focalizando la atención en $X_{\max}$ y E, para: i) la reconstrucción geométrica, ii) los perfiles medidos de aerosoles y iii) un ajuste al perfil longitudinal, estableciendo en cada caso las correspondientes desviaciones sistemáticas y estadísticas.

El evento de ultra elevada energía SD-737165 con energía $E = (177 \pm 44)$ EeV (para una atmósfera muy limpia) hallado al reanalizar datos del FD es estudiado en detalle. La influencia de las incertezas sistemáticas y estadísticas en la energía reconstruida es evaluada considerando simulaciones y reconstrucciones.

Utilizando datos del FD colectados durante 36 meses de operación del FD se evalúan las distribuciones de $X_{\max}$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$, y se estima el valor de la tasa de elongación (D_{10}). El valor reportado de la reconstrucción híbrida con perfiles medidos de aerosoles es: $D_{10} = (71,0 \pm 5,1) \text{ g/cm}^2$ si $E < 10^{18.5} \text{ eV}$ y $D_{10} = (33,9 \pm 7,2)$ si $E > 10^{18.5} \text{ eV}$, valores consistentes con los resultados de otros miembros de la colaboración Pierre Auger.

Finalmente se estudia la extensión del campo de visión de un ojo del FD, hasta 60° como máximo, con eventos simulados de protón y hierro, caracterizando la respuesta del FD extendido con reconstrucciones monoculares y un simul híbrido, en el rango de energías con $17.50 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18.25$. En base a los resultados obtenidos se determina que la posición óptima de posicionamiento de AMIGÁ que maximiza la eficiencia híbrida de HEAT se encuentra entre 6 km y 7 km.

Palabras claves: Rayos cósmicos, detectores de fluorescencia atmosférica, sustracción de luz Cherenkov, reconstrucción híbrida, perfiles verticales de aerosoles, ajuste con Gaisser – Hillas, tasa de elongación, composición química de rayos cósmicos, extensión del campo de visión del detector de fluorescencia, AMIGÁ y HEAT.

The Fluorescence Detector of Pierre Auger Observatory

Reconstruction of particle showers, first data analysis and hybrid extension of the fluorescence detector to energies $\leq 10^{18}$ eV

Abstract

At present the *Pierre Auger Observatory* is largest detector of cosmic rays in the world. Its hybrid detection combines a surface detector and an atmospheric fluorescence detector. The surface detector (SD) consists of 1600 water Cherenkov detectors distributed over an area of 3000 km^2 , whereas the fluorescence detector (FD) consist of 24 telescopes, positioned in groups of six, in perimetrical points of the SD. The SD register the secondary particles of the shower at ground level and the FD collects the atmospheric fluorescence light emitted by the nitrogen during the longitudinal development of the shower. The Pierre Auger Observatory objective is to characterize the cosmic rays of the ultra-high energy ($\sim 10^{18}$ eV) to determinate their spectrum, chemical composition, arrival directions, and to establish their origin and nature.

In this thesis, the implementation is developed, in the official program of analysis *Auger Offline Software*, the method of evaluation and subtraction of the Cherenkov light collected by the FD. The iterative method of subtraction implemented is tested by means of FD data, determining that the reconstructed events have a fraction of Cherenkov contamination $\leq 40 \%$ and viewing angles showers-detector $\geq 20^\circ$. The spectrum parameterisation and angular distribution of the showers electrons (Nerling, Giller and Hillas) are compared, establishing the differences in the distributions of X_{max} (slant depth where the maximum number of particles is developed) and E (cosmic ray energy) in relation to Hillas parameterisation.

It is studied how it has influence on the longitudinal profile of the showers, focusing the attention on X_{max} and E to: i) the geometrical reconstruction, ii) the measured profiles of aerosols and iii) an fit of the longitudinal profile, establishing the systematic and statistical deviations.

The event of ultra-high energy SD-737165 with energy $E = (177 \pm 44) \text{ EeV}$ (for very clean atmosphere) found when re-analysing data of FD is studied in detail. The influence of the systematic and statistical uncertainties in the reconstructed energy is evaluated taking in to account simulations and reconstruction's.

Using data of FD collected during the 36 months operation of the FD the distribution of X_{max} vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ are evaluated, and the elongation rate value (D_{10}) is estimated. The Reported value of the hybrid reconstruction with aerosols measured profiles is: $D_{10} = (71,0 \pm 5,1) \text{ g/cm}^2$ if $E < 10^{18.5} \text{ eV}$ and $D_{10} = (33,9 \pm 7,2) \text{ g/cm}^2$ if $E > 10^{18.5} \text{ eV}$, values consistent with the results of others members of the Pierre Auger Collaboration.

Finally it is studied the extension of the field on view of an eye of the FD, up to 60° maximum, with simulated events of proton and iron, characterising the response of the extended FD with monocular reconstruction's and a mimic hybrid, for energy with $17.50 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18.25$. On the basis of the obtained results it is determined the best place for AMIGA that it maximise the hybrid efficiency of HEAT, is between 6 km and 7 km.

Key word: Cosmic rays, detectors of atmospheric fluorescence, Cherenkov light subtraction, hybrid reconstruction, vertical aerosol profiles, fit to Gaisser – Hillas, elongation rate, chemical composition of the cosmic rays, AMIGA and HEAT.

AGRADECIMIENTOS

A lo largo del desarrollo de este trabajo de tesis son muchas las personas que merecen mi agradecimiento. En primer lugar está mi director y codirector de tesis, Dr. Alberto Etchegoyen y Dr. Adrián Rovero, ya que sin ellos y por un montón razones que no necesito detallar, nada de esto hubiese sido posible. A las autoridades de la CNEA un reconocimiento especial por haber financiado mis viajes y estancias, dentro y fuera del país durante estos años de trabajo.

También deseo agradecer a los miembros del grupo de fluorescencia del INFN Sezione di Torino – Italia, por haberme abierto las puertas en forma cordial y generosa. A Michela, Stefano, Daniela y Roberto, por las explicaciones y el trabajo realizado en conjunto. En particular mi agradecimiento a Rosanna Cester y Ezio Menichetti líderes del grupo INFN Sezione di Torino.

A mis compañeros de trabajo en el Laboratorio TANDAR – CAC, con los cuales compartí momentos valiosos y productivos, aun fuera del ámbito académico y profesional. Mi agradecimiento a Clementina, Maria Isabel, Ana, Iván, Daniel, Alejandro y Brian, por el tiempo compartido.

A los miembros de la colaboración Argentina del experimento Pierre Auger con los que interactué a lo largo de estos años. Desco destacar mi agradecimiento a Maria, Nelly y Beatriz.

A mis padres por haberme educado dentro de un marco de tolerancia y respeto, donde la cultura y el conocimiento, son merecedoras de interés y búsqueda.

A mi mujer Karina por este presente.

ÍNDICE TEMATICO

CAPÍTULO 1:

Los rayos cósmicos de energía ultra elevada

1.1	Introducción-----	1
1.2	El espectro de los rayos cósmicos-----	1
1.3	Mecanismos de producción y aceleración-----	4
1.3.1	Modelos convencionales - el mecanismo de Fermi-----	4
1.3.2	Tasa con la cual las partículas ganan energía-----	6
1.3.3	Tamaño de la región de aceleración-----	7
1.3.4	Perdida de energía durante la aceleración-----	8
1.3.5	Modelos no convencionales-los mecanismos exóticos-----	9
1.4	Propagación de los rayos cósmicos-----	10
1.5	Deflexión en campos magnéticos-----	14

CAPITULO 2:

Técnicas de detección de rayos cósmicos de ultra elevada energía

2.1	Introducción-----	17
2.2	Características de una lluvia de partículas-----	18
2.2.1	Estructura espacial de una lluvia de partículas-----	20
2.2.2	Estructura temporal de una lluvia de partículas-----	23
2.2.3	Fluctuaciones en una lluvia de partículas-----	23
2.3	Detección de lluvias con el detector de superficie-----	24
2.3.1	Reconstrucción de una lluvia con el detector de superficie-----	25
2.4	Detección de lluvias con el detector de fluorescencia-----	27
2.4.1	Producción de fluorescencia atmosférica-----	27
2.4.2	Producción de luz Cherenkov y dispersión atmosférica-----	28
2.4.3	Detección de la luz emitida por la lluvia-----	29
2.4.4	Reconstrucción de la trayectoria de la lluvia-----	31
2.4.5	Reconstrucción del perfil longitudinal y energía de la lluvia--	35

CAPITULO 3:

El Observatorio Pierre Auger y su detector de fluorescencia

3.1	Introducción-----	37
3.2	Localización del observatorio-----	38
3.3	El detector de superficie del observatorio Pierre Auger-----	39
3.3.1	Los detectores de radiación Cherenkov-----	39
3.3.2	La calibración del detector de superficie-----	40
3.4	El detector de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger-----	42
3.4.1	La óptica del detector de fluorescencia-----	43
3.4.1.1	El filtro UV-----	44
3.4.1.2	El espejo-----	45
3.4.1.3	La cámara-----	46
3.4.2	La electrónica del detector de fluorescencia-----	48
3.4.2.1	Formación de la señal en los PMTs-----	48

3.4.2.2	La electrónica de lectura-----	49
3.4.2.3	Head Electronics-----	50
	a) La red de polarización-----	50
	b) Señal de excitación-----	51
	c) Monitoreo de la corriente anódica-----	51
	d) El pulso de prueba-----	51
3.4.2.4	Distribution Board-----	51
3.4.2.5	La tarjeta analógica del Front-End-----	51
3.4.3	El trigger del detector de fluorescencia-----	53
3.4.3.1	El primer nivel de trigger-----	53
3.4.3.2	El segundo nivel de trigger-----	53
3.4.3.3	El tercer nivel de trigger-----	54
3.4.3.4	El sistema de control-----	54
3.4.4	La calibración del detector de fluorescencia-----	54
3.4.4.1	Calibración relativa de los telescopios de fluorescencia----	55
3.4.4.2	Calibración absoluta de los telescopios de fluorescencia----	56
3.4.4.3	Monitoreo de la atmósfera del detector de fluorescencia----	57
3.5	La performance del detector híbrido-----	59

CAPITULO 4:

Evaluación y sustracción de la luz Cherenkov en la cadena de reconstrucción de eventos del FD

4.1	Introducción-----	65
4.2	Fotones Cherenkov que arriban al detector-----	66
4.2.1	Generación de Cherenkov en una lluvia de partículas-----	66
4.2.2	Espectro diferencial de energía de los electrones-----	69
4.2.3	Distribución angular de los electrones-----	72
4.2.4	Rayo de luz Cherenkov-----	73
4.2.5	Componentes de luz Cherenkov que arriban al detector-----	75
4.3	Implementación del método de sustracción Cherenkov-----	77
4.3.1	Evaluación y sustracción de la luz Cherenkov-----	78
4.3.2	Descripción de la clase AnalyticalCherenkovModel-----	78
4.3.3	Descripción de la clase FdCherenkovFinderOG-----	78
4.3.4	Descripción de la clase FdCherenkovSustracterOG-----	79
4.3.5	Funcionamiento del método de sustracción Cherenkov-----	79
4.4	Capacidad del método iterativo para sustraer la luz Cherenkov--	80
4.4.1	Reconstrucción y selección de eventos-----	81
4.4.2	Análisis de los eventos reconstruidos-----	83
4.4.3	Impacto de las parametrizaciones de Nerling y Giller-----	87
4.5	Conclusiones-----	88

CAPITULO 5:

Reconstrucción del perfil longitudinal

5.1	Introducción-----	89
5.2	Influencia de la reconstrucción geométrica en las lluvias-----	90
5.2.1	Reconstrucción y selección de eventos híbridos-----	90
5.2.2	Resultados obtenidos de la comparación monocular - híbrido----	92
5.2.3	Efecto de la longitud de la traza-----	95
5.2.4	Comparación entre el SD y el FD híbrido-----	97
5.2.4.1	Selección de eventos del SD-----	97
5.2.4.2	Resultados de la comparación-----	97
5.3	Influencia de los aerosoles en la reconstrucción del perfil	

	longitudinal-----	99
5.3.1	Selección de eventos híbridos y perfiles verticales de Aerosoles-----	99
5.3.2	Resultados de la comparación entre los modelos de aerosoles---	102
5.4	Ajuste del perfil longitudinal con una Gaisser - Hillas-----	106
5.4.1	Reconstrucción con una Gaisser-Hillas a 3 parámetros libres---	106
5.4.2	Comparación entre los dos ajustes-----	106
5.4.3	Resultados basados en simulaciones-----	108
5.5	Conclusiones-----	108

CAPITULO 6:

El evento ultra energético SD-737165 detectado por el ojo de fluorescencia en Coihueco

6.1	Introducción-----	111
6.2	Topología del evento-----	112
6.3	Reconstrucción del evento SD-737165-----	113
6.4	Simulación del evento SD-737165-----	117
6.4.1	Estudio estadístico de las simulaciones-----	120
6.4.2	Reconstrucciones monoculares-----	120
6.4.3	Reconstrucción con la mímica del híbrido-----	121
6.4.4	Reconstrucción con la geometría verdadera-----	122
6.4.5	Discusión de los resultados-----	122
6.5	Influencia de las fuentes de error sistemático-----	123
6.6	Las tres energías más altas-----	125
6.7	Conclusiones-----	126

CAPITULO 7:

Estimación experimental de la tasa de elongación

7.1	Introducción-----	127
7.2	Dependencia del $\langle X_{max} \rangle$ con la energía-----	128
7.3	Mediciones del $\langle X_{max} \rangle$ en función de la energía-----	129
7.4	Efectos sistemáticos que influyen en el valor de la tasa de elongación-----	133
7.5	Determinación de la tasa de elongación con datos del FD-----	134
7.5.1	Eventos utilizados para determinar la tasa de elongación-----	134
7.5.2	Aspecto de las distribuciones de $\langle X_{max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/eV)$ -----	135
7.5.3	Efecto de la apertura del detector-----	137
	a) Corte sobre la distancia transversal al X_{max} -----	138
	b) Corte sobre la relación entre el X_{max} y el comienzo del perfil longitudinal-----	139
7.5.4	Resultados obtenidos para la tasa de elongación-----	140
7.6	Discusión de los resultados-----	143
7.7	Conclusiones-----	145

CAPITULO 8:

Optimización de la detección híbrida de los nuevos detectores del Observatorio Auger

8.1	Introducción-----	147
8.2	Extensión del Observatorio Pierre Auger a $E \leq 10^{18}$ eV-----	147
8.3	El ojo extendido del detector de fluorescencia-----	148
8.4	Simulación y reconstrucción de eventos-----	149
8.4.1	Simulación del perfil longitudinal de las lluvias-----	149
8.4.2	Simulación de la geometría de las lluvias-----	151
8.4.3	Tratamiento de los procesos físicos en las simulaciones y reconstrucciones-----	153
8.4.4	Cortes de calidad para la selección de eventos reconstruidos--	155
8.4.5	Análisis de los eventos reconstruidos-----	155
8.5	Resultados obtenidos de las reconstrucciones-----	155
8.5.1	Aspectos cualitativos-----	155
8.5.2	Curvas de eficiencia-----	162
8.5.3	Resolución-----	164
8.6	Resultados con un espectro de energía-----	165
8.6.1	Aspectos cualitativos-----	165
8.6.2	Curvas de eficiencia-----	166
8.6.3	Resoluciones-----	169
8.6.4	Tasa de elongación-----	169
8.6.5	Fracción Fe/Pr-----	171
8.7	Conclusiones-----	172

CONCLUSIONES-----	175
-------------------	-----

APÉNDICE: Descripción de la cadena de reconstrucción-----	183
---	-----

REFERENCIAS-----	185
------------------	-----

Trabajos Publicados-----	197
--------------------------	-----

CAPÍTULO 1

Los rayos cósmicos de energía ultra elevada

1.1 Introducción

La atmósfera terrestre es bombardeada en forma continua por partículas ultra relativistas con energías medidas entre 10^8 eV y 10^{20} eV. Estas partículas conocidas como rayos cósmicos fueron descubiertas por *Victor Hess* en 1912 durante sus ascensos en globos, determinando que la tierra era bombardeada por una radiación ionizante proveniente del espacio exterior ^[1]. Décadas más tarde la continua observación de los rayos cósmicos permitió confirmar que sus energías se extienden a valores mayores de 10^{20} eV ^[2], más de siete órdenes de magnitud por encima de la energía del acelerador *LHC* ^[3]. En particular en 1991 el detector del *Fly's Eye* ^[4] detectó un evento con una energía de $3,2 \times 10^{20}$ eV ^[5,6], una energía de 51 Joule en un objeto microscópico. El *Observatorio Pierre Auger* ha detectado un evento de $2,02 \times 10^{20}$ eV ^[7,8], la tercera energía más alta observada en la naturaleza. Hoy en día y a casi un siglo del descubrimiento de los rayos cósmicos, éstos siguen siendo motivo de estudio y debate debido a que no ha podido ser explicado y comprendido cuales son los mecanismos astrofísicos que permiten originar y acelerar partículas con energías tan extremas ni tampoco conocer la composición química del rayo cósmico primario.

1.2 El espectro de los rayos cósmicos

El espectro de los rayos cósmicos cubre un extenso rango de energías. Su forma se indica en la figura 1.1 y puede aproximarse mediante una ley de potencia de índice espectral $\sim 2,7$, de forma tal que el flujo diferencial disminuye al aumentar la energía cerca de tres órdenes de magnitud por década de energía ^[9,10].

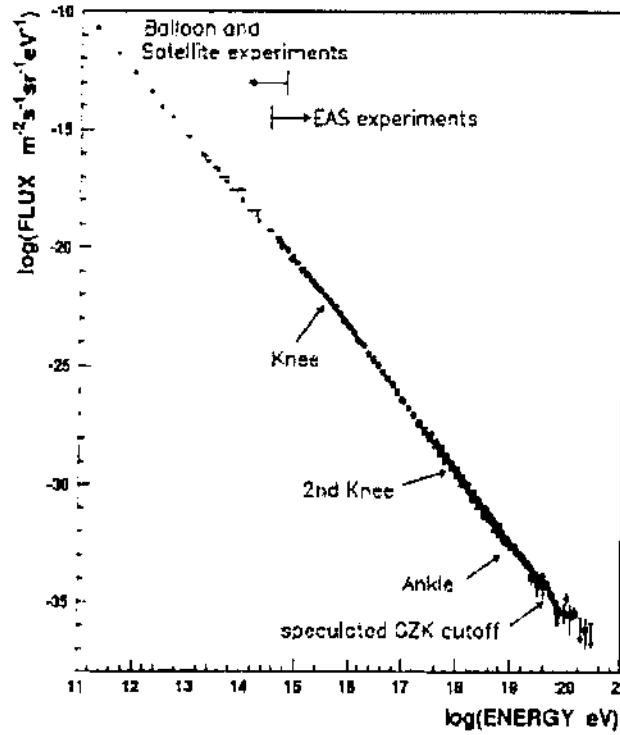


Figura 1.1: El flujo observado de rayos cósmicos. Figura extraída de la referencia [10].

La forma del espectro de los rayos cósmicos se caracteriza por un conjunto de puntos (rodilla, segunda rodilla, tobillo, y posible corte GZK) que delimitan las zonas donde se observa un cambio en el índice espectral de la ley de potencia. El flujo de los rayos cósmicos indicado en la figura 1.1 corresponde a la compilación de resultados provenientes de un conjunto muy grande de experimentos. Algunos de estos experimentos son de observación directa, basados en mediciones realizadas con detectores posicionados en globos y satélites que permiten registrar rayos cósmicos de energías no mayores a 10^{14} eV. A mayores energías las observaciones son indirectas ya que el reducido valor del flujo de rayos cósmicos impide que puedan ser observados directamente (~ 1 partícula / m^2 / año). En este caso las mediciones son efectuadas a partir de la detección de las cascadas de partículas que inducen los rayos cósmicos en la atmósfera terrestre ^[9,10,11].

En la figura 1.2 se indica el espectro de los rayos cósmicos multiplicado por E^3 para enfatizar su estructura en la zona de mayor energía. En esta figura la zona horizontal es aquella que es caracterizada por una ley de potencia del tipo E^{-3} . Si bien a energías de más de 10^{20} eV el flujo es incierto se estima que el mismo es de menos de 1 partícula / km^2 / siglo.

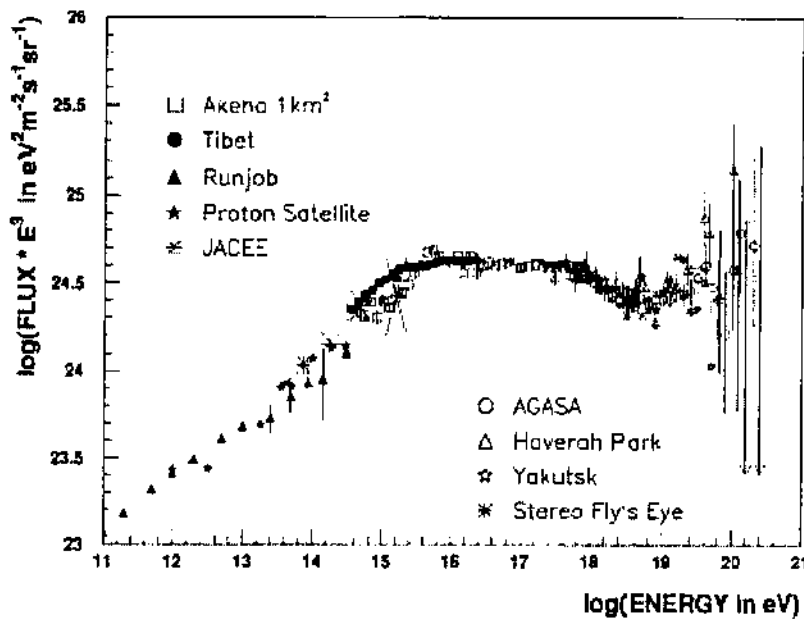


Figura 1.2: El espectro de los rayos cósmicos multiplicado por E^3 . Figura extraída de la referencia [10].

A partir de la región donde se encuentra la rodilla $\sim 10^{15.5}$ eV, el espectro presenta una pendiente mayor que viene caracterizada por un cambio en el índice espectral de 2,7 a 3,0, retornando luego a su valor original a energías de $\sim 10^{18.5}$ eV donde se encuentra el tobillo. El origen de la rodilla se debe a que se torna cada vez más difícil acelerar a tales energías en la galaxia, acaeciendo la rodilla cuando dejan de acelerarse los protones y luego, al llegar a la segunda rodilla ya no es posible acelerar a los núcleos estables más pesados. La segunda rodilla se ubica a una energía de $\sim 10^{17.8}$ eV.

El tobillo se encuentra a una energía de $\sim 10^{18.5}$ eV donde se produce un aplanamiento del espectro que viene caracterizado por un índice espectral de 2,7. En esta zona del espectro el valor del flujo es muy bajo (~ 1 partícula / km^2 / año), esto dificulta su detección y obliga a tener que utilizar detectores de gran apertura. El origen del tobillo podría deberse a que la componente extragaláctica empieza a dominar sobre la componente galáctica produciendo de este modo el correspondiente aplanamiento de espectro ^[9,10]. A raíz de la fragmentación que sufren los núcleos durante su propagación, se espera que los rayos cósmicos que a estas energías arriben a la tierra sean mayoritariamente protones o núcleos livianos, aunque no hay claras evidencias experimentales al respecto.

De extenderse el espectro de los rayos cósmicos a energías mayores de 10^{21} eV, posiblemente una nueva física basada en las teorías de supersimetría (SUSY) o de la gran unificación (GUT), darían la respuesta sobre el origen de estos rayos cósmicos. En ese caso los modelos exóticos donde se contempla el decaimiento de partículas supermasivas o de los defectos topológicos, pasarían a un primer plano gracias a una evidencia experimental hasta ahora desconocida ^[9,10].

Independientemente de los modelos en danza, el punto de partida para establecer una respuesta sobre los mecanismos de origen y aceleración de los rayos cósmicos en la parte más energética del espectro, es el flujo observado en forma experimental. Su determinación, con alta estadística y pequeñas incertezas, es uno de los objetivos primarios que tiene por delante el *Observatorio Pierre Auger* ^[9]. Determinado el espectro es importante la determinación de la dirección de arribo y la composición química del rayo cósmico primario.

1.3 Mecanismos de producción y aceleración

Los modelos astrofísicos convencionales, denominados *bottom-up*, se basan en la existencia de objetos cosmológicos activos para generar y acelerar rayos cósmicos de ultra elevada energía. En estos modelos, los remanentes de supernovas, quasares, agujeros negros, galaxias con núcleos activos, radio galaxias, etc., serían las posibles fuentes donde se originan y aceleran las partículas ^[9,10,12].

Por otro lado, en los modelos no convencionales, denominados *top-down*, se invoca la existencia de partículas supermasivas y defectos topológicos como los mecanismos de origen de los rayos cósmicos de ultra elevada energía. En estos modelos, una componente supermasiva de la materia oscura, cuerdas cósmicas, monopolos magnéticos, etc. (todos ellos objetos remanentes del universo temprano), serían los que producirían los rayos cósmicos de ultra elevada energía a partir de los decaimientos y colapsos de estos elementos constituyentes ^[9,10,12].

1.3.1 Modelos convencionales - el mecanismo de Fermi

El mecanismo básico que permite explicar el proceso de aceleración de los rayos cósmicos de mayor energía, considerando mecanismos convencionales, fue propuesto por *Fermi* en 1949 ^[9,10,12]. Hoy en día los distintos modelos que intentan explicar como es posible acelerar partículas mediante mecanismos convencionales parten de la idea original desarrollada por *Fermi*. En estos modelos los mecanismos astrofísicos que producen y aceleran los rayos cósmicos de ultra elevada energía, involucran ondas de choque de alta velocidad dentro de supernovas, *jets* en zonas calientes de lóbulos de las radio galaxias, o por colisiones entre galaxias, etc.

De acuerdo al modelo convencional de *Fermi* las partículas cargadas pueden adquirir energía a partir de los procesos de dispersión que ocurren cuando estas partículas interactúan con las nubes de gas magnetizado que se mueven aleatoriamente en el interior de una galaxia ^[13,14].

En esta teoría las nubes de gas se mueven aleatoriamente con velocidades de ~ 15 km / seg y como éstas se encuentran parcialmente ionizadas transportan consigo campos magnéticos. Las partículas cargadas al interactuar con estos campos magnéticos modifican su movimiento por efectos de dispersión. Una partícula adquiere energía si es dispersada

por una nube de gas que avanza en su misma dirección y pierde energía si es dispersada por una nube de gas que avanza en la dirección opuesta. Ahora bien, como las partículas cargadas se encuentran en movimiento tienen mas probabilidad de encontrar una nube de gas avanzando en la misma dirección de movimiento de la partícula que avanzando en la dirección opuesta. De esta manera el efecto neto del proceso es el de incrementar la energía promedio de las partículas con cierta ganancia al cabo de cada interacción. La ganancia promedio que proporciona el proceso ($\langle \Delta E \rangle$) por cada interacción es ^[13,15]:

$$\langle \Delta E \rangle = 4 / 3 \beta^2 E \quad (1.1)$$

donde E es la energía inicial de la partícula y β la velocidad de la nube de gas en unidades de c . Debido a que la tasa de ganancia posee una dependencia cuadrática con la velocidad, el proceso se denomina aceleración de *Fermi* de segundo orden. Este mecanismo de aceleración posee baja eficiencia debido a que en general $\beta \ll 1$.

En el año 1977 fue propuesta una versión mucho más eficiente de aceleración basado a partir del mecanismo de aceleración de *Fermi* ^[16]. En este modelo las partículas son aceleradas por fuertes ondas de choque que se propagan a través del medio interestelar. Objetos donde existen fuertes ondas de choque, son por ejemplo las remanentes de supernovas o en los *jets* de galaxias activas, en estos las partículas pueden llegar a moverse a velocidades de 100000 km / seg (un valor muy superior al de la propia velocidad del sonido en el medio interestelar). En este mecanismo la diferencia relativa entre la energía de una partícula al entrar y salir del frente de la onda de choque produce en cada colisión una ganancia promedio dada por ^[10,15,16]:

$$\langle \Delta E \rangle = 4/3 \beta E \quad (1.2)$$

donde β es la velocidad del plasma en unidades de c . La dependencia de la tasa de ganancia es de primer orden en β , por ende el proceso se denomina aceleración de *Fermi* de primer orden. Este mecanismo posee alta eficiencia debido a que en general $\beta \sim 0.1$, con lo cual una partícula puede ganar hasta un 10 % de su energía cada vez que atraviesa el frente de la onda de choque.

Teniendo en cuenta la probabilidad de escape de una partícula de la región de interacción y simultáneamente determinado la probabilidad de que esta partícula haya atravesado muchas veces por esa región, se puede calcular la forma del espectro diferencial de los rayos cósmicos que origina el mecanismo de aceleración de *Fermi* de primer orden ^[15,16,17].

$$dN/dE \propto E^{-2} \quad (1.3)$$

esta expresión indica que el proceso de aceleración de *Fermi* de primer orden produce en forma natural un espectro de rayos cósmicos con una dependencia funcional dada por una ley de potencia de índice espectral -2 .

Como se indicó en la sección anterior, el espectro de los rayos cósmicos observado en forma experimental está caracterizado por una ley de potencia con índice espectral comprendido entre -2.7 y -3 (de acuerdo al intervalo de energía considerado). Valores para el índice espectral que sean consistentes con lo observado en forma experimental pueden ser obtenidos analíticamente efectuando cálculos más elaborados. Estos cálculos involucran procesos de aceleración con ondas de choque más débiles, que la propagación es dependiente de la energía de las partículas, que la probabilidad de escape de la región de aceleración depende de la energía, etc ^[9,10,12,15,17].

Siguiendo este esquema se puede estimar cual es la máxima energía que pueden adquirir las partículas con el mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden. Simultáneamente se puede establecer cuales son los parámetros más relevantes que debe poseer un objeto astrofísico para acelerar partículas hasta energías del orden de 10^{20} eV.

1.3.2 Tasa con la cual las partículas ganan energía

Aquellas partículas que estén confinadas en una región cercana al frente de la onda de choque y consigan atravesarlo rápidamente incrementarán su energía en forma eficiente. Esta situación será propicia cuanto mayor sea el confinamiento de las partículas, lo cual puede lograrse fácilmente si los campos magnéticos son muy intensos. En particular esta situación se ve fortificada cuando la dirección del campo magnético es paralelo al frente de la onda de choque. La situación complementaria donde el campo magnético es perpendicular al frente del choque permite que las partículas se difundan fácilmente lejos de la región reduciendo así el confinamiento y por lo tanto bajando la eficiencia del mecanismo de aceleración.

Los cálculos efectuados que tienen en cuenta estas dos asunciones han demostrado que la energía adquirida al considerar velocidades con $\beta \sim 0.1$, es de ^[15]:

$$\frac{dE}{dt} \approx 1,5 \times 10^{-4} Z e c^2 B \quad (\text{si } B \text{ es } //) \quad \text{y} \quad \frac{dE}{dt} \approx 0,04 Z e c^2 B \quad (\text{si } B \text{ es } \perp) \quad (1.4)$$

donde Z es el número atómico de la partícula y B la intensidad del campo magnético.

La ganancia de energía estimada considerando remanentes de supernovas, donde se asume campos magnéticos de unos μGauss con un tiempo de interacción de 1000 años, ha estimado que la máxima energía que puede adquirir una partícula en esta clase de objetos astrofísicos es de 10^{14} ZeV y 10^{16} ZeV (considerando el campo magnético paralelo y perpendicular al frente del choque), si se omiten los mecanismos que introducen pérdida de energía en el proceso de aceleración ^[15].

1.3.3 Tamaño de la región de aceleración

La máxima energía (E) que puede adquirir una partícula cargada (eZ) dentro de un acelerador cósmico, puede ser evaluada requiriendo que el radio de *Larmor* de la partícula (R_L) sea menor a la dimensión característica del objeto acelerador (R). Teniendo en cuenta esta consideración [9,10]:

$$R_L \sim E / (eZ B) \leq R \quad (1.5)$$

En el caso de considerar ondas de choque relativistas el máximo valor de energía que puede adquirir una partícula cargada es [9,10]:

$$E \leq \beta Z R B \quad (1.6)$$

con R expresado en kpc, B en μ Gauss, E en eV y β la velocidad de la onda de choque expresada en unidades de c (un valor típico de $\beta \sim 10^{-2}$, por ejemplo en las supernovas).

Utilizando la Ec. 1.6 *Hillas* evaluó que objetos astrofísicos conocidos podrían acelerar partículas hasta energías del orden de 10^{20} eV [9,10,12]. El diagrama de *Hillas* indicado en la figura 1.3 lista las posibles fuentes que se hallan en condiciones de acelerar partículas a energías ultra elevadas, de acuerdo al tamaño y la intensidad del campo magnético del objeto candidato. El valor calculado por *Hillas* es óptimo, en el sentido que no incluye mecanismos de pérdida de energía que por ende reducen la eficiencia del mecanismo de aceleración.

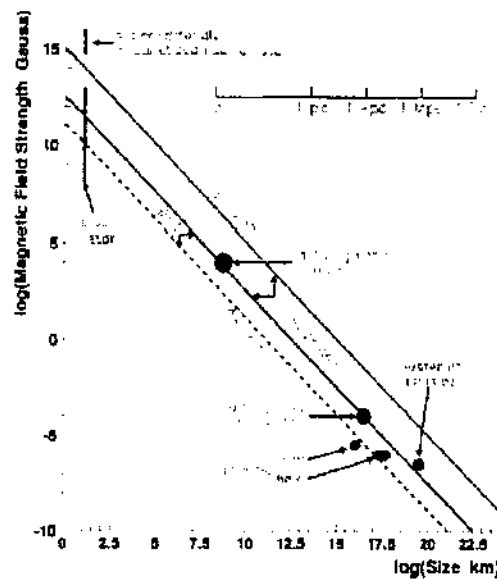


Figura 1.3: El diagrama de Hillas permite identificar que objetos astrofísicos son capaces de producir bajo condiciones óptimas rayos cósmicos de ultra elevada energía. Figura extraída de la referencia [10].

En el diagrama de *Hillas* únicamente los objetos que se encuentran por arriba de las respectivas líneas indicadas para protón y hierro, son candidatos a fuentes de rayos cósmicos de ultra elevada energía. Como se aprecia en la figura 1.3 ambas rectas han sido evaluadas considerando dos casos extremos, $\beta = 1$ y $\beta = 1/300$. De acuerdo a este diagrama dos de los candidatos posibles son las AGN (galaxias con núcleos activos) y las RGH (zonas calientes en lóbulos de radio galaxias).

1.3.4 Perdida de energía durante la aceleración

La interacción con el ambiente circundante en la región del espacio donde se aceleran las partículas produce una pérdida de energía que reduce el máximo valor de energía que pueden alcanzar las partículas cargadas en un acelerador cósmico.

Las partículas interactúan con los campos magnéticos y pierden energía a través del proceso de radiación de sincrotrón, esto especialmente sucede en las regiones del espacio donde los campos magnéticos son intensos. En cambio en las regiones del espacio donde los campos magnéticos son débiles el principal mecanismo que produce pérdida de energía es la interacción con los fotones del fondo de radiación cósmica de microondas (CMB). Este último proceso se manifiesta esencialmente a través de la fotoproducción de piones y la creación de pares:

$$p + \gamma_{cmb} \rightarrow n + \pi^+$$

$$p + \gamma_{cmb} \rightarrow p + \pi^0$$

$$p + \gamma_{cmb} \rightarrow p + e^- + e^+$$

procesos que resultan factibles debido a la alta energía que poseen los protones. Otro mecanismo que produce pérdida de energía es la interacción con el fondo de radiación cósmica infrarroja (CIB). Sin embargo para los protones la pérdida de energía por interacción con el CIB a través del mecanismo de fotoproducción de piones no es dominante frente al de la creación de pares, el cual a las energías de interés ronda el $\sim 0.1\%$ [18], por ende en el caso de protones la pérdida de energía por interacción con el fondo de fotones cósmico es esencialmente dada por las interacciones con el CMB.

Como consecuencia de esto una fracción de la energía se pierde por radiación de sincrotrón y por interacciones con el fondo de fotones del CMB, en definitiva ambos mecanismos reducen las opciones sobre los objetos astrofísicos que son candidatos para producir rayos cósmicos de ultra elevada energía. Los objetos astrofísicos candidatos deberán ser capaces de proporcionar energía a las partículas con una tasa mayor a la cual estas partículas pierden energía (de lo contrario sería imposible que incrementasen su energía en el acelerador).

En la figura 1.4 se muestra el diagrama de *Hillas* donde se indican los distintos objetos astrofísicos que pueden acelerar rayos cósmicos a energías ultra elevadas, si se consideran los distintos mecanismos de pérdida: radiación de sincrotrón, fotoproducción de

piones y creación de pares. Se observa que únicamente los denominados *hot spots* de las radio galaxias serían capaces de producir rayos cósmicos de energías del orden de 10^{20} eV.

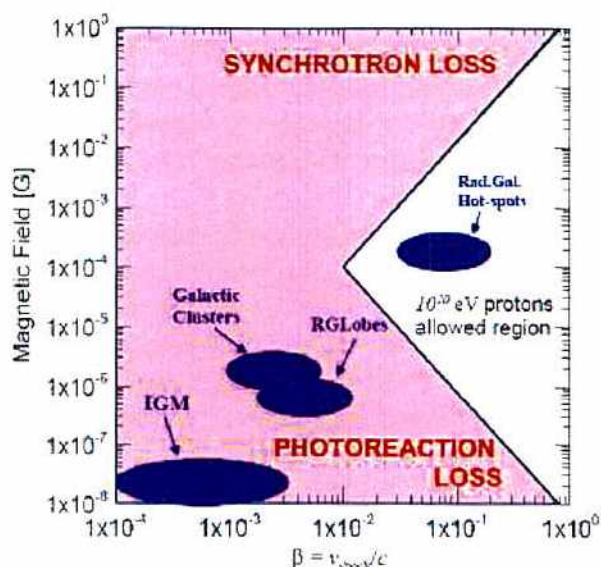


Figura 1.4: Diagrama de Hillas donde se indican las posibles fuentes de aceleración de rayos cósmicos de ultra elevada energía al considerar los mecanismos que producen pérdida de energía en el proceso de aceleración. IGM (medio intergaláctico), GC (cluster de galaxias), RGL (lóbulos de radio galaxias) y RGH (hot spots de radio galaxias). Las fuentes candidatos deben encontrarse en la zona sombreada en blanco que se indica como región permitida. Figura extraída de la referencia [10].

Los *hot spots* o zonas calientes de los lóbulos de las radio galaxias son el resultado de las extensas ondas de choque que producen los plasmas emitidos en forma de *jets* por las galaxias con núcleos activos. Estos *hot spots* ocurren al final de los lóbulos donde los *jets* golpean al medio intergaláctico. En la actualidad se supone que la energía de estas galaxias proviene de la gravitación que generan los agujeros negros supermasivos en los núcleos de estas galaxias.

Las galaxias de núcleos activos (AGN) poseen dos *jets* opuestos de plasma y campos magnéticos que son perpendiculares al disco de acreción del agujero negro. La observación experimental de estos objetos se realiza a partir de la detección de los lóbulos de radio de la galaxia.

1.3.5 Modelos no convencionales – los mecanismos exóticos

Otra posible explicación para el origen de los rayos cósmicos de ultra elevada energía ha sido propuesta a través de diversos modelos no convencionales, que hacen uso de la física de partículas que se encontraría más allá del denominado “modelo estándar”. La teoría de la gran unificación (GUT) subyace en la explicación de todos estos modelos, ya

que es responsable de extender la validez del modelo de la fuerza nuclear fuerte al unificarla con la fuerza electrodébil a escalas de energías del orden de 10^{24} eV [9,10,12].

Según estos modelos, la ruptura espontánea de la simetría entre partículas bosónicas y fermiónicas (supersimetría SUSY), producida en los primeros estadios de evolución del universo, habría generado partículas supermasivas ($\sim 10^{21}$ eV) con una vida media cercana a la edad del universo, las que al decaer en la actualidad producirían los rayos cósmicos de ultra elevada energía. Estas partículas constituirían la denominada “materia oscura fría” (no relativista) que se encontraría en una parte de la materia que constituye el halo de la galaxia [9,10,12].

Otros modelos de esta misma naturaleza, consideran que los rayos cósmicos de ultra elevada energía podrían ser originados por aniquilaciones resonantes de neutrinos de muy alta energía con neutrinos reliquias del universo temprano formando un bosón Z^0 . Este mecanismo produciría energías de 10^{22} eV a partir del decaimiento de los bosones Z^0 en nucleones, piones neutros, piones cargados, etc. Este proceso, conocido como *Z-burst*, requiere de la existencia de materia oscura caliente constituida por neutrinos reliquias, que se supone forman un fondo cósmico casi tan abundante como el fondo cósmico de fotones de 2,7°K. La energía extrema de los *Z-burst* es explicada gracias a la reducida masa que se supone poseen los neutrinos (entre 0,1 eV y 2 eV) [9,10,12].

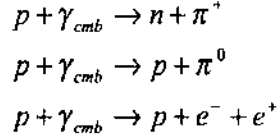
Los defectos topológicos son reliquias del universo temprano, es decir regiones del espacio-tiempo localizadas, donde no se habría producido la ruptura espontánea de la simetría y que por lo tanto tendrían en la actualidad densidades ultra elevadas de materia y energía similares a las del universo primitivo. El colapso de estas reliquias, que por ejemplo podrían ser cuerdas cósmicas o monopolos magnéticos, produciría bosones supermasivos (denominados partículas X con una masa de hasta $\sim 10^{25}$ eV) que al decaer producirían *jets* de hadrones y mayormente piones, los que a su vez decaerían en fotones gamma, leptones y una pequeña fracción de núcleos livianos y protones [9,10,12].

Una característica común entre estos modelos *top-down* es que excluyen la presencia de núcleos pesados de entre los primarios de los rayos cósmicos de ultra elevada energía. Según estos modelos el flujo de rayos cósmicos debería estar dominado por fotones gamma y neutrinos. Al ser estas partículas neutras no sufren desviaciones por efecto de los campos magnéticos (sus trayectorias son rectilíneas), por lo tanto su detección abriría las puertas a la búsqueda astronómica de los posibles sitios de origen de los rayos cósmicos en forma complementaria al utilizado cuando se considera otro tipo de partículas [9,10,12]. Por otro lado la forma que predicen estos modelos para el espectro corresponde a una ley de potencia con índice espectral $-1,5$, una diferencia sustancial respecto al espectro que predicen los escenarios convencionales.

1.4 Propagación de los rayos cósmicos

Los rayos cósmicos de altas energías, sean protones, núcleos pesados o fotones y a excepción de los neutrinos, interactúan fuertemente con la radiación cósmica de fondo perdiendo una fracción significativa de su energía durante su propagación.

El mecanismo más significativo de atenuación es el efecto *Greisen – Zatsepin – Kuzmin* (GZK), producido por la interacción de un rayo cósmico primario de protón con los fotones del CMB [9,10,12,19]. En este proceso la colisión de un protón de 10^{20} eV con un fotón de $6,4 \times 10^{-4}$ eV del CMB produce alrededor de 200 MeV en el centro de masa que se corresponden con el pico donde ocurre la producción de piones. Acorde a lo anticipado en la sección 1.3.4 los canales permitidos para esta interacción son [9,10].



A las energías de interés, la energía perdida en cada interacción por creación de pares es del 0.1 %, mientras que por producción de piones es del 20 %, es decir que este ultimo proceso es dominante respecto del anterior y por lo tanto el que mayor atenuación produce.

Por otro lado y debido a que la longitud de decaimiento del neutrón es de ~ 1 Mpc a 10^{20} eV, a las distancias de propagación de interés (decenas de Mpc), el comportamiento resultante de la segunda interacción es similar al producido por un protón.

La interacción de un protón con el CMB es un proceso estocástico y una única colisión es suficiente para que se produzca una perdida significativa de energía del rayo cósmico primario, como consecuencia de esto las fluctuaciones de la energía en torno a su valor medio se tornan significativas cuando se considera la distancia de propagación. Para apreciar como el CMB afecta la propagación de un primario de protón se indica en la figura 1.5 la dependencia de la energía media con la distancia y en la figura 1.6 sus fluctuaciones en torno a dicho valor medio.

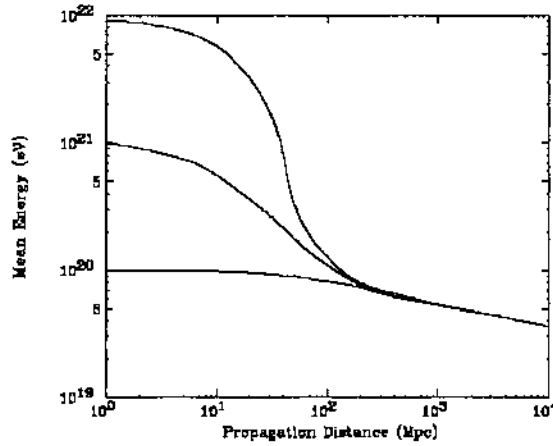


Figura 1.5: Energía media de un protón que se propaga a través del CMB. Se indican tres energías posibles: 10^{20} eV, 10^{21} eV y 10^{22} eV. Figura extraída de la referencia [20].

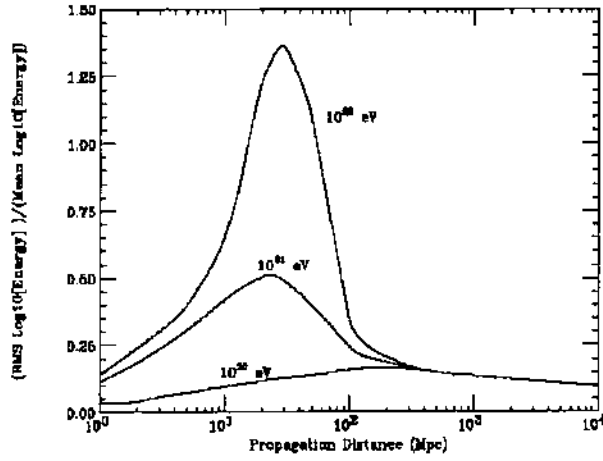


Figura 1.6: Fluctuaciones de la energía media de un protón que se propaga a través del CMB. Se indican tres energías posibles: 10^{20} eV, 10^{21} eV y 10^{22} eV. Figura extraída de la referencia [20].

Conociendo el espectro de emisión de la fuente puede evaluarse con que probabilidad un rayo cósmico de protón puede recorrer cierta distancia. En el caso particular de considerar un espectro sujeto por una ley de potencia con índice espectral $-2,5$, esta probabilidad se indica en la figura 1.7. Se aprecia para este caso que las interacciones con el CMB afectan esencialmente a aquellos protones de energías mayores a 8×10^{19} eV, la probabilidad de que un protón de 8×10^{19} eV recorra más de 100 Mpc es menor al 10 %.

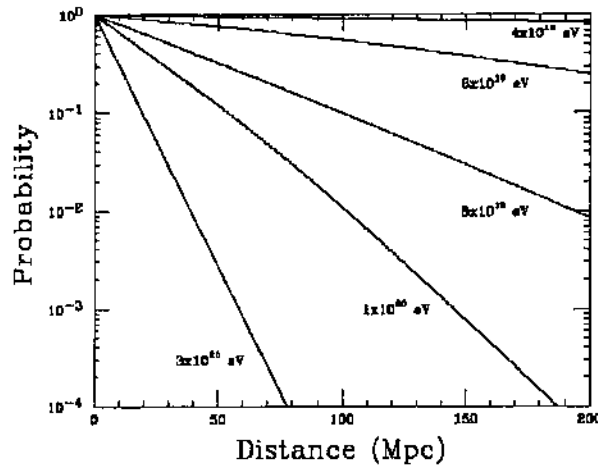


Figura 1.7: Probabilidad de observar un protón con cierta energía a una distancia predeterminada. Figura extraída de la referencia [20].

De acuerdo a los resultados indicados por las figuras 1.5 y 1.6, los primarios de protón de bajas energías pueden recorrer distancias mayores sufriendo poca atenuación por

su interacción con el CMB. Esto indica que sería posible observar rayos cósmicos de bajas energías que en realidad se corresponden con primarios de altas energías (generados por fuentes muy lejanas), que han sido atenuados por efecto del CMB de manera suficiente como para no observar en la tierra su energía de inyección.

Por otro lado el resultado indicado en la figura 1.5 establece que si se observa un protón de 10^{20} eV la fuente debe hallarse dentro de los 100 Mpc. Esto es significativo e importante porque 100 Mpc corresponde a una distancia no muy grande en términos astronómicos (1 pc $\sim$ 3,2 años - luz).

En la figura 1.8 se indica la forma que tendría el espectro de los rayos cósmicos observado en la tierra si las partículas fuesen inyectadas por las fuentes de producción con un espectro del tipo $dN/dE \propto E^{-2}$. Estos cálculos consideran fuentes distribuidas en forma homogénea con un espaciamiento fijo comprendido entre 2 Mpc y 5×10^3 Mpc. De acuerdo a estos resultados es claro que aquellos eventos con energías mayores a 10^{20} eV deberían provenir de fuentes localizadas a no más de 100 Mpc (equivalente a un corrimiento al rojo ≤ 0.024).

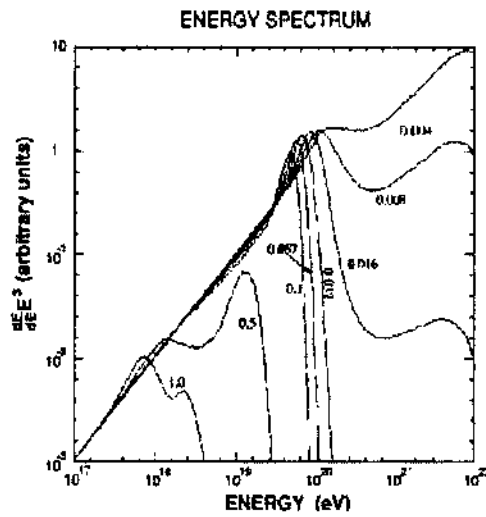


Figura 1.8: El espectro de rayos cósmicos observado en la tierra al considerar un espectro de inyección en las fuentes del tipo $dN/dE \propto E^{-2}$. Se asume que las fuentes están posicionadas a distancias fijas con corrimiento al rojo entre 0,004 y 1 (entre 2 Mpc y 5×10^3 Mpc). En todos los casos se observa la existencia de un fuerte GZK cutoff a energías mayores de 10^{20} eV. Figura extraída de la referencia [10].

Los primarios pesados interactúan con el CMB y con el fondo de fotones del infrarrojo perdiendo entre 3 y 4 nucleones por Mpc recorrido cuando su energía es mayor a 2×10^{19} eV [10]. Es en el intervalo de energías comprendido entre 2×10^{19} eV y 10^{20} eV donde la fotodesintegración resulta más efectiva [10,18]. Por lo tanto es de esperar que si un núcleo arriba a la tierra con una energía mayor de 10^{20} eV el mismo provenga de una fuente ubicada a no más de 25 Mpc.

Para los fotones gamma la interacción con el CMB produce atenuación básicamente por la creación de pares electrón – positrón a energías mayores de 4×10^{14} eV. Este efecto es dominante hasta energías de 2×10^{19} eV donde comienzan a dominar las interacciones con el fondo de fotones de radio que producen los distintos objetos astrofísicos.

Finalmente en la figura 1.9 se indica la longitud de atenuación (distancia a la cual la energía decae en un factor $1/e$) en función de la energía y del tipo de primario, debida a la interacción con el fondo del CMB. En la figura se indican los principales canales que producen atenuación para el caso de considerar primarios de protón, hierro, fotones y neutrones.

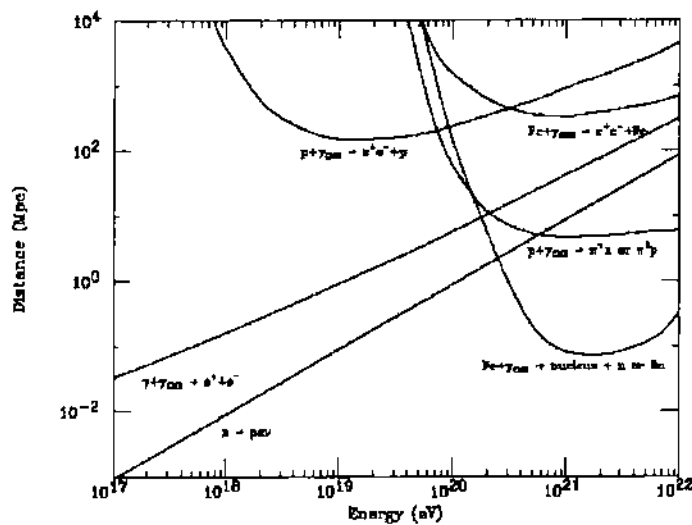


Figura 1.9: Longitud de atenuación en función de la energía correspondiente a las distintas interacciones entre los rayos cósmicos primarios de ultra elevada energía y la radiación del CMB. Figura extraída de la referencia [20].

1.5 Deflexión en campos magnéticos

Los rayos cósmicos al propagarse a través del espacio intergaláctico se ven deflectados en mayor o menor grado por la presencia de los campos magnéticos. Esto afecta directamente a las direcciones de arribo, forma del espectro y composición de los rayos cósmicos que se observan en la tierra. A altas energías los primarios livianos se ven menos afectados por este efecto, esto permite establecer un esquema de búsqueda astronómica para la identificación de las fuentes.

Los campos magnéticos extragalácticos son modelados considerando un conjunto de celdas (de tamaño característico $\lambda \sim 1$ Mpc) con campo magnético uniforme (de valor medio $B \sim 1$ nGauss) y orientación aleatoria en el espacio. Este modelo simplificado se basa en los resultados observacionales que permiten evaluar el campo magnético a través del mecanismo producido por la rotación de *Faraday*. Las inhomogeneidades espaciales que

presenta el campo magnético son atribuidas al movimiento que poseen las galaxias en el medio intergaláctico.

Si una partícula cargada se mueve una distancia (L) en un campo magnético uniforme (B) sufre una deflexión angular (α) igual a:

$$\alpha = \frac{L}{R_L} \quad (1.7)$$

donde R_L es el radio de *Larmor* de la partícula. Entonces si una partícula cargada (con carga Z y energía E en eV) recorre una distancia (L en Mpc) a través de una serie de regiones del espacio (con tamaño característico λ en Mpc) cuyo campo magnético es uniforme (de intensidad B en nGauss y orientación aleatoria), la deflexión angular sufrida por la partícula en esa distancia (al atravesar L / λ regiones) es ^[18]:

$$\alpha = 0.8^\circ \left(\frac{10^{20}}{E} \right) \left(\frac{L}{10} \right)^{0.5} \lambda^{0.5} B Z \quad (1.8)$$

Esta deflexión angular se traduce para un rayo cósmico en un incremento de la distancia recorrida, es decir que el rayo cósmico arriba como si proviniese de una fuente ubicada a una distancia efectiva (L_{efec}) dada por ^[18]:

$$L_{efec} = \left(1 + \frac{\alpha^2}{2} \right) L \quad (1.9)$$

De acuerdo a estas expresiones y a las energías de interés, los primarios de protón o los núcleos livianos se verán poco afectados por los campos magnéticos extragalácticos. En cambio los primarios pesados y en particular los hierros, tendrán un comportamiento bien diferente al de los protones y sufrirán una fuerte deflexión por estos campos magnéticos. A bajas energías este efecto se potencia aun más para los núcleos pesados debido a la dependencia que poseen estas expresiones con la inversa de la energía del rayo cósmico. En particular para hierros de 10^{20} eV que recorren una distancia de 50 Mpc el incremento de la distancia efectiva es del ~30 %.

En la referencia [20] se realizó un simple cálculo para visualizar el efecto que tienen los campos magnéticos extragalácticos sobre la propagación de los rayos cósmicos para el caso de protones con energías comprendidas entre 10^{18} eV y 10^{20} eV. En ese estudio se consideraron celdas de 1 Mpc y campo magnético de 1 nGauss con orientación aleatoria en el espacio. La trayectoria de los protones fue seguida desde la fuente de inyección hasta una distancia de 20 Mpc. El efecto del campo magnético demuestra que la propagación de estos protones pasa de un comportamiento completamente difusivo a 10^{18} eV a una propagación completamente rectilínea a 10^{20} eV.

La distribución de las direcciones de arribo con relación a la fuente se muestra en la figura 1.10 para protones de 10^{18} eV, 3×10^{18} eV y 10^{19} eV. Se observa en esta figura que a 1 EeV las direcciones son completamente isotrópicas y resulta imposible identificar a la fuente, esta situación cambia significativamente a 3 EeV pero aún es imposible identificar a la fuente, es recién a 10 EeV que se distingue una dirección particular de arribo y por lo tanto comienza a tener sentido una posible búsqueda astronómica para hallar a la fuente.

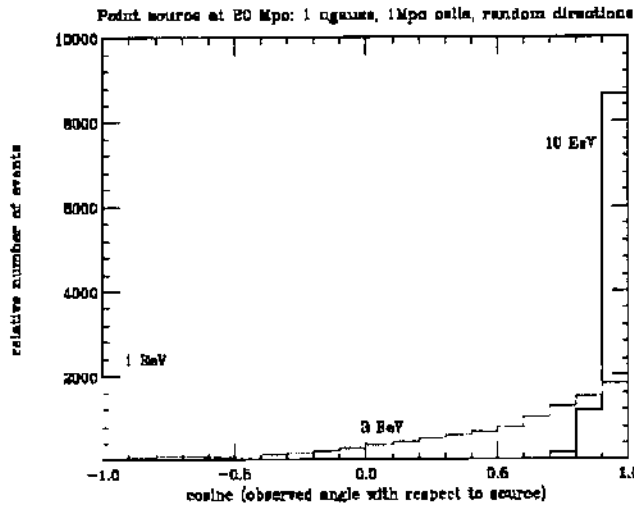


Figura 1.10: Distribución de las direcciones de arribo con respecto a la fuente de inyección. Para primarios de protón a 1 EeV, 3 EeV y 10 EeV respectivamente (1 EeV = 10^{18} eV). Figura extraída de la referencia [20].

En este mismo estudio *Cronin* demostró que la dispersión angular estimada para los protones es de 5° a 3×10^{19} eV y de $1,5^\circ$ a 10^{20} eV (a una distancia recorrida de 20 Mpc). Es decir que, si el detector posee una resolución angular del orden de $\sim 1^\circ$ entonces puede ser utilizado para explorar las direcciones de arribo de los rayos cósmicos y de este modo tratar de identificar a las fuentes. Esto será sumamente beneficioso si finalmente se concreta la evidencia de que existe algún tipo de anisotropía.

Se concluye esta sección indicando que tanto la intensidad de los campos magnéticos extragalactios y su distribución espacial, la distancia a las fuentes, la forma en que las fuentes se encuentran distribuidas espacialmente, el espectro de partículas que inyectan (forma y composición), son factores que afectan en forma directa al espectro, composición y dirección de arribo de rayos cósmicos que finalmente se observan en la tierra. Por lo tanto sólo a través de la colección de un enorme conjunto de datos en un amplio intervalo de energías, se puede proveer la información requerida para poner a prueba los distintos modelos que existen y que dan una posible explicación al origen de estos rayos cósmicos de ultra elevada energía. Con este fin es que la colaboración *Pierre Auger* encaró hace 8 años la construcción de un observatorio de dimensiones gigantes, destinado a tomar datos en forma continua durante un lapso de 20 años, con excelente resolución en los parámetros que permiten caracterizar a los rayos cósmicos detectados.

CAPÍTULO 2

Técnicas de detección de rayos cósmicos de energía ultra elevada

2.1 Introducción

El flujo de rayos cósmicos a energías mayores que 10^{15} eV comienza a ser lo suficientemente bajo (~ 1 partícula / año / m^2), como para que puedan ser registrados con técnicas directas de detección. Por ende a esas energías, las técnicas de detección son indirectas y están basadas en el registro de las lluvias o cascadas de partículas secundarias, que originan los rayos cósmicos en su interacción con las moléculas del aire. Este fenómeno fue dado a conocer en 1938 por *Pierre Auger*, quien basándose en resultados obtenidos con contadores de partículas *Geiger - Mueller* (posicionados entre sí a distancias de hasta 300 metros), señaló que las partículas secundarias producidas durante el desarrollo de una cascada de partículas en la atmósfera, podían ser originadas por rayos cósmicos con energías mayores a 10^{15} eV ^[11].

Fue entonces y gracias a este descubrimiento, que se dio comienzo a la construcción de arreglos de detectores cada vez más grandes y sofisticados (provistos con centelladores y contadores de partículas), con el fin de comenzar a explorar el espectro de los rayos cósmicos en el rango de energías mayores a 10^{15} eV. El primer detector en importancia de estas características fue el de *Volcano Ranch*, construido en 1959 en el desierto de Nueva México (EE.UU.) por *Linsley* y sus colaboradores ^[21]. Este detector fue el primero en reportar un evento producido por un rayo cósmico con una energía superior a 10^{20} eV ^[2].

Desde aquel momento no ha cesado el interés por entender que son y de donde vienen los rayos cósmicos de más alta energía, motivo por el cual una variedad de experimentos han sido llevados a cabo en distintas partes del mundo en las últimas décadas, desarrollando y/o mejorando las distintas técnicas de detección. Entre los experimentos más relevantes pueden ser citados el de *Haverah Park* en el Reino Unido (operativo entre 1968 y 1987) ^[22], el de *SUGAR* en Australia (operativo entre 1968 y 1979) ^[23], el de *Yakutsk* en Siberia - antigua URSS (operativo a partir de 1974) ^[24], el de *AGASA* en Japón (operativo entre 1990 y 2004) ^[25], el *Fly's Eye* en USA (operativo entre 1981 y 1993) ^[4] y su sucesor el moderno

HiRes (operativo en distintas fases de evolución desde 1994) ^[26]. De todos estos detectores el *Fly's Eye* es el que posee mayor fama, por ser el que registro el evento de mayor energía hasta nuestros días, $E = 3,2 \times 10^{20}$ eV ^[5]. El detalle de los principales resultados emergentes de estos experimentos, puede ser encontrado en un excelente artículo de *Nagano y Watson* publicado algunos años atrás ^[10].

El *Observatorio Pierre Auger* es el más importante construido hasta la fecha y se encuentra en operación. Su objetivo es dilucidar el origen, distribución de arribo y composición química de los rayos cósmicos de muy alta energía ^[9]. La integración de dos técnicas de detección en modo complementario, la técnica híbrida, que combina la técnica de detección de superficie (utilizada por el experimento de *Haverah Park*) y la técnica de detección de fluorescencia atmosférica (utilizada por el experimento del *Fly's Eye - HiRes*), permiten al *Observatorio Pierre Auger* explorar las regiones más altas del espectro de rayos cósmicos, con una estadística sin precedentes y un alto grado de confiabilidad en los resultados.

El objetivo de este capítulo es señalar las propiedades más relevantes que posee una lluvia de partículas, como son las técnicas de detección – reconstrucción que utiliza el *Observatorio Pierre Auger* y simultáneamente que información se puede extraer de los eventos reconstruidos a fin de poder clasificarlos.

2.2 Características de una lluvia de partículas

En forma simplificada se puede considerar que una lluvia de partículas esta compuesta de tres componentes, un canal hadrónico, un canal muónico y un canal electromagnético. En la figura 2.1 se muestra un esquema simplificado de una cascada de partículas originada por un rayo cósmico de naturaleza hadrónica.

Si el primario es un hadrón, la cascada comienza con una interacción hadrónica (núcleo – aire o nucleón - aire), luego el número de hadrones se va incrementado a partir de las siguientes generaciones de partículas producidas en las interacciones sucesivas. En cada nueva generación alrededor del 30 % de la energía es transferida a la componente electromagnética de la lluvia, a partir del rápido decaimiento de los piones neutros en un par de fotones gamma ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$). Si bien existen otros decaimientos posibles para el pión neutro, los mismos son despreciables ($\pi^0 \rightarrow \gamma + e^- + e^-$ y $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$) ^[27]. Finalmente el 90 % de la energía del rayo cósmico es disipada por el canal electromagnético mediante el proceso de ionización. La energía restante es transferida a los muones y neutrinos, a partir de los decaimientos que sufren los piones y kaones cargados ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \{\nu_\mu^{anti}\}$ y $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \{\nu_\mu^{anti}\}$).

En número la componente electromagnética representa el 99,9 % de las partículas de la lluvia, de estas, el 90 % corresponden a fotones gamma y el 10 % restante a pares electrón – positrón. Los fotones gamma en general poseen suficiente energía como para producir nuevos pares de electrón - positrón, los que a su vez pueden crear nuevos pares de fotones gammas mediante el mecanismo de *bremssstrahlung*. La energía disipada por el

canal electromagnético a través de la ionización del aire, es proporcional al número de partículas de baja energía y por lo tanto se encuentra directamente vinculada con la energía del rayo cósmico primario ($N_e \propto E$).

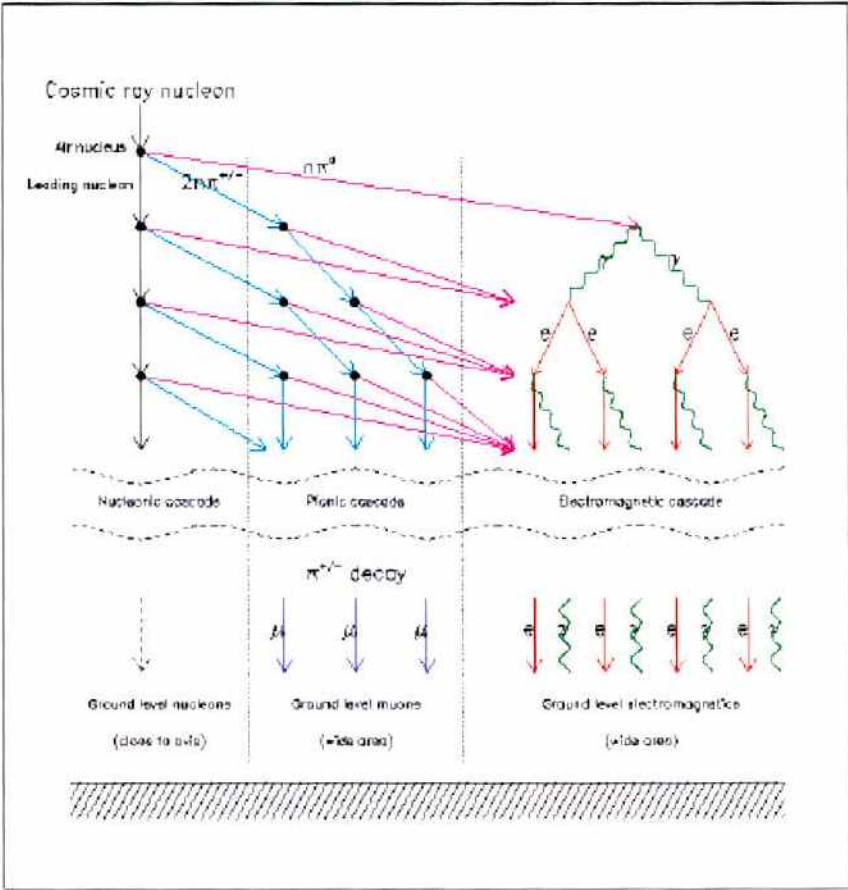


Figura 2.1: Representación esquemática de una lluvia de partículas donde se indican las principales componentes de la lluvia. Figura extraída de la referencia [9].

Los piones y kaones cargados originados por las interacciones hadrónicas degradan su energía, hasta que el proceso más probable resulta el decaimiento a muones y neutrinos. La mayor parte de estos muones consiguen arribar a la superficie de la tierra antes de sufrir decaimientos, perdiendo sólo una pequeña fracción de su energía por ionización. Simulaciones numéricas han demostrado que el número de muones crece en menor proporción con la energía del rayo cósmico ($N_\mu \propto E^{0.85}$) [9], debido a la transferencia de la componente hadrónica a la componente electromagnética de la lluvia. Este efecto es importante ya que permite distinguir lluvias producidas por núcleos pesados respecto a las producidas por núcleos livianos; en efecto, si suponemos que un núcleo de número atómico A puede ser considerado como una colección de nucleones con energía individual E/A , el número de muones producidos en la lluvia (respecto a los que produce una lluvia de protón) son: $N_\mu^A = A^{0.15} N_\mu^P$. En el caso particular de lluvias originadas por primarios de hierro (A

= 56) la cantidad de muones al nivel del suelo es un ~80 % mayor que los producidos por una lluvia de protón.

Los hadrones de la lluvia pierden rápidamente su energía al interactuar con los núcleos del aire, principalmente por fragmentación nuclear. Por otro lado los hadrones con carga eléctrica pierden constantemente energía al interactuar con los electrones en la atmósfera.

2.2.1 Estructura espacial de una lluvia de partículas

Una lluvia o chubasco de partículas (para dar idea de su corta duración) consiste de un extenso disco de partículas de pequeño espesor, ligeramente curvado, que se propaga en la atmósfera en dirección a la superficie terrestre con una velocidad próxima a la de la luz. La descripción de la lluvia se hace especificando la cantidad de partículas cargadas en cada punto de la atmósfera (perfil longitudinal de la lluvia) y como se distribuyen partículas y fotones gammas radialmente con respecto al eje de la lluvia (perfil lateral de la lluvia).

El desarrollo longitudinal de la lluvia depende fuertemente de la cantidad de materia que atraviesan las partículas. Esta cantidad viene cuantificada a través de una magnitud denominada profundidad atmosférica vertical X_v (g/cm^2), cuya definición es la integral de la densidad del aire ρ_{atm} , entre una altitud h y el punto donde comienza la atmósfera ^[28]:

$$X_v = \int_h^{\infty} \rho_{\text{atm}} dh \quad (2.1)$$

La componente molecular del aire es estable, entonces ρ_{atm} puede ser modelada y por lo tanto parametrizada. Por las características del sitio donde está emplazado el *Observatorio Pierre Auger*, una primera aproximación para la componente molecular del aire puede ser dada a través del modelo *US – Standard 1976* ^[29]. En dicho modelo se parametriza la densidad del aire dividiendo la altitud en 5 capas (modelo de *Linsley* ^[30]), dentro del rango comprendido entre 0 km y 120 km. La figura 2.2 muestra la forma funcional que presenta el modelo de atmósfera molecular *US – Standard 1976*, se observa en esta figura que el rango de variación de la profundidad atmosférica vertical cubre altitudes entre 0 km y 100 km.

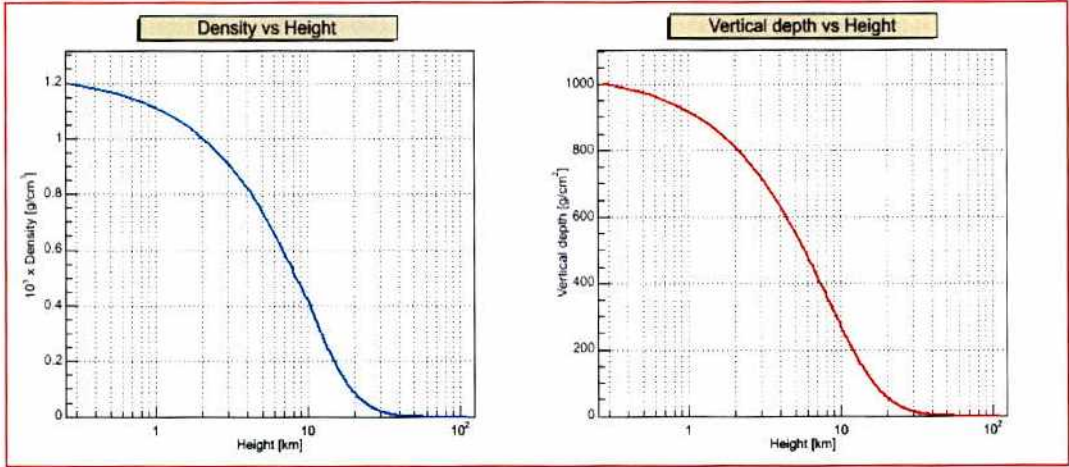


Figura 2.2: *Componente molecular del aire según el modelo US – Standard 1976. Densidad (izquierda) y profundidad vertical (derecha) en función de la altitud.*

Para lluvias cuya inclinación θ es inferior a 60° , es posible despreciar los efectos de la curvatura de la tierra, en ese caso, la cantidad de materia atravesada por las partículas de la lluvia, puede ser determinada a partir de la Ec. 2.1 mediante una simple relación de trigonometría:

$$X = \frac{X_v}{\cos(\theta)} \quad (2.2)$$

El desarrollo longitudinal de la lluvia comienza con la primera interacción y a partir de ese momento, el número de partículas de la lluvia se incrementa hasta que la energía promedio disponible para la generación de nuevas partículas es equilibrada con la energía que se cede a la atmósfera. A partir de ese momento el número de partículas cargadas de la cascada comienza a disminuir por efectos de absorción. El punto de la atmósfera donde la lluvia desarrolla el máximo número de partículas se denomina $X_{\max}$, parámetro dependiente de la energía del rayo cósmico y también de su composición química. Para un mismo valor de energía las lluvias originadas por núcleos pesados se desarrollan antes en la atmósfera que aquellas originadas por núcleos livianos. Esto es así en gran medida, a raíz de que los núcleos pesados poseen una mayor sección eficaz respecto a los núcleos livianos ^[9] y porque de acuerdo al modelo de superposición pueden ser consideradas como A lluvias de energía E/A.

El modelo de superposición considera que los núcleos pesados pueden ser tratados como una superposición de nucleones y estima muchas propiedades promedio de las lluvias. Un núcleo de hierro puede ser tratado como la superposición de 56 lluvias de protón/neutrón, cada una con una energía equivalente a 1/56 partes de la energía del núcleo de hierro. Siendo que el $X_{\max}$ promedio para primarios de protones incrementa su valor en $\sim 55 \text{ g/cm}^2$ por década de energía, el $X_{\max}$ promedio para primarios de hierro (a esa misma energía) de acuerdo al principio de superposición resulta menor en $\sim 100 \text{ g/cm}^2$.

Por otro lado, la distribución lateral de partículas de la lluvia es debida a la combinación de dos efectos. Por un lado esta la dispersión múltiple de origen electrostático y por otro lado el momento transversal resultante de las partículas en las interacciones y decaimientos ^[9,10]. Las partículas se distribuyen alrededor del eje de la lluvia con simetría axial y su densidad decrece (de acuerdo a una ley de potencias modificada) a medida que aumenta la distancia radial al eje. Los hadrones se encuentran muy localizados con relación al eje (~50 m), mientras que muones, electrones y gammas se encuentran localizados a distancias mucho mayores (~km). En las proximidades del eje, el mayor número de partículas corresponde a gammas, luego le siguen los electrones y finalmente los muones.

En la figura 2.3 se muestra el desarrollo de una lluvia de partículas en tres dimensiones obtenida a partir de la simulación de una lluvia de protón con incidencia vertical. En la figura se aprecia claramente el desenvolvimiento longitudinal y lateral de la cascada que corresponde a las principales componentes de la lluvia (electrones, muones y fotones gammas).

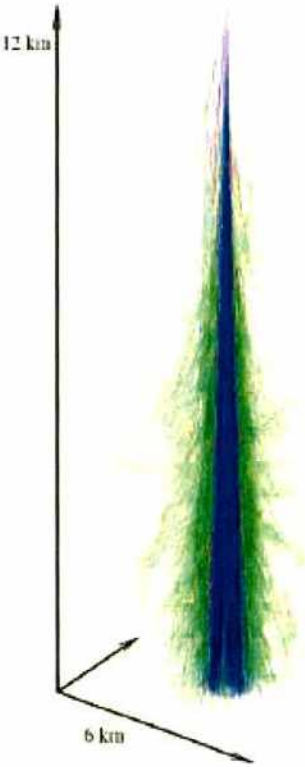


Figura 2.3: Simulación en tres dimensiones de un rayo cósmico vertical correspondiente a un primario de protón. El desarrollo de la lluvia de cada especie de partícula secundaria es indicada (muones en azul, electrones y/o positrones en rojo, fotones gammas en verde). Figura extraída de la referencia [31].

La dependencia de la densidad lateral de partículas en función de la distancia radial al eje se muestra en la figura 2.4, para lluvias simuladas de protón (línea roja), hierro (línea azul) y gammas (línea de puntos).

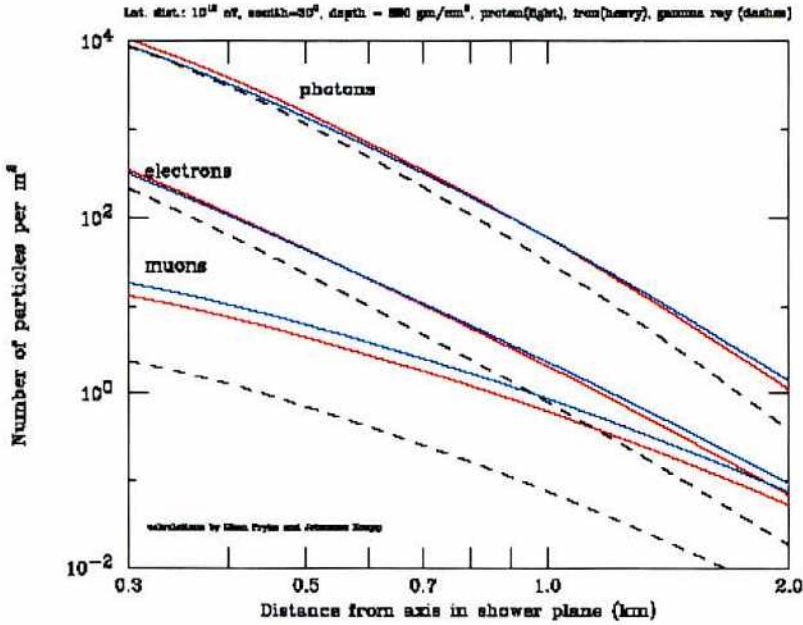


Figura 2.4: Distribución lateral de partículas al nivel de suelo para las tres componentes principales de la lluvia (gammas, electrones y muones). Primarios de protón (línea roja), hierro (línea azul) y fotones gamma (línea de puntos) correspondiente a lluvias con $\theta = 30^\circ$ a 10^{19} eV. Figura extraída de la referencia [20].

2.2.2 Estructura temporal de una lluvia de partículas

La estructura temporal del frente de la lluvia es originada por la dispersión que sufren las partículas de la lluvia en dirección radial al eje durante el desarrollo de la cascada. Como consecuencia de esto el frente de la lluvia aparece ligeramente curvado con relación al plano tangente de la lluvia. Esta estructura geométrica del frente de la lluvia hace que aquellas partículas que se encuentran distribuidas en las proximidades de eje arriben mucho antes al nivel del suelo que aquellas que están más alejadas. En particular los muones arriban más temprano que los electrones y fotones a la superficie de la tierra, ya que sufren menos dispersión y por lo tanto resulta más directa su trayectoria desde la lluvia hasta la tierra.

2.2.3 Fluctuaciones en una lluvia de partículas

Las fluctuaciones en el desarrollo de una lluvia de partículas se originan en las primeras interacciones (donde estas suceden y por sus características). Las fluctuaciones en los estadios posteriores de la cascada carecen de importancia debido a que se ven

promediadas sobre un gran número de partículas. En particular las fluctuaciones del punto de primer interacción posee enorme influencia sobre la profundidad a la cual ocurre el $X_{\max}$, más para nucleones que para núcleos debido al principio de superposición. Posibles fluctuaciones entre el número de piones neutros y piones cargados en las primeras interacciones afecta directamente el desarrollo de las cascadas muonica y electromagnética [9].

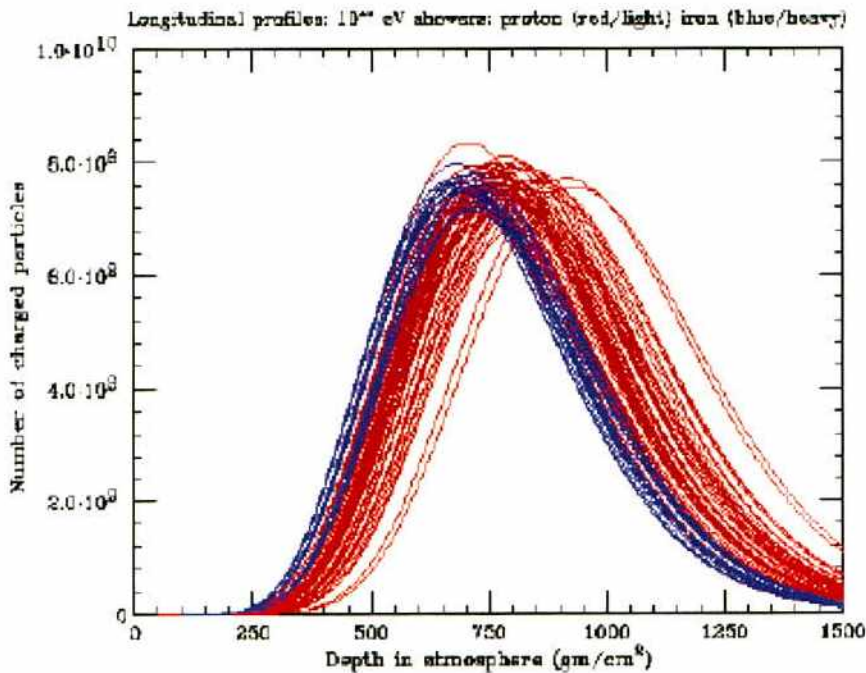


Figura 2.5: *Perfiles longitudinales de lluvias simuladas ($\theta = 30^\circ$ y $E = 10^{19}$ eV), correspondientes a primarios de protón (en rojo) y de hierro (en azul). Las fluctuaciones en el punto de primera interacción afectan mucho más al desarrollo de las cascadas iniciadas por protones que aquellas iniciadas por hierros. Figura extraída de la referencia [20].*

A las energías de interés, las fluctuaciones presentes en la distribución lateral de partículas rondan en un 5 % para la componente electromagnética total y un 15 % para la componente muonica [9].

2.3 Detección de lluvias con el detector de superficie

El detector de superficie (SD) está constituido básicamente por un conjunto de tanques de radiación Cherenkov en agua, distribuidos espacialmente en forma regular dentro de un área de gran extensión. Cuando las partículas cargadas del perfil lateral de la lluvia ingresan a los tanques producen luz Cherenkov, la cual luego es colectada por un conjunto de tubos fotomultiplicadores (PMT's) alojados en el interior de los tanques. La cantidad de luz Cherenkov producido es proporcional al número de partículas y al camino que estas recorren en el agua. La lluvia viene registrada por el SD mediante un conjunto de

estaciones con distintas señales y tiempos de disparo. Utilizando la información de las distintas estaciones del SD (posición, tiempo de disparo y señal colectada) resulta posible reconstruir la geometría y la energía del rayo cósmico primario.

2.3.1 Reconstrucción de una lluvia con el detector de superficie

El primer paso para la reconstrucción de una lluvia con el SD consiste en determinar el punto de impacto de la cascada en el suelo. Esto se realiza utilizando el conjunto de todas las estaciones cuya señal integrada supera un determinado valor de umbral (como mínimo se requieren tres estaciones no colineales). Las coordenadas iniciales (x_{av}, y_{av}, z) que definen al punto de impacto, se calculan promediando las posiciones de las estaciones que participan del evento, con un peso proporcional a la señal colectada ^[9,32]:

$$x_{av} = \frac{\sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i}, \quad y_{av} = \frac{\sum_i w_i y_i}{\sum_i w_i} \quad (2.3)$$

en estas expresiones el par (x_i, y_i) corresponde a las coordenadas espaciales de la estación i-esima cuya señal es S_i . El factor de peso viene dado por $w_i = \sqrt{S_i}$

Una vez determinada la posición inicial del punto de impacto, el paso siguiente consiste en reconstruir la dirección del eje de la lluvia. En este punto es donde se utiliza la información temporal de las estaciones. Asumiendo que el frente de la lluvia es plano, el tiempo de disparo t_i correspondiente a la estación i-esima puede ser estimado como:

$$t_i = T_0 - \frac{u x_{av} + v y_{av} + \sqrt{1 - u^2 - v^2} z}{c} \quad (2.4)$$

donde u y v son los cósenos directores del eje y T_0 un parámetro libre (asociado con el tiempo de arribo del frente de la lluvia en el punto de impacto), c es la velocidad de la luz. Los tres parámetros desconocidos: u , v y T_0 , son hallados minimizando las diferencias entre los tiempos de disparo medidos por las estaciones y aquellos esperados (Δt_i) mediante un proceso de minimización de una función tipo χ^2 :

$$\Delta t_i = T_0 + \frac{u(x_i - x_{av}) + v(y_i - y_{av}) + \sqrt{1 - u^2 - v^2} z_i}{c} \quad (2.5)$$

donde la función a minimizar es:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\Delta t_i^2}{\sigma_i^2} \quad (2.6)$$

con σ_i la incerteza temporal del tiempo de disparo de la estación i-esima.

Una vez que la geometría ha sido reconstruida debe evaluarse la densidad de la señal a 1000 m del punto de impacto (S_{1000}). La elección de este punto yace en que, con una distancia fija entre tanques de 1500 m, la señal a 1000 m del eje de la lluvia es menos dependiente de las fluctuaciones lluvia a lluvia y de las incertezas en la reconstrucción. Esta señal se consigue ajustando la función del perfil lateral. Dicha función de densidad de señal vs distancia radial al eje de la lluvia viene dada por la función de NKG (Nishimura-Kamata-Greisen) ^[33,34]:

$$S_{(r)} = A \left[\frac{r}{r_c} \left(1 + \frac{r}{r_c} \right) \right]^{-\beta} \quad (2.7)$$

donde los términos A , r_c y β son dados por las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} A &= S_{1000} 3.47^{-\beta} \\ r_c &= 700 \text{ m} \\ \beta &= 2.4 - 0.9 (\sec(\theta) - 1) \end{aligned} \quad (2.8)$$

El ajuste del perfil lateral da un nuevo valor del punto de impacto y de S_{1000} . Se continúa iterando hasta llegar a la convergencia. Con el parámetro S_{1000} calculado se determina el parámetro S_{38} en base al método de intensidad constante $CIC(\theta)$ ^[35,36], a fin de corregir el valor de S_{1000} por efecto de la atenuación que introduce la atmósfera durante el desarrollo de la lluvia:

$$S_{38} = \frac{S_{1000}}{CIC(\theta)} \quad (2.9)$$

Como el S_{38} se encuentra bien correlacionado con la energía que ha sido determinada por el FD en aquellos eventos híbridos que han sido reconstruidos en forma independiente por ambos detectores, es posible establecer la relación entre este parámetro y la energía del rayo cósmico primario ^[36]:

$$E = 0.16 S_{38}^{1.06} \quad (2.10)$$

Los tanques Cherenkov tienen la propiedad de ser muy sensibles a los muones de la lluvia, ya que éstos los atraviesan totalmente ^[37] y a su vez, los modelos hadrónicos sub predicen la componente muónica. También hay una incerteza extra pues como se mencionó con anticipación, la componente muónica depende mucho de la composición química del primario ^[38] y no es posible deducir directamente la masa del primario en forma individual para cada lluvia. Son estas las razones por las cuales el *Observatorio Pierre Auger* calibra el arreglo de superficie, o sea al S_{1000} , con los telescopios de fluorescencia, en base a los eventos híbridos, con lo cual la calibración es independiente de las simulaciones.

2.4 Detección de lluvias con el detector de fluorescencia

La técnica de detección de fluorescencia atmosférica fue desarrollada por la universidad de Utah (EE.UU.), como una nueva técnica para la detección de lluvias de partículas originadas por rayos cósmicos de alta energía ^[39]. Esta técnica ha sido aplicada con éxito para desarrollar el detector *Fly's Eye* y su sucesor *HiRes*.

Básicamente el detector de fluorescencia (FD) consiste de una serie de colectores de luz (en la práctica PMT's), de pequeña apertura angular ($\sim 1,5^\circ$), dispuestos espacialmente sobre una estructura tipo panal de abeja con el objetivo de permitir una fina segmentación de una parte del cielo. Cuando una lluvia de partículas se desarrolla a cierta distancia del detector, es detectada como un punto de luz en movimiento con velocidad próxima a la de la luz. La intensidad del punto de luz debe poder emerger del fondo de fotones del cielo nocturno (originado por la luz de las estrellas, la polución artificial de luz debida al hombre, etc). De acuerdo a este esquema, la lluvia en su desarrollo dispara una serie de PMTs de manera ordenada, tanto en forma espacial como temporal. Como las direcciones puntuales de cada uno de estos PMTs son conocidas, al igual que las respectivas señales colectadas (forma, amplitud y tiempo), utilizando esta información resulta posible reconstruir la geometría de la lluvia y a posteriori su perfil longitudinal, para finalmente evaluar la energía del rayo cósmico primario.

2.4.1 Producción de fluorescencia atmosférica

Las partículas cargadas de una lluvia disipan en la atmósfera la mayor parte de su energía excitando y ionizando a las moléculas del aire. En este proceso de excitación, el nitrógeno atmosférico (N_2 y N_2^+) emite una radiación de luz llamada fluorescencia atmosférica, cuyo espectro de emisión se encuentra concentrado en la banda de 300 a 400 nm (una banda vecina a la de la luz ultravioleta). En dicho intervalo de longitudes de onda se encuentra alrededor del 82 % del total de la fluorescencia atmosférica emitida por el nitrógeno atmosférico (esto se debe a que allí están presentes las tres líneas principales del espectro: 337, 357 y 391 nm). En esta misma banda espectral la fluorescencia atmosférica producida por otros componentes de la atmósfera es despreciable ^[9,40].

Si bien el proceso de emisión de fluorescencia atmosférica es un mecanismo de baja eficiencia ($\sim 5 \times 10^{-5}$), la gran cantidad de partículas que posee una lluvia a las energías de interés ($>10^{17}$ eV), le confiere suma importancia a esta fuente de emisión. Una característica distintiva de la producción de fluorescencia atmosférica, es que la misma viene emitida en forma isotrópica y su intensidad es proporcional al número de partículas cargadas de la lluvia. El número de fotones de fluorescencia N_f , producidos por una cantidad de partículas cargadas N_e , al desplazarse una distancia espacial dl viene dada por ^[9].

$$dN_f = Y_f N_e dl \quad (2.11)$$

donde Y_f es la cantidad de fotones de fluorescencia producidos por una única partícula cargada por unidad de longitud (Fluorescence Yield). Esta cantidad es aproximadamente

constante y posee sólo una débil dependencia con la altitud (su valor medio es de 4,8 fotones / partícula / m en el intervalo de longitudes de onda comprendido entre 300 y 400 nm). Esto se debe a una compensación entre dos fenómenos: un incremento en la excitación del nitrógeno atmosférico, producido por un incremento en la presión - temperatura, se ve contrarrestado por las desexcitaciones debidas a un mayor número de colisiones con las moléculas del oxígeno atmosférico.

2.4.2 Producción de luz Cherenkov y dispersión atmosférica

Las partículas cargadas de la lluvia producen luz de fluorescencia atmosférica y también una cantidad significativa de fotones Cherenkov. La emisión de luz Cherenkov es anisótropa y se produce en la dirección de avance de la lluvia con una característica bien distintiva, el número de fotones Cherenkov para un estadio dado de la lluvia depende de los estadios previos de la misma y por lo tanto no es estrictamente proporcional al número total de partículas cargadas de la cascada. Su intensidad y distribución angular puede ser evaluada considerando la forma del espectro de energía y distribución angular de los electrones de la lluvia ^[9,40].

Tanto la luz de fluorescencia como la luz Cherenkov son afectadas por los mecanismos de dispersión atmosférica. Esto obliga a considerar los fenómenos de dispersión para establecer la correspondencia unívoca entre la cantidad de luz colectada por el detector y la cantidad de luz emitida en cada segmento de la lluvia. La luz de fluorescencia esencialmente se ve atenuada por los mecanismos de dispersión atmosférica, en cambio el rayo de luz Cherenkov (que avanza dentro de un cono en la dirección del eje de la lluvia) puede sufrir además una fuerte dispersión en la dirección del detector. Para ambas componentes, los dos mecanismos de dispersión dominantes son el molecular (dispersión Rayleigh) y el de aerosoles ^[9,40].

La dispersión molecular tiene origen en el hecho de que las moléculas del aire se comportan como centros dispersores de luz. A una dada longitud de onda resulta proporcional a la densidad del aire presente en el camino que siguen los fotones para arribar desde la lluvia hasta el detector. Como la distribución molecular del aire es bien conocida y a su vez poco variable con la estacionalidad, la dispersión molecular puede ser establecida con alto grado de precisión mediante el modelo Rayleigh. De acuerdo a este modelo la sección eficaz de dispersión posee una fuerte dependencia con la longitud de onda ($1/\lambda^4$), y una función de distribución angular con dos lóbulos fuertemente polarizados hacia atrás y hacia delante ($P(\theta) \propto 1 + \cos^2(\theta)$) .

En cambio la dispersión por aerosoles depende de la densidad de las partículas de materia que se encuentran suspendidas en la atmósfera y también del tamaño y tipo de dichas partículas, factores variables con la estacionalidad y con la localización espacial. El origen de los aerosoles se debe en parte a la polución natural y también aquella antropogénica. La sección eficaz de dispersión posee una débil dependencia con la longitud de onda ($1/\lambda$) y una función de distribución angular fuertemente polarizada hacia delante. Si bien existen modelos teóricos para describir este mecanismo, estos pueden aplicarse únicamente bajo condiciones muy particulares (atmósferas con baja densidad de aerosoles y

tamaño regular). A raíz de esto lo más adecuado es monitorear la atmósfera *in situ* durante cada noche de observación del FD y determinar cual es el contenido real de aerosoles presente en el volumen de atmósfera que observa el detector ^[41,42,43].

La atenuación atmosférica es caracterizada en función de las profundidades ópticas τ_m (para la componente molecular) y τ_a (para la componente de aerosoles). En el caso de poder despreciar los fenómenos de dispersión múltiple ^[4,40], la intensidad de luz colectada I que proviene de una fuente de intensidad I_0 resulta igual a:

$$I \propto I_0 \exp(-\tau_m - \tau_a) \quad (2.12)$$

donde cada término de la exponencial corresponde a la función de atenuación molecular y de aerosoles respectivamente. En el caso particular de que los aerosoles puedan considerarse esféricos y con una distribución espacial conocida resulta posible obtener una descripción analítica para la atenuación de aerosoles. Este modelo conocido como el modelo Mie ^[4,40] caracteriza la atenuación de aerosoles a través de dos parámetros: L_{Mie} (longitud de extinción horizontal) y H_{Mie} (altura de escala vertical).

Para el caso de lluvias registradas con un ángulo de visión (lluvia - detector) inferior a los 20° , la cantidad de luz Cherenkov colectada puede ser superior a la de luz de fluorescencia, por lo tanto la componente de luz Cherenkov debe ser evaluada correctamente a fin de poder sustraer su contribución de la señal total observada ^[44], y de este modo determinar cual es la componente neta de la luz de fluorescencia. La no-sustracción de la componente de luz Cherenkov puede dar lugar a un exceso en el valor calculado de energía de $\sim 25\%$ y un a un corrimiento de $\sim 50 \text{ g/cm}^2$ en la determinación absoluta de la posición del X_{max} ^[9].

2.4.3 Detección de la luz emitida por la lluvia

El conjunto de los vectores puntuales de los PMTs con señal define al denominado plano lluvia - detector (SDP), plano que pasa por el centro del detector y que contiene a la recta que define la dirección del eje de la lluvia. El tiempo de transito ΔT (tiempo requerido por el punto de luz para atravesar por el centro de un PMT) viene dado por:

$$\Delta T = \Omega \frac{R_p}{2c} \sec^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.13)$$

donde R_p es el parámetro de impacto de la lluvia (distancia de mayor aproximación entre el eje de la lluvia y el detector), θ es el ángulo de visión de la lluvia (ángulo formado por la dirección puntual del PMT y el eje de la lluvia en el plano SDP), Ω es el tamaño angular del PMT y c la velocidad de la luz. El tiempo de transito se encuentra ligado con una longitud espacial en el eje de la lluvia a través de un simple cambio de unidades:

$$l = c \Delta T \quad (2.14)$$

A modo de ejemplo consideramos una lluvia vertical que impacta a 10 km del detector, con PMTs de 1° de apertura y al menos uno de ellos con una señal de 523 ns de duración, en este caso el segmento espacial correspondiente en la lluvia para dicho PMT equivale a 175 m (esto corresponde a un intervalo de 20 g/cm^2 al nivel del *Observatorio Pierre Auger* ~1400 m).

La señal “ S_{signal} ” registrada por un PMT depende de un conjunto de factores. En primer lugar depende del número de partículas de la lluvia N_e , de la distancia a la lluvia r , de la sensibilidad del detector y del tiempo durante el cual se colecta la señal (ΔT). La sensibilidad de detector depende esencialmente del área efectiva del sistema colector de luz A (área del espejo) y de la eficiencia óptica del sistema ϵ (convolucion de la reflectividad del espejo, transmisibilidad del filtro UV, eficiencia cuantica del PMT, etc). Teniendo en cuenta estos parámetros el número de fotoelectrones colectados por un PMT puede ser expresado como ^[9,40]:

$$S_{\text{signal}} \propto \epsilon \frac{A N_e c}{4\pi r^2} \Gamma_{(r)} \quad (2.15)$$

donde el termino $\Gamma_{(r)}$ representa la atenuación atmosférica total (su dependencia con r es básicamente una exponencial decreciente).

Por otro lado el número de fotones debidos al fondo del cielo nocturno que colecta cada PMT en el mismo intervalo temporal de integración viene dado por:

$$B_{\text{noise}} \propto \epsilon A B \Omega \Delta T \quad (2.16)$$

donde Ω es el ángulo sólido subtendido por el PMT y B el flujo de luz debido al fondo de fotones del cielo nocturno ($B \sim 100 \text{ fotones / deg}^2 / \text{m}^2 / \mu\text{s}$). Como el PMT se encuentra desacoplado de la componente continua, únicamente registramos las fluctuaciones del fondo respecto a su valor medio (es decir que el ruido efectivo observado S_{noise} es la raíz cuadrada del valor medio B_{noise}). Teniendo en cuenta esta consideración y haciendo uso de las Ec. 2.15 y 2.16, la relación señal – ruido del PMT es ^[9,40]:

$$\frac{S_{\text{signal}}}{S_{\text{noise}}} \propto \frac{N_e c}{4\pi r^2} \sqrt{\frac{\epsilon A \Delta T}{B \Omega}} \Gamma_{(r)} \quad (2.17)$$

de acuerdo a esta expresión la relación señal – ruido es directamente proporcional al área del espejo colector de luz e inversamente proporcional al tamaño angular del PMT. Esta relación establece un fuerte criterio sobre las características del detector si se desea maximizar la relación señal - ruido, a fin de registrar lluvias de partículas muy distantes del FD (~25 km).

El detector es capaz de determinar cuando un PMT con señal merece ser considerado como un PMT con *trigger* y almacenar temporalmente su información para una

reexaminación a posteriori. El requerimiento consiste en que la altura del pulso supere un determinado valor de umbral, el cual es ajustado permanentemente para compensar las variaciones del nivel del fondo de luz del cielo, y de esta manera mantener la tasa de *trigger* de cada PMT a una frecuencia de ~ 100 Hz.

2.4.4 Reconstrucción de la trayectoria de la lluvia

El primer paso de la reconstrucción de una lluvia de partículas que ha sido registrada por el FD consiste en determinar el plano lluvia – detector (SDP). El SDP es el plano determinado por el eje de la lluvia y el punto sobre el cual se ubica el telescopio, y es hallado a partir de un proceso de minimización en el que participan todas las direcciones puntuales de cada uno de los PMT's que registraron al evento, pesados con la correspondiente señal colectada. La minimización es efectuada comparando las direcciones de estos PMTs con la esperada a partir de un plano inicial de prueba. El SDP es indicado especificando las coordenadas angulares $(\theta, \varphi)_{\text{sdp}}$ de su vector normal unitario. Simulaciones numéricas y estudios con disparos de láser han demostrado que la dirección del SDP puede reconstruirse con una excelente resolución angular de $\sim 0.20^\circ$ [9].

Habiendo reconstruido el SDP el siguiente paso de la reconstrucción consiste en hallar la dirección del eje de la lluvia y su punto de impacto en el suelo. Para esto es necesario especificar el parámetro de impacto R_p y el ángulo ψ (ángulo formado por la horizontal con el eje de la lluvia en SDP). Estos parámetros son indicados en la figura 2.6 a fin de ilustrar como es la geometría de una lluvia desde el punto de vista del FD.

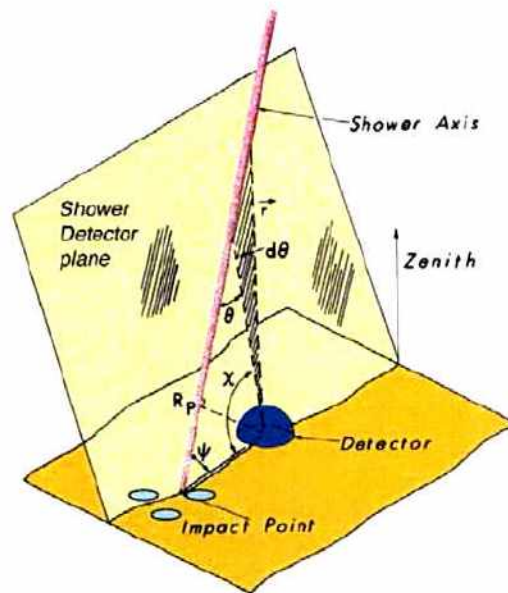


Figura 2.6: Geometría de una lluvia desde la óptica del detector de fluorescencia. El eje de la lluvia y el punto de impacto yacen dentro del plano SDP. Figura extraída de la referencia [45].

Como los tiempos de disparo t_i de los distintos PMTs son conocidos y también lo son sus direcciones angulares χ en el SDP, es útil la siguiente relación entre los parámetros a determinar [9,40]:

$$t_i = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\pi - \psi - \chi}{2}\right) \quad (2.18)$$

en esta expresión T_0 representa el tiempo para el cual el frente de la lluvia pasa por el punto de mayor aproximación al detector. Los tres parámetros buscados R_p , ψ y T_0 , son hallados minimizando una función tipo **CHI**²:

$$CHI^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(t_i - t_{obs i})^2}{\sigma_i^2} \quad (2.19)$$

donde $t_{obs i}$ es el tiempo medido por el PMT i-esimo y σ_i su correspondiente incerteza.

Si únicamente existe información del FD la minimización es realizada variando los tres parámetros a determinar en forma independiente. En este caso la reconstrucción se denomina monocular. La reconstrucción monocular en general suele tener problemas cuando la extensión de la longitud de la traza es muy corta (inferior a 15°), debido a que en esos casos suele ser dificultosa la observación de la curvatura en la función tangente. Esto sucede cuando el argumento de la tangente es inferior a 100° , si el argumento es superior a dicho valor, la curvatura puede ser observada aún con trazas cortas y por ende obtener una buena reconstrucción monocular (ver figura 2.7).

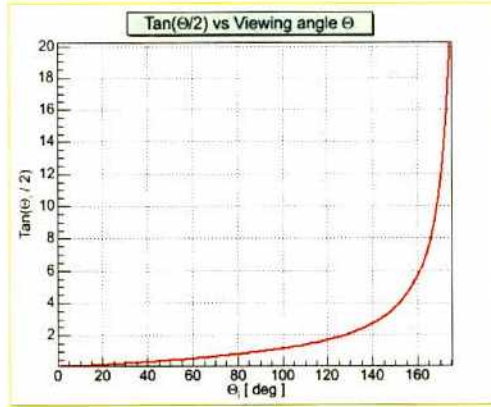


Figura 2.7: Dependencia de la función tangente. Trazas de corta extensión a ángulos inferiores que 100° no permiten observar la curvatura de la función tangente.

Cuando por la topología del evento la curvatura en la tangente no puede ser observada, una familia de curvas con distintos pares R_p y ψ pueden ser solución de la Ec. 2.19. Esta ambigüedad en la determinación de la geometría de la lluvias con la técnica monocular es esquematizada en la figura 2.8 (con alto grado de exageración) a fin de lograr una mayor comprensión del problema.

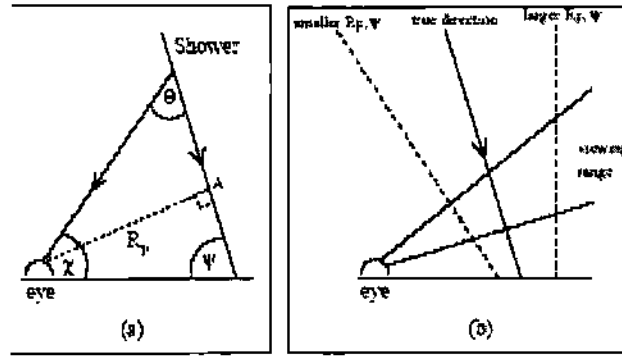


Figura 2.8: a) Reconstrucción geométrica del eje de la lluvia en el plano SDP. b) Ambigüedad en la reconstrucción geométrica del eje de la lluvia en casos donde la longitud de la traza es pequeña. Figura extraída de la referencia [41].

Esta degeneración en la determinación de la dirección del eje de la lluvia y por ende del punto de impacto en el suelo, puede ser evitada si se utiliza información extra en la reconstrucción. Para esto se requiere que el evento también haya sido detectado por al menos una estación del detector de superficie (evento híbrido) o bien por otro detector de fluorescencia (evento estéreo).

Para el esquema híbrido existen dos alternativas posibles y en ambas la idea es reemplazar el ajuste de tres parámetros libres por un ajuste donde sólo intervienen dos parámetros libres.

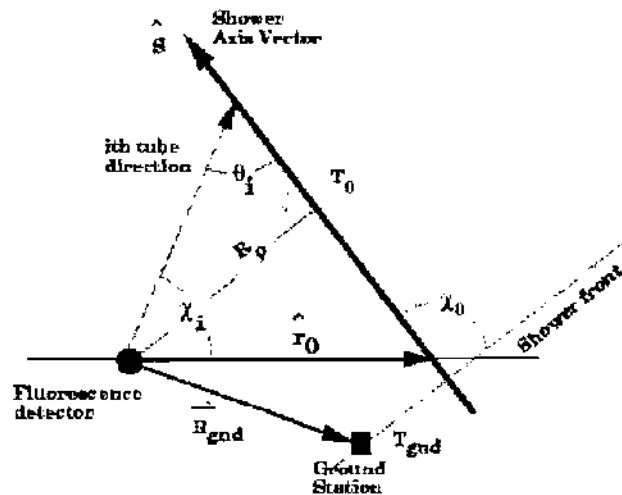


Figura 2.9: Esquema geométrico utilizado para interpretar la forma en la cual se realiza la reconstrucción híbrida. Figura extraída de la referencia [9].

En la primera alternativa esto se logra especificando al ángulo ψ en término de la dirección del eje de la lluvia y la información que provee la estación del detector de superficie utilizado ^[9]:

$$\psi = \pi - \cos^{-1}(r_0 \bullet S) \quad (2.20)$$

con r_0 el vector unitario que va del FD al punto de impacto de la lluvia y S el vector unitario que define la dirección del eje (ver figura 2.9).

La segunda alternativa consiste en especificar el tiempo T_0 a partir del tiempo de disparo de una estación del detector de superficie T_{gnd} ^[9]:

$$T_0 = T_{gnd} + \frac{R_{gnd} \bullet S}{c} \quad (2.21)$$

donde R_{gnd} es el vector que va del FD a la estación de superficie utilizada (ver figura 2.9). La última expresión asume que el frente de la lluvia es plano (una aproximación válida si la estación de superficie es cercana al punto de impacto de la lluvia ~400 m), en situaciones más realistas y generales la curvatura del frente de la lluvia ha de ser tomada en cuenta en este esquema de reconstrucción.

La minimización de una función tipo CHI^2 compuesta provee los parámetros R_p , ψ y T_0 que mejor ajustan la geometría de la lluvia:

$$CHI^2 = CHI_{SD}^2 + CHI_{FD}^2 \quad (2.22)$$

los términos indicados en la función CHI^2 son aportados por el FD (Ec. 2.19) y por el SD (Ec. 2.6).

Los dos métodos de reconstrucción híbrida son capaces de producir una excelente reconstrucción de la geometría de la lluvia, esto ha sido demostrado mediante simulaciones numéricas en la etapa de diseño del *Observatorio Pierre Auger* ^[9,41]. Los nombres que estos métodos reciben son, de restricción angular (el primero) y de restricción temporal (el segundo).

La alta resolución temporal alcanzada con la electrónica FADC (Flash Analog to Digital Converter) permite registrar la estructura de los pulsos de los PMTs (de ambos detectores) con pequeñas incertezas (~10 ns). Este es el motivo por el cual la colaboración *Pierre Auger* adoptó durante la etapa de diseño el segundo esquema como técnica de reconstrucción híbrida ^[9,41].

2.4.5 Reconstrucción del perfil longitudinal y energía de la lluvia

Una vez que la geometría de la lluvia ha sido reconstruida, el paso siguiente en la reconstrucción consiste en determinar el perfil longitudinal de la lluvia, para luego evaluar la energía de la partícula que origina a la cascada.

La señal colectada por cada PMT equivale a cierta cantidad de fotones en un segmento de la lluvia (ver Ec. 2.14 y 2.15), por lo tanto si invertimos la Ec. 2.15 podemos hallar el número de partículas de la lluvia N_e para el correspondiente segmento de la lluvia [9,40].

$$N_e = \frac{4\pi r^2}{\varepsilon A / \Gamma(r)} S_{signal} \quad (2.23)$$

En la práctica el perfil longitudinal es hallado a partir de un proceso iterativo, en el que se sustrae la componente total de la luz Cherenkov (Cherenkov directo, Cherenkov dispersado por Rayleigh y Cherenkov dispersado por Mie), siempre presente, en mayor o menor grado en la señal total colectada por el detector. En cada proceso de iteración el perfil longitudinal es ajustado con una función de *Gaisser - Hillas* [9,35]. Minimizando una función tipo CHI^2 se encuentran los parámetros libres de la función que dan el mejor ajuste del perfil longitudinal:

$$N_s = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{70}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{70} \right) \quad (2.24)$$

en esta expresión X representa la profundidad atmosférica y $N_{\max}$, $X_{\max}$ y X_0 los tres parámetros libres a determinar mediante el proceso de ajuste (número máximo de partículas, profundidad atmosférica del máximo y un parámetro de forma). En el proceso de iteración se asume inicialmente que toda la señal colectada es luz de fluorescencia, esto requiere que sean especificados valores iniciales en los tres parámetros libres de la *Gaisser - Hillas*.

Una vez que el perfil longitudinal de la lluvia ha sido reconstruido, la energía electromagnética de la cascada E_{em} es evaluada integrando el perfil longitudinal a lo largo de toda la extensión de la lluvia [9,40].

$$E_{em} = \frac{E_c}{\lambda_r} \int_0^{\infty} N_e dX \quad (2.25)$$

el termino E_c / λ_r es el cociente entre la energía crítica de un electrón y la longitud de radiación en aire ($E_c = 81 \text{ MeV}$ y $\lambda_r = 37,1 \text{ g/cm}^2$). Este valor de energía es el límite inferior de la energía del rayo cósmico primario.

Finalmente una corrección de $\sim 5\%$ sobre este valor de energía E_{cm} es efectuada para tener en cuenta la energía de la lluvia que no es visible por el detector (debida a los muones, neutrinos y hadrones). Así se obtiene la energía del rayo cósmico primario ^[9,46].

La principal ventaja de la técnica de fluorescencia es que “mide” la energía del rayo cósmico en forma independiente de los modelos hadrónicos. Además proporciona una medición directa del X_{max} lo cual es de suma importancia para los estudios de composición ^[47].

CAPÍTULO 3

El Observatorio Pierre Auger y su detector de fluorescencia

3.1 Introducción

El observatorio *Pierre Auger* fue diseñado para registrar con una estadística sin precedentes las lluvias de partículas originadas por los rayos cósmicos de mayor energía, $E \geq 3 \times 10^{18} \text{ eV}$ ^[9]. Las tres características de diseño esenciales que lo distinguen de otros detectores de rayos cósmicos son: una técnica de detección híbrida, gran apertura y cobertura completa del cielo.

La técnica de detección híbrida utiliza en modo complementario dos técnicas independientes de detección. La primera de ellas se basa en la detección de la fluorescencia emitida por el nitrógeno atmosférico durante el desarrollo longitudinal de la lluvia, mientras que la segunda técnica se basa en la detección de las partículas de la lluvia al nivel del suelo ^[9].

Las partículas de la lluvia al nivel del suelo son registradas utilizando detectores de radiación Cherenkov en agua posicionados entre sí a distancias regulares. Estos detectores conforman al denominado detector de superficie (SD). La fluorescencia atmosférica es registrada utilizando telescopios ópticos emplazados en el interior de edificios (u ojos) posicionados en puntos perimetrales del arreglo de superficie. El conjunto de estos telescopios conforma al denominado detector de fluorescencia (FD).

El SD es operativo al 100 % mientras que el FD es operativo bajo buenas condiciones climáticas (cielo despejado con poca cobertura de nubes) y baja contaminación lumínica (únicamente durante las noches con escasa luz de luna). A raíz de esto, el tiempo de funcionamiento del FD es un ~10 % del tiempo de funcionamiento del SD. Se espera entonces que al menos el 10 % de las lluvias detectadas sean híbridas. Las lluvias híbridas, tal como se indicó en el Cap. 2, son reconstruidas con mayor resolución y por lo tanto son útiles para efectuar la calibración cruzada en energía entre ambos detectores ^[9].

3.2 Localización del observatorio

El *Observatorio Pierre Auger* está diseñado para tener un sitio en cada hemisferio. El sitio sur se encuentra en las localidades de Malargüe y San Rafael (Prov. de Mendoza - Argentina), y en la actualidad su construcción se encuentra casi concluida. El sitio norte será construido en el Estado de Colorado (EE.UU.) con posterioridad a la construcción del sitio sur. La gran apertura del observatorio es lograda gracias al tamaño gigante del área de detección, $\sim 3000 \text{ km}^2$ en cada sitio y con ambos sitios se garantizará una cobertura completa del cielo. Una característica importante del observatorio sur radica en que gracias a los datos colectados, por primera vez comienza a ser posible el estudio detallado de la región del centro de la galaxia a grandes energías.

Las características más relevantes consideradas para definir la localización geográfica de los sitios son ^[9,48]:

- Latitud norte y sur comprendida entre 30° y 45° para tener una buena cobertura de todo el cielo.
- A $\sim 1400 \text{ m}$ sobre el nivel del mar, para maximizar la eficiencia de detección de lluvias de partículas originadas por rayos cósmicos con energías mayores a 10^{19} eV .
- Suelo esencialmente plano y con escasa vegetación dentro de un área de $\sim 3000 \text{ km}^2$, para permitir el montaje y el mantenimiento de los detectores de superficie.
- Clima seco con temperaturas moderadas, reducida cobertura del cielo, baja opacidad atmosférica por aerosoles, lejanía con fuentes artificiales de luz y contaminación humana, para permitir el funcionamiento del FD.
- Presencia de infraestructura, recursos humanos, etc, a fin de garantizar una rápida construcción y fácil operación durante un periodo de 20 años.

La construcción del sitio sur del *Observatorio Pierre Auger* comenzó en el año 2001 con la fase denominada *Arreglo de Ingeniería*. En mayo de ese año entró en operación el primer telescopio del FD en el cerro *Los Leones*, y tres meses más tarde comenzaron a funcionar 32 detectores de radiación Cherenkov cubriendo un área de 46 km^2 . Durante los 6 meses de funcionamiento del *Arreglo de Ingeniería* unos 80 eventos híbridos fueron detectados ^[49]. Esta etapa del experimento sirvió para que la colaboración *Pierre Auger* pudiese optimizar y solucionar un conjunto significativo de inconvenientes técnicos asociados con el montaje, operación, puesta a punto y estabilidad de ambos detectores. Paralelamente se dio comienzo al desarrollo de los algoritmos y programas de computación requeridos para el análisis de los eventos que comenzaban a ser registrados.

En la actualidad la construcción del sitio sur está casi concluida. Los 24 telescopios del FD han sido instalados y los cuatro ojos se encuentran en funcionamiento junto a un total de 1430 tanques de radiación Cherenkov del SD ^[50]. El funcionamiento del detector híbrido es estable y permite colectar en cada mes de observación un volumen de datos de

~10 GBytes. El estatus de avance en la construcción del observatorio sur, al 30 de septiembre de 2007, se indica en la figura 3.1.

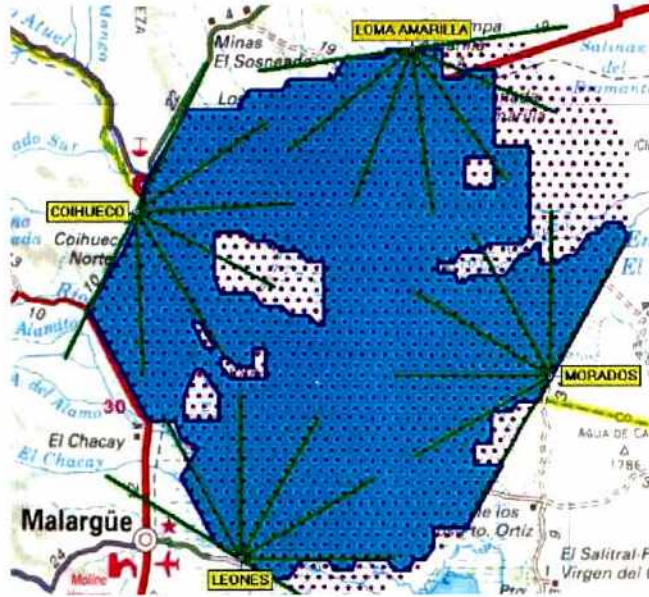


Figura 3.1: Status de la construcción del sitio sur del Observatorio Pierre Auger al 30 de septiembre de 2007. Los cuatro ojos de fluorescencia (Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla y Coihueco) son operativos junto a un total de 1430 detectores de radiación Cherenkov (indicados por el área sombreada en celeste). Figura extraída de la referencia [50].

3.3 El detector de superficie del observatorio Pierre Auger

El SD está constituido por un total de 1600 detectores de radiación Cherenkov en agua, estos detectores se encuentran posicionados a 1,5 km de distancia sobre una grilla triangular en un área de $\sim 3000 \text{ km}^2$.

3.3.1 Los detectores de radiación Cherenkov

Cada detector de radiación Cherenkov es un tanque de polietileno de 10 m^2 de superficie y 1,2 m de altura, con 12 toneladas de agua hiper pura depositada dentro de una bolsa confeccionada con un material altamente difusivo y reflectante (Tyvek). Parte de la luz Cherenkov producida por las partículas de la lluvia que ingresan al tanque, es registrada por tres PMTs de 9" que se encuentran posicionados en la tapa superior del tanque con su fotocátodo enfocando hacia el suelo [48,49]. Cada tanque posee su propia electrónica y sistema de comunicación, su alimentación es proporcionada mediante un sistema de baterías y paneles solares para otorgarle autonomía durante el tiempo de operación [48,49]. La sincronización temporal entre tanques es llevada a cabo mediante un sistema de tecnología GPS (Global Positioning System) que permite temporizar las estaciones con un *offset* conocido de 50 ns y una incerteza relativa de $\sim 8 \text{ ns}$ [49]. Como el *offset* es sistemático

y estable, es medido en el laboratorio para cada GPS antes de su instalación en un tanque, por lo cual no posee mayor significancia. La incerteza relativa fue medida con dos tanques emplazados uno al lado del otro (conocidos como Carmen y Miranda), a 11 m de distancia.

La señal colectada por los tres PMTs es procesada localmente mediante un sistema de conversión analógico - digital de alta velocidad que funciona a 40 MHz (FADC). Si un conjunto de detectores de radiación Cherenkov supera el *trigger* de primer y segundo nivel ^[49], la información de dichas estaciones se envía por radio a la estación central de procesamiento mediante un sistema de comunicación LAN (Local Area Network) ^[49,51]. Este *trigger* requiere de al menos 3 estaciones por encima del nivel de umbral, el cuál corresponde a una señal de al menos 3 VEM (el VEM es la señal producida en el tanque por un muón vertical ~ 100 fotoelectrones) ^[49].

Una representación esquemática de un tanque de radiación Cherenkov se muestra en la figura 3.2. En esta figura se indican las partes más importantes que constituyen al detector: tanque de polietileno, bolsa de Tyvek, PMTs, caja con la electrónica, baterías, paneles solares, antena del sistema GPS y antena de comunicaciones.

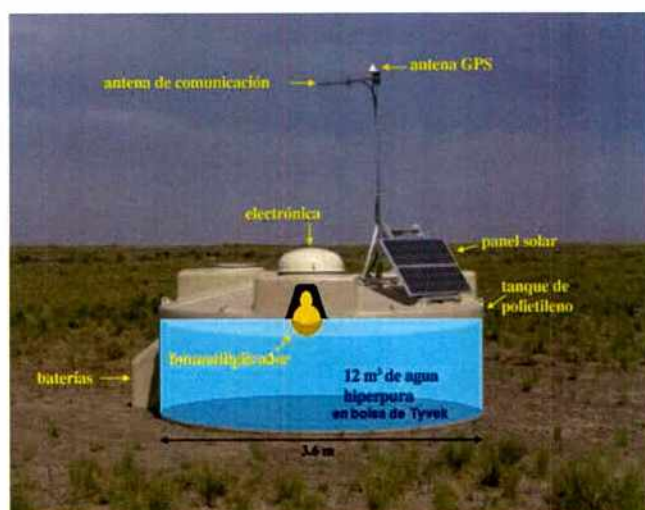


Figura 3.2: Esquema del tanque de radiación Cherenkov

3.3.2 La calibración del detector de superficie

La unidad de medida de la calibración de los tanques de radiación Cherenkov es el VEM (Vertical Equivalent Muon) que es la señal medida en el tanque al ser atravesado por un muón de incidencia vertical y central. Estos muones pueden ser distinguidos colocando un centellador sobre la tapa superior y debajo de la base del tanque y realizando una coincidencia. Este método sin embargo es impracticable por la cantidad de detectores de superficie del *Observatorio Pierre Auger*. La calibración debe ser automática y remota de forma tal de poder realizarla varias veces por día por tanque. Los primeros experimentos de calibración tendientes a implementar este tipo de calibración fueron realizados en el Laboratorio Tandar con su prototipo de escala 1:1 (ver figura 3.3).



Figura 3.3: El tanque prototipo del Laboratorio Tandar.

El Observatorio Pierre Auger usa como calibración de sus detectores de superficie las señales que producen los muones del fondo atmosférico al atravesar el tanque ^[37,49,52]. Estos muones inciden sobre la superficie de la tierra con un flujo proporcional a $\cos^2\theta \times \sin\theta$ y se ha demostrado ^[37] que la señal recolectada en los tanques es sólo proporcional a la longitud de la traza del muón al atravesar el tanque, independiente de la dirección de arribo. Esto se debe a la reflectividad difusa del Tyvek y a la presencia de tres fotomultiplicadores emplazados simétricamente en la tapa del tanque. El histograma de los muones atmosféricos presenta un pico desplazado un 10% con respecto al pico VEM (ver figura 3.4), un valor que permanece estable a lo largo del tiempo, no dependiendo por ejemplo de la calidad del agua. Dicho histograma puede ser excelentemente simulado considerando solamente el conjunto de trazas producidas por los muones de fondo y convolucionando cada traza con la distribución de cargas recolectadas por un VEM renormalizada a la longitud de la traza en cuestión. La distribución del VEM tiene en cuenta los procesos estadísticos (creación de luz Cherenkov en el agua, absorción, foto conversión, y fluctuaciones en la ganancia del fototubo).

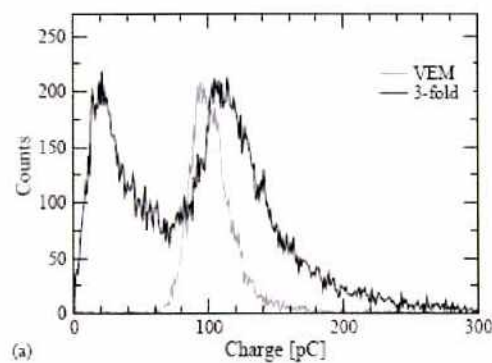


Figura 3.4: Histograma de espectro de carga de muones de fondo atmosférico (negro) y del VEM (gris) en el detector prototipo del Laboratorio Tandar. El (pseudo) pico de la izquierda se debe a muones con cortas trazas en el tanque, electrones y ruido electrónico. Figura extraída de la referencia [37].

Estos experimentos permitieron fundamentar la calibración remota, automática y rápida del arreglo de superficie del *Observatorio Pierre Auger* que actualmente utiliza el SD ^[52].

3.4 El detector de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger

El FD esta constituido por un total de 24 telescopios que se encuentran alojados en el interior de cuatro edificios u ojos (en grupos de seis) sobre puntos perimetrales del SD. El campo de observación de cada ojo se encuentra entre $-1,7^{\circ}$ y $-30,3^{\circ}$ en elevación y 180° en azimut ^[48,49,53] (debido a que el campo de visión de cada telescopio cubre $28,6^{\circ}$ en elevación y 30° en azimut). Un espejo esférico de grandes dimensiones y una cámara con 440 PMTs hexagonales (de $1,5^{\circ}$ de apertura angular), posicionada en la superficie focal del espejo constituyen la parte básica del sistema óptico de colección de luz.

El desenvolvimiento longitudinal de la lluvia es registrado por el FD como un *spot* de luz moviéndose en el cielo. El *spot* es enfocado por la óptica del detector sobre la cámara de PMTs con un tamaño angular de $-0,5^{\circ}$ ^[54,55]. Si los PMTs con señal que superan cierto nivel umbral, poseen en la cámara una secuencia espacio-temporal, se procesan las señales con un sistema de conversión analógico – digital de 100 MHz y posteriormente se transfiere la información al sistema central de adquisición de datos (CDAS).

El CDAS combina la información de *trigger* de ambos detectores (SD y FD), estableciendo cuando el detector posee un *trigger* de tercer nivel. Este *trigger* establece los eventos híbridos seleccionados como buenos candidatos a lluvias de partículas.

Una representación esquemática de un telescopio del FD se indica en la figura 3.5. En esta figura se señalan las partes más relevantes del sistema óptico: apertura, espejo y cámara de PMTs, la trayectoria del *spot* de luz en el cielo y la que le infiere la óptica del telescopio son mostradas en la misma figura.

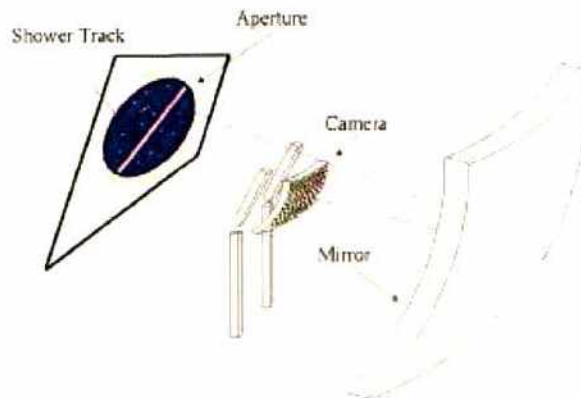


Figura 3.5: Esquema simplificado de un telescopio del FD. Figura extraída de la referencia [54].

Aparte de la óptica, el FD tiene asociada una electrónica que efectúa el procesamiento de las señales colectadas por los PMTs, almacenando en disco la información para el posterior procesamiento *off-line*.

El número total de telescopios del FD en cada ojo y su respectiva ubicación con respecto al arreglo de detectores del SD, fue definido durante la etapa de diseño del *Observatorio Pierre Auger* para optimizar el funcionamiento híbrido del detector. El requerimiento básico fue que a energías superiores de 10^{19} eV todas las lluvias con el punto de impacto dentro del arreglo de superficie fuesen detectadas en modo híbrido permitiendo además una buena reconstrucción del $X_{\max}$ de las lluvias.

El FD registra el perfil longitudinal de la lluvia y proporciona una medición independiente de la energía electromagnética de la cascada que como se mencionara en el Cap. 2 constituye una cota inferior a la energía del rayo cósmico. Por otro lado una buena reconstrucción del perfil longitudinal permite determinar correctamente la posición de $X_{\max}$, algo esencial para el estudio de la composición de los rayos cósmicos mediante técnicas como la del *elongation rate* ^[10,47]. Esto último es posible ya que la resolución del $X_{\max}$ es inferior a la diferencia esperada entre los valores medios del $X_{\max}$ entre primarios livianos y pesados, que según lo expuesto en el Cap. 2, para el caso de considerar protones y hierros, es de $\sim 100 \text{ g/cm}^2$.

Con el FD una resolución de $\sim 20 \text{ g/cm}^2$ en la determinación del $X_{\max}$ puede ser alcanzada si se reconstruye al perfil longitudinal con bajo error. Para esto es necesario que la geometría de la lluvia sea reconstruida con la menor incerteza posible (a ángulos cenitales grandes un error sistemático de $\sim 1^\circ$ en la dirección del eje de la lluvia puede introducir un *offset* de $\sim 20 \text{ g/cm}^2$ en distribución del $X_{\max}$).

3.4.1 La óptica del detector de fluorescencia

La óptica de los telescopios del FD es una óptica tipo *Schmidt* ^[48,49,56]. Esta óptica permite aumentar la apertura de cada telescopio sin que se pierda calidad en la imagen del *spot* de luz, eliminado mediante lentes correctoras, las aberraciones y distorsiones que de otro modo estarían presentes en el *spot* sobre el fotocatodo de los PMTs ^[56]. Los distintos componentes que conforman la óptica de los telescopios del FD son indicados con más detalle en la figura 3.6.

En base a consideraciones sobre la relación señal – ruido (relación entre el área del espejo y el ángulo sólido subtendido por cada PMT) ^[40,57], han sido establecidas las dimensiones óptimas de los componentes del sistema óptico de los telescopios que optimizan la calidad en el *spot* de luz con el menor costo económico posible.

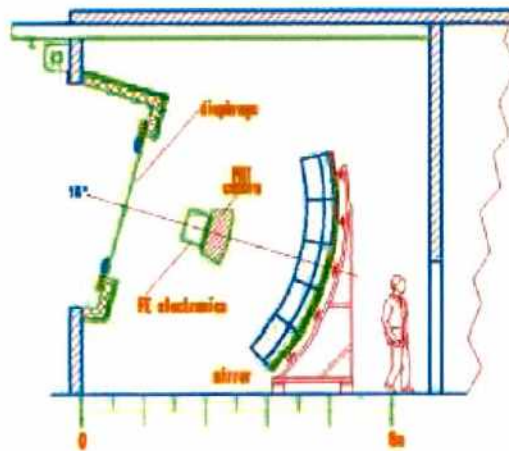


Figura 3.6: Esquema de un telescopio del FD. Figura extraída de la referencia [48].

Los elementos básicos de la óptica de cada telescopio pueden resumirse en: un filtro UV, un diafragma, anillos correctores, espejo y cámara de PMTs.

- El filtro UV se halla montado en el diafragma sobre su parte externa. Su función es filtrar la componente de luz de frecuencias que están fuera del espectro de la luz de fluorescencia atmosférica. Además opera como una ventana de protección que permite aislar todo el sistema del medio ambiente exterior.
- El diafragma posee un diámetro de 1,7 m y define el área por el cual ingresa la luz al telescopio. Los anillos correctores poseen un radio interno de 0,85 m y como se mencionó, su función es corregir el efecto de las aberraciones esféricas sobre el *spot*, limitando su dimensión en la cámara de PMTs a $0,5^0$ [48,49,58]. Si el *spot* fuese mayor a las dimensiones de un único PMT se produciría un incremento del ruido debido a la suma de las componentes del ruido de los PMTs adyacentes.
- El espejo es esférico, posee un radio de curvatura de 3,4 m y una distancia focal de 1,743 m. La forma del espejo es de tipo cuadrada, con dimensiones de $3,5\text{ m} \times 3,5\text{ m}$. Esta compuesto por un total de entre 20 y 40 segmentos cuadrados o hexagonales que se montan sobre una estructura mecánica rígida que oficia de soporte [58].
- La cámara esta constituida por un total de 440 PMTs hexagonales de $1,5^0$ de apertura angular. Los PMTs están ubicados sobre una estructura tipo panal de abeja que se encuentra posicionada en la superficie focal del espejo.

3.4.1.1 El filtro UV

Para reducir la intensidad de luz colectada que es originada por el fondo de fotones del cielo nocturno, y cuyas componentes poseen longitudes de onda fuera del intervalo de la luz de fluorescencia (300 nm – 400 nm), es que se emplea en la óptica del telescopio un filtro de transmisión UV. El filtro se encuentra posicionado sobre el diafragma del

telescopio y actúa además como una ventana que aísla y protege al resto de los componentes del medio ambiente exterior. El filtro utilizado es el MUG-6 de la firma comercial *Schott-Desag* ^[49,58,59], de 32 mm de espesor, el cual es óptimo por poseer un ancho de banda que se superpone al del espectro de la fluorescencia atmosférica. La curva de transmisión posee un pico del 85 % a una longitud de onda de 350 nm que disminuye hasta un ~20 % a longitudes de onda cercanas a los 300 y 400 nm ^[58,59]. La reducción efectiva del ruido colectado por la presencia del filtro UV es de un factor ~2 ^[58].

En la figura 3.7 se muestra una fotografía del filtro UV donde se aprecia la estructura mecánica de sujeción para el montaje de cada bloque del filtro. Esta estructura permite el montaje del sistema al diafragma del telescopio.

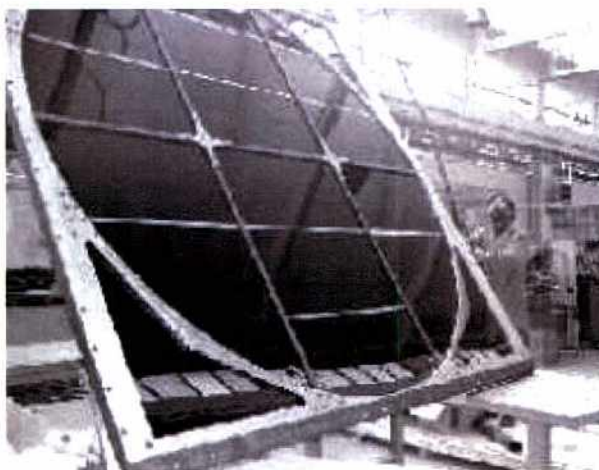


Figura 3.7: Filtro UV utilizado en la óptica de los telescopios del FD. Figura extraída de la referencia [58].

3.4.1.2 El espejo

El espejo está constituido por piezas más pequeñas de forma cuadrada o hexagonal. Los segmentos de forma cuadrada son de producción alemana y han sido confeccionados maquinando una aleación especial de aluminio que posteriormente fue recubierta con una capa protectora de Al_2O_3 . En cambio, los segmentos de forma hexagonal son de origen checo y han sido confeccionados maquinando y puliendo vidrio de alta calidad, el que posteriormente fue aluminizado y recubierto con una capa protectora de SiO_2 ^[49,58,60]. El índice de reflectividad en ambos espejos es muy alto, de ~90 %.

Una estructura metálica con curvatura esférica permite el montaje, la sujeción y el ajuste de los segmentos que conforman al espejo. El mecanismo permite que cada pieza segmentada pueda ser ajustada 1 cm, en forma horizontal y/o vertical logrando así un ajuste angular de $\pm 2,5^\circ$, lo cual es necesario para una correcta alineación del sistema. Uno de los espejos utilizados en la etapa de prototipo del FD se muestra en la figura 3.8, donde se aprecian los segmentos cuadrados y hexagonales anteriormente descriptos.



Figura 3.8: Segmentos de aluminio (forma cuadrada) y segmentos de vidrio (forma hexagonal) utilizados en los telescopios del FD. Figura extraída de la referencia [60].

3.4.1.3 La cámara

La cámara del telescopio está formada por un total de 440 PMTs distribuidos en una estructura tipo panel de abeja. La estructura panel de abeja es provista por una estructura mecánica que permite el montaje de los PMTs (ver Fig. 3.9). Esta estructura ha sido construida mecanizando un bloque macizo de aluminio de $94\text{ cm} \times 86\text{ cm}$ y 6 cm de espesor. Su forma es esférica, con un radio de curvatura de $\sim 1,7\text{ m}$, a fin de satisfacer las necesidades de la óptica *Schmidt*. Los 440 PMTs hexagonales, de $1,5^\circ$ de apertura angular, son distribuidos en 20 columnas y 22 filas, de este modo proporcionan un campo angular resultante de 30° en azimut y $28,6^\circ$ en elevación [49,58,61].

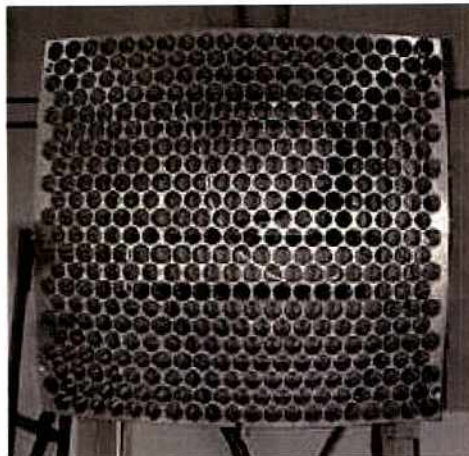


Figura 3.9: Estructura mecánica donde se ubican los 440 PMTs. Figura extraída de la referencia [58].

Cada PMT se encuentra circundado por una versión simplificada de los *conos de Winston* [9,40,49] para maximizar la colección de luz y garantizar una suave transición del

spot durante el pasaje de un PMT a otro. Este dispositivo llamado Mercedes (ver Fig. 3.10) está constituido por tres brazos de mylar revestidos con una capa delgada de aluminio. La geometría de las Mercedes es tal que dos brazos consecutivos forman entre sí ángulos de 120° [61].

Un total de seis Mercedes son necesarias para formar un hexágono y cubrir los vértices de cada PMT. Las Mercedes se ubican con los bordes reflectantes mirando hacia la zona sensible de cada PMT (fotocátodo).

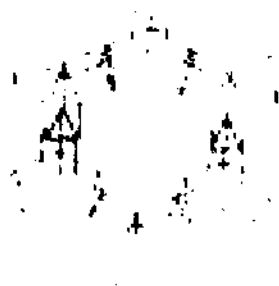


Figura 3.10: Forma en que se ubican las Mercedes. Seis de ellas forman un hexágono y permiten circundar a un PMT. Figura extraída de la referencia [58].

Las propiedades de estos colectores de luz han sido estudiadas por miembros de la colaboración utilizando luz con longitudes de onda entre 300 - 400 nm, y con una imagen similar a la que produce el *spot* de luz que forma el sistema óptico [19]. El aumento de la eficiencia de colección de luz al utilizar las Mercedes se observa en la figura 3.11. Claramente sin colectores de luz la eficiencia en los bordes de cada PMT llega al 50 %, mientras que con las Mercedes la eficiencia de colección es incrementada a más del 90 % [58,61].

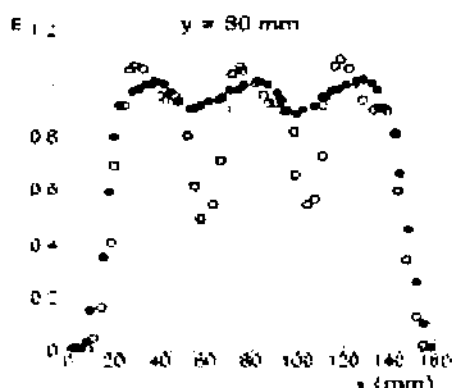


Figura 3.11: Eficiencia de la colección de luz de una fila con tres PMTs adyacentes. Dos casos posibles se indican, con Mercedes (círculos llenos) y sin Mercedes (círculos abiertos). Los mínimos corresponden a la zona de transición entre PMTs. Figura extraída de la referencia [58].

Los PMTs utilizados son *Photonis XP3062* de la marca comercial *Philips* ^[49,58,62]. Poseen un fotocátodo bialcalino semi – transparente con su máxima eficiencia cuántica en los 420 nm, el rango de operación del PMT se halla entre 300 y 650 nm ^[58,62].

Los PMTs fueron seleccionados requiriendo linealidad a impulsos variables dentro de algunas centenas de nano segundos y algunos micro segundos, evitando la saturación con señales de $\sim 10^5$ fotoelectrones. Un total de ocho dínodos aseguran una ganancia nominal de $\sim 5 \times 10^4$ que es constante dentro de un 2 %. La apertura angular adoptada para los PMTs es el resultado de un compromiso entre la resolución deseada para el perfil longitudinal, la relación señal – ruido, la simplicidad de construcción, montaje de las cámaras y el costo económico.

Para evitar la acumulación de polvo sobre la superficie activa de los PMTs (por atracción electrostática) el fotocátodo esta polarizado a masa. De esta forma se logra reducir significativamente la corriente de fuga de los PMTs ^[54,58,62].

En la figura 3.12 se muestra una fotografía de la óptica del primer telescopio de fluorescencia instalado en sitio sur del *Observatorio Pierre Auger* durante la fase del *Arreglo de Ingeniería*. Se distingue claramente el diafragma con las lentes correctoras, el espejo y la cámara de PMTs.

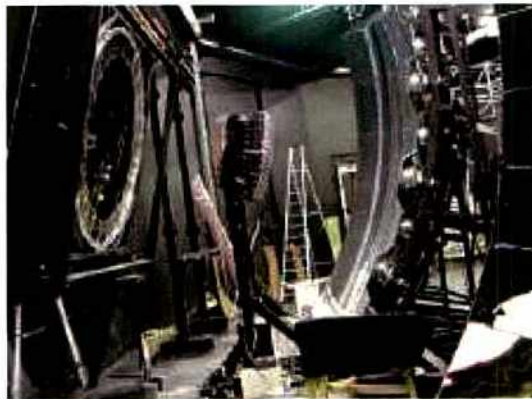


Figura 3.12: Detalle del primer telescopio de fluorescencia instalado en el Observatorio Pierre Auger (Los Leones). Figura extraída de la referencia [53].

3.4.2 La electrónica del detector de fluorescencia

La electrónica de los telescopios del FD comienza en los PMTs de las cámaras y finaliza con la PC que controla al ojo. Los distintos estadios asociados con la cadena de lectura y procesamiento de las señales que generan los PMTs es dada a continuación.

3.4.2.1 Formación de la señal en los PMTs

La señal producida por cada PMT posee una forma trapezoidal y su duración temporal puede variar desde algunas centenas de nano segundos hasta algunos micro

segundos ^[54]. La duración temporal de la señal depende exclusivamente de las características geométricas de la lluvia con relación al detector, en cambio su intensidad depende de las dimensiones de la lluvia y de la distancia a la cual es observada.

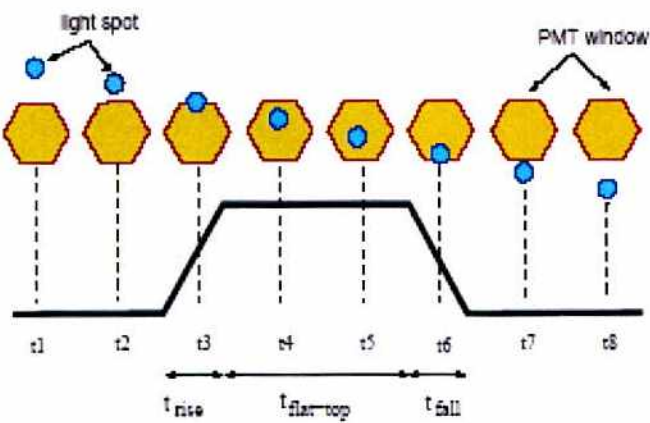


Figura 3.13: Formación de la señal en un PMT. Figura extraída de la referencia [54].

En la figura 3.13 se muestra la forma de la señal en función del ingreso, permanencia y salida del *spot* de luz del campo de visión de un PMT. Como el tamaño del *spot* es $\sim 1/3$ del campo de visión de cada PMT, el tiempo de duración de crecimiento y decrecimiento de la señal es $\sim 1/3$ del tiempo durante el cual la señal permanece constante. Es decir que la duración temporal del incremento y decremento insume $\sim 1/5$ del tiempo total de la señal.

La señal en intensidad puede variar desde un mínimo de 2,7 fotoelectrones/100 ns hasta un máximo de 98×10^3 fotoelectrones/100 ns, estos valores corresponden a corrientes en el fotocátodo de 4,8 pA y 157 nA respectivamente. Considerando una ganancia nominal 5×10^4 , esas corrientes catódicas producen al ánodo intensidades que varían entre un mínimo de 250 nA y un máximo de 4,7 mA.

Como se indicó en el Cap. 2, las fluctuaciones del fondo de fotones respecto a su valor medio originan el ruido que se superpone a la señal de luz que llega desde la lluvia. En valor medio el fondo de fotones produce 2,7 fotoelectrones/100 ns, esto equivale a una corriente anódica de 250 nA. La corriente debida al ruido que introduce la electrónica es inferior al 10 % ^[54].

3.4.2.2 La electrónica de lectura

La cadena electrónica implementada en los telescopios del FD esta constituida básicamente por cuatro componentes ^[49,55,63]: la unidad de *head electronics*, la electrónica del *front-end*, la *mirror-pc* y la *eye-pc*. En la figura 3.14 se muestra un esquema de la arquitectura empleada en la cadena electrónica del FD.

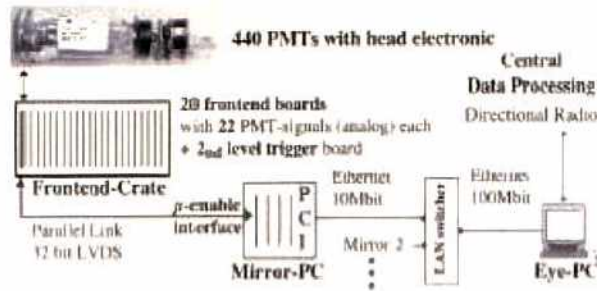


Figura 3.14: Esquema de la electrónica de un telescopio del FD. La cadena comienza en los PMTs y finaliza en la PC del ojo. Figura extraída de la referencia [55].

Las funciones básicas de los componentes más relevantes de la cadena electrónica son:

- Tarjeta de la *head electronics*. Se encuentra montada en la misma base de cada PMT, permite polarizarlo, convertir y preamplificar la señal de salida, además de monitorear la corriente anódica.
- Tarjeta del *front-End*. Se encuentra montada sobre la misma estructura mecánica de la cámara, permite filtrar, amplificar, procesar y memorizar las señales de los PMTs.
- *Eye-PC*. Efectúa el monitoreo y análisis *on-line* de los datos que provienen de las seis PCs que controlan la actividad de cada uno de los telescopios del ojo. Es responsable de decidir cuando la información de un evento debe ser transferida al sistema central de adquisición de datos.

3.4.2.3 Head Electronics

La HE (Head Electronics) está constituida por dos PCBs (Printed Circuit Board) circulares de 32 mm de diámetro, interconectados y posicionados en la misma base del PMT. El primer PCB contiene el divisor de tensión encargado de polarizar los correspondientes dinodos del PMT. Mientras que el segundo PCB contiene un circuito integrado monolítico que envía la señal del PMT a la tarjeta de la *Analog Board* utilizando un par de cables trenzados, además del sistema de lectura necesario para monitorear la componente continua de la corriente anódica.

a) La red de polarización

La red de polarización utilizada es una red activa. Emplea tres transistores bipolares para estabilizar el potencial de los últimos tres dinodos, garantizando la linealidad de la respuesta del PMT cuando la corriente anódica es intensa. La red activa mantiene la ganancia dentro de un 2 % y consume la mitad de la potencia eléctrica demandada por una red pasiva ^[54].

b) Señal de excitación

La corriente que proviene del PMT es desacoplada de la componente continua y convertida en un impulso de tensión a través de una resistencia de carga de $\sim 500 \Omega$. La señal es introducida a una configuración diferencial mediante una red resistiva simétrica para rechazar el ruido en modo común que proviene de la baja y alta tensión. Un circuito integrado monolítico actúa como excitador de la tarjeta *Analog Board* ^[54].

c) Monitoreo de la corriente anódica

Un dispositivo acoplado en forma opto-electrónica (independiente de la cadena electrónica de lectura de la señal), permite monitorear la componente continua de la corriente anódica de cada PMT. De esta forma se controla el valor máximo de corriente protegiendo su vida útil. La resolución alcanzada con este dispositivo es de 0,4 nA ^[54].

d) El pulso de prueba

Un pulso de tensión generado externamente permite emular la señal que proviene de cada PMT inyectando una corriente en el mismo nodo en que lo hace el PMT. Este dispositivo es útil para probar la respuesta completa de la cadena electrónica ^[54].

3.4.2.4 Distribution Board

La DB (Distribution Board) efectúa la interconexión modular de la cámara con el *crate* del *Front-End*. Distribuye los potenciales de alta y baja tensión, las señales provenientes de las unidades de la HE y la señal de prueba. Posee un sistema para compensar las fluctuaciones en la tensión de alimentación ^[54].

3.4.2.5 La tarjeta analógica del Front-End

La tarjeta analógica del *Front-End* (FEB-AB) tiene por función conformar la señal que proviene de la HE antes del proceso de digitalización. Las funciones básicas del *Front-End* analógico pueden sintetizarse en los siguientes ítems:

- Recibe la señal de la unidad HE.
- Controla la ganancia de cada canal.
- Adapta el rango dinámico de 15 bits a los 12 bits que necesita el FADC.
- Proporciona el filtro *anti-aliasing* que permite eliminar errores en la reconstrucción de la señal.
- Efectúa la medición de la corriente anódica.

Cada tarjeta posee 22 canales de modo que un total de 20 tarjetas son requeridas para efectuar la lectura de toda la cámara.

La ganancia de los canales puede ajustarse a través de potenciómetros y de esta forma compensar las diferencias entre las ganancias de los PMTs, sin tener que recurrir a modificar individualmente el alto voltaje en cada uno de ellos.

La compresión del rango dinámico de 15 bits a 12 bits se realiza mediante dos canales de amplificación, uno de alta y otro de baja ganancia. El canal de baja ganancia constituye el denominado canal virtual. En este canal se aplica la suma de las señales relativas de 11 PMTs no adyacentes de una misma columna. Las ganancias de los dos canales mencionados son de 27 y 0,83 respectivamente, con lo cual la ganancia relativa es de 32. El canal virtual sirve para recuperar las señales de los PMTs que producen saturación en el canal normal de alta ganancia. Una característica del canal virtual es que el nivel de ruido viene incrementado en un factor de $\sim 3,3$.

Un filtro *anti-aliasing* limita el ancho de banda para permitir a posteriori una correcta reconstrucción del pulso original. El filtro utilizado es uno de Bessel de 3^{er} orden con una frecuencia de corte de 1,5 MHz. Si bien el filtro no distorsiona la señal le adiciona un retardo temporal [54].

El *Front-End* incluye los convertidores ADC de 16 bits para la lectura de la corriente de monitoreo anódica proveniente de la unidad de HE. También incluye el sistema que genera la señal de prueba que emula a los PMTs y los impulsos que permiten probar el *trigger* de segundo nivel. El dispositivo implementado actualmente permite probar al mismo tiempo toda la cámara produciendo, si se lo desea, distintas configuraciones de *patterns*. En la figura 3.15 se indica el diagrama en bloques de la cadena electrónica. Se observa (de izquierda a derecha), el PMT, la HE, la DB y el FEB-AB. La salida del FEB-AB se conecta a los conversores del FADC. La compresión del rango dinámico se encuentra en la parte superior del FEB-AB y es indicada por los amplificadores de alta (G-High) y baja ganancia (G-Low).

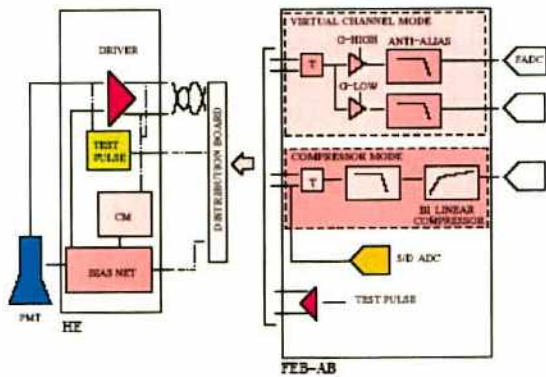


Figura 3.15: Diagrama de la cadena electrónica analógica. PMT (izquierda), Head Electronic (al centro) y Front-End (derecha). Figura extraída de la referencia [54].

3.4.3 El trigger del detector de fluorescencia

El sistema de *trigger* del FD se encuentra implementado dentro de una lógica FPGA (Field Programmable Gate Generator), a modo de permitir alta flexibilidad, fácil operación, mantenimiento y reducido costo económico. El sistema del *trigger* está dividido básicamente en tres niveles. El primer nivel de *trigger* esta localizado en la tarjeta del *Front-End* y decide el estado de cada PMT (*on/off*). El segundo nivel de *trigger* identifica *patterns* de PMTs en las cámaras y el tercer nivel de *trigger* rechaza por *software* eventos constituidos por trazas de PMTs que no poseen una secuencia temporal ^[49,55,63].

3.4.3.1 El primer nivel de trigger

El procesamiento del primer nivel de *trigger* requiere que sea almacenada la información de umbral de disparo y el estatus del PMT en una memoria convencional de 32Kx10 SRAMs (Static Random Access Memory). El espacio de cada RAM se halla dividido para que pueda trabajar como un *buffer* circular de memoria, almacenando temporalmente los valores del FADC correspondiente a los últimos 100 μ seg ^[63].

El *trigger* de primer nivel es efectuado mediante cuatro FPGAs, donde cada uno de estos FPGA controla un total de seis canales. Los valores del FADC son integrados promediando como mínimo las últimas 10 muestras temporales. Posteriormente el *trigger* es buscado mediante una coincidencia temporal programable cuando el promedio mencionado supera un determinado valor de umbral. La frecuencia de *trigger* obtenida a este nivel es de ~ 100 Hz / PMT ^[55,63].

3.4.3.2 El segundo nivel de trigger

La señal de *trigger* de primer nivel generada por cada canal en el *Front-End* es leída a continuación por la tarjeta del segundo nivel de *trigger* a intervalos de 1 μ seg. En este nivel de *trigger* el criterio de decisión se basa únicamente en consideraciones geométricas. *Patterns* de 4 o 5 PMTs adyacentes con *trigger* de primer nivel son buscados dentro de un determinado intervalo de tiempo (programable entre 1 μ seg y 32 μ seg). Los PMTs con *trigger* de primer nivel en la cámara son leídos en 10 ciclos a medida que una matriz de 22 filas y 6 columnas *escanea* la cámara (trasladándose de a dos columnas por ciclo). Durante el *escan* los *patterns* son evaluados con un algoritmo de búsqueda y reconocimiento analizando las trazas de los PMTs (ver Fig. 3.16 a la izquierda) ^[55,63].

El algoritmo de búsqueda tiene en cuenta las posibles topologías básicas de los *patterns* (ver Fig. 3.16 a la derecha). Los demás *patterns* pueden ser creados mediante transformaciones de simetría a partir de estos mediante rotaciones y reflexiones.

Si existe *trigger* de segundo nivel la tarjeta del *Front-End* pasa a la siguiente página de memoria y posteriormente tanto la PC del ojo como la de los espejos adyacentes son

notificadas de esto. Es en este momento cuando el tiempo del evento es almacenado. La frecuencia de *trigger* alcanzada a este nivel es de $\sim 1\text{Hz}$ / telescopio ^[55,63].

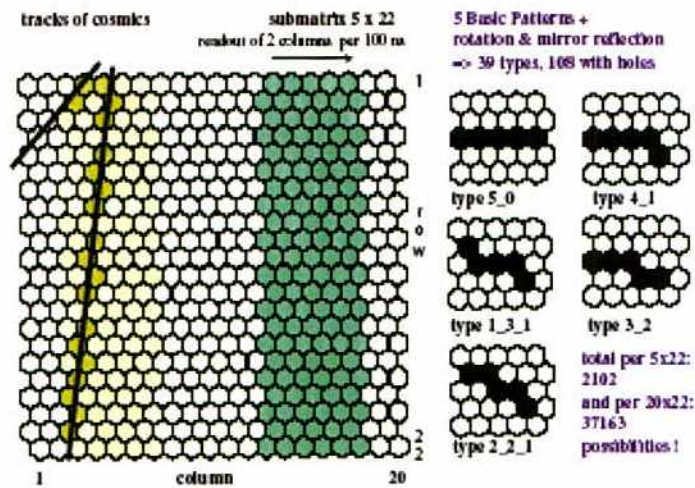


Figura 3.16: Esquema implementado para buscar los patterns de PMTs en la cámara (izquierda) y patterns básicos requeridos (derecha). Figura extraída de la referencia [55].

3.4.3.3 El tercer nivel de trigger

El *trigger* de tercer nivel es un *trigger* de *software* que utiliza la estructura temporal de los PMTs en la cámara para decidir cuando un evento corresponde a una posible lluvia, descartando de esta forma los *triggers* casuales. Este *trigger* opera en la PC del telescopio, la cual corre sobre una plataforma *Linux* con procesador de 233 MHz y sin disco fijo a fin de evitar su inevitable desgaste. La frecuencia de *trigger* obtenida a este nivel es de 0,01 Hz / telescopio ^[55,63].

3.4.3.4 El sistema de control

Los eventos que tienen *trigger* de tercer nivel son enviados a través de un primer LAN (Local Area Network) a la PC del ojo. Esta PC controla eventuales coincidencias entre telescopios adyacentes y almacena temporalmente a disco los eventos aceptados, hasta el momento en que estos son enviados al CDAS. Por otro lado la PC del ojo controla a través de un segundo LAN toda la parte del sistema del *slow control* de los telescopios. Utilizando una segunda LAN se evitan problemas con el tráfico de la información entre los datos que envían los telescopios y aquellos que corresponden al *slow control* ^[55].

3.4.4 La calibración del detector de fluorescencia

La correcta reconstrucción de los perfiles longitudinales de las lluvias puede ser efectuada si el detector ha sido previamente calibrado. Para esto es necesario conocer como

es la respuesta y estabilidad de cada componente que forma parte del detector. Con este fin la colaboración *Pierre Auger* estableció un conjunto de rutinas destinadas a monitorear las propiedades de: la atmósfera, respuesta óptica y cadena electrónica de todos los telescopios del FD.

3.4.4.1 Calibración relativa de los telescopios de fluorescencia

La calibración relativa de los telescopios del FD permite monitorear posibles variaciones temporales en la respuesta de los distintos elementos que conforman la óptica y electrónica del sistema. Para esto el sistema de calibración implementado evalúa la respuesta del diafragma, el filtro UV, los anillos correctores, el espejo, los colectores de luz, los PMTs y toda la cadena electrónica, en distintos niveles del sistema y a varias longitudes de onda ^[64,65].

El sistema de calibración está constituido por una fuente de luz pulsante (lámpara de Xenón) que produce pulsos con una duración de $\sim 1 \mu\text{seg}$. Los pulsos de luz son aplicados en distintas partes de la óptica del telescopio mediante difusores acoplados a las fuentes mediante fibras ópticas. Cada telescopio posee dos difusores en el diafragma, uno al centro del espejo y otros dos en la cámara (ver Fig. 3.17).

El difusor A (ubicado sobre el espejo) evalúa la estabilidad de la respuesta del sistema a partir de los PMTs de la cámara. El difusor B (ubicado a ambos lados de la cámara) evalúa la estabilidad del sistema a partir del espejo. El difusor C (ubicado a ambos lados del diafragma) evalúa la estabilidad del sistema a partir del diafragma del telescopio. Las mediciones efectuadas durante el *Arreglo de Ingeniería* en dos de los telescopios del ojo de *Los Leones*, han permitido establecer que las variaciones relativas de estos componentes son del $\sim 5\%$. Las calibraciones relativas se efectúan en forma rutinaria (con las persianas de los telescopios cerradas) al menos una vez por noche cada vez que el FD adquiere datos.

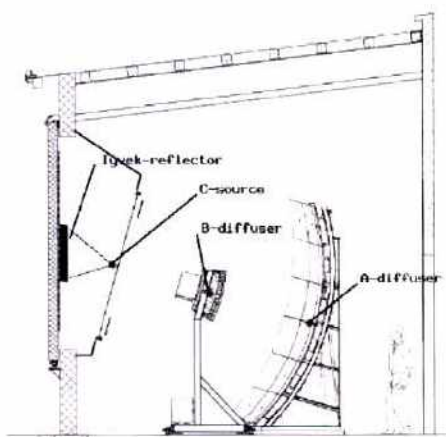


Figura 3.17: Calibración relativa de los telescopios. Los difusores de luz posicionados en los puntos A, B y C permiten evaluar variaciones temporales en las distintas partes de la óptica. Figura extraída de la referencia [65].

3.4.4.2 Calibración absoluta de los telescopios de fluorescencia

La calibración absoluta de los telescopios del FD tiene por función convertir el número de cuentas del FADC al número de fotones equivalentes en el diafragma. La conversión es efectuada para cada uno de los PMTs que conforman las cámaras de cada ojo [66,67]

El sistema de calibración absoluta implementado está constituido por una fuente luminosa pulsante, ubicada dentro de un dispositivo de geometría cilíndrica confeccionado con un material altamente difusivo y reflectante. Este dispositivo llamado *Drum* es posicionado externamente al centro del diafragma del telescopio durante la calibración (ver Fig. 3.18). El *Drum* proporciona una intensidad luminosa uniforme sobre la superficie del diafragma e ilumina toda la cámara del telescopio, de esta forma considera la respuesta de toda la cadena óptica - electrónica del telescopio [67,68].

Conociendo de manera absoluta el número de fotones a la salida del *Drum* resulta posible establecer la equivalencia entre estos fotones y el número de cuentas del *FADC* en cada PMT. Estos valores denominados *constantes de calibración* del telescopio, una vez conocidos, son almacenados en la base de datos del observatorio para su utilización durante el proceso de reconstrucción de eventos del FD. Las mediciones realizadas con los dos telescopios del FD de *Los Leones* durante la etapa del *Arreglo de Ingeniería*, han permitido establecer que las constantes de calibración (en valor medio) son de ~ 5 fotones / ADC [65].

La calibración absoluta de los telescopios es efectuada en forma no periódica cuando no funciona el FD.

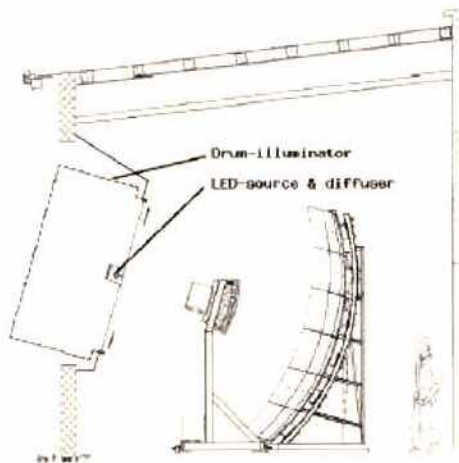


Figura 3.18: Calibración absoluta de los telescopios del FD. El *Drum* es posicionado externamente en el diafragma del telescopio para proporcionar un flujo de luz con intensidad uniforme. Figura extraída de la referencia [65].

3.4.4.3 Monitoreo de la atmósfera del detector de fluorescencia

Como se menciona en el Cap. 2, las distintas componentes de luz producidas por las partículas cargadas de una lluvia se ven afectadas por los mecanismos de dispersión atmosférica durante su propagación. Por lo tanto su intensidad es atenuada por las moléculas del aire y de los aerosoles ^[9,40,49,68].

La dispersión molecular es un fenómeno conocido que se evalúa con el modelo *Rayleigh* ^[40,68]. Este depende de la densidad del aire y por lo tanto cambia poco si las variaciones de la densidad atmosférica (por efecto de las fluctuaciones en la presión y temperatura) se mantienen dentro de sus respectivos valores medios. Por ende un conocimiento riguroso de la atenuación *Rayleigh* requiere que se evalúe el perfil vertical de atmósfera con la altitud (durante distintos periodos de tiempo). A tal fin dentro del programa de monitoreo atmosférico se efectúa un seguimiento del perfil vertical molecular del aire con radiosondas que se lanzan al espacio en el sitio del FD ^[69,70,71]. Los resultados obtenidos con radiosondas han establecido modelos de atmósfera molecular promedio para cada mes - estación del año ^[70,71]. Esta información se encuentra disponible en la base de datos del observatorio.

La dispersión por aerosoles ^[40,68] es un mecanismo complejo ya que la densidad, tamaño y forma de la distribución de los aerosoles no es conocida a priori. Además y tal como se menciona en el Cap. 2, estos parámetros son altamente variables según la estacionalidad, condiciones climáticas, etc. Por lo tanto el conocimiento del contenido de aerosoles dentro del volumen de atmósfera que observa cada ojo del FD debe ser monitoreando *in situ*, a intervalos regulares durante el tiempo en el cual el detector colecta datos. A tal fin dentro del programa de monitoreo atmosférico se efectúa cada 60 minutos un seguimiento de la distribución de aerosoles. Un conjunto de cuatro estaciones de LIDAR ^[42,71] (ver Fig. 3.19) y un láser central denominado CLF (Central Laser Facility) ^[71,72] llevan a cabo esta tarea en forma independiente.

Cada LIDAR está ubicado a ~150 m del correspondiente ojo de fluorescencia. El mismo consiste de un láser pulsante de 355 nm que se halla montado en forma solidaria junto a tres espejos en una plataforma móvil. De esta forma es posible seleccionar su orientación hacia distintas regiones del cielo. El funcionamiento del LIDAR se basa en el hecho de que por efectos de dispersión atmosférica, una fracción de los fotones que emite el láser son retro dispersados (en distintos puntos del haz) y posteriormente colectados por los telescopios del LIDAR (en función de tiempo de arribo). La relación entre la intensidad colectada y el tiempo de arribo de la señal (que está asociada con la distancia donde se produjo la dispersión) permite derivar el perfil de atenuación atmosférica vertical de aerosoles (VAOD).

Un monitoreo similar es realizado con disparos verticales del láser del CLF ^[71,72], que se encuentra localizado aproximadamente en la mitad del arreglo del SD (a una distancia de entre 26 km y 39 km con respecto a la posición de los ojos del FD, ver Fig. 3.19). El láser del CLF produce pulsos a una longitud de onda de 355 nm con una duración

de 7 ns y una energía máxima de ~ 7 mJ. La resolución angular en el posicionamiento de la dirección del haz es de $0,2^\circ$.

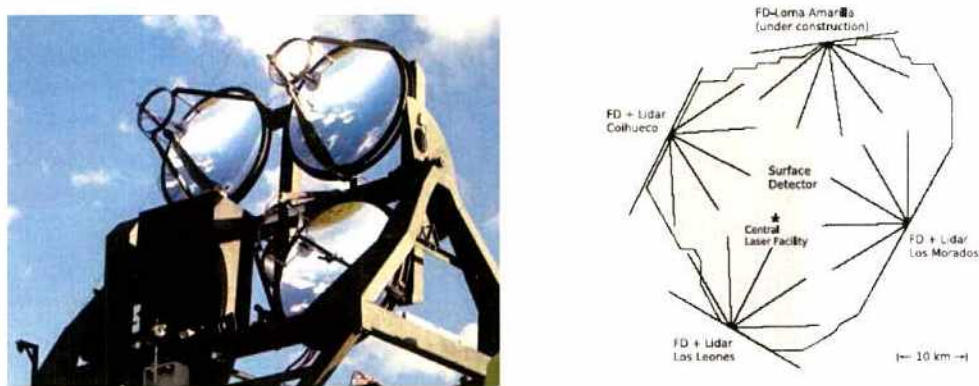


Figura 3.19: (izquierda) LIDAR en el cerro Los Leones donde se aprecian los tres espejos y la caja que alberga el láser; (derecha) esquema del Observatorio Pierre Auger donde se observan las posiciones de las cuatro estaciones de LIDAR y la del CLF. Figura extraída de la referencia [42].

Los fotones dispersados por la atmósfera fuera de la dirección del haz producen una traza visible en los ojos del FD. Si los disparos del CLF son verticales, los ángulos del campo de visión del FD corresponden a ángulos de dispersión de entre 90° y 120° respecto a la dirección del haz del CLF, en estos casos la función de fase de aerosoles es minimizada respecto a la función de fase molecular (ver Fig. 3.20), con lo cual es posible considerar que todo el proceso de dispersión ocurre por efecto molecular Rayleigh. Bajo esta asunción es posible calcular la intensidad de fotones dispersados en dirección al detector y obtener una medición del VAOD en función de la altitud [71,72,73].

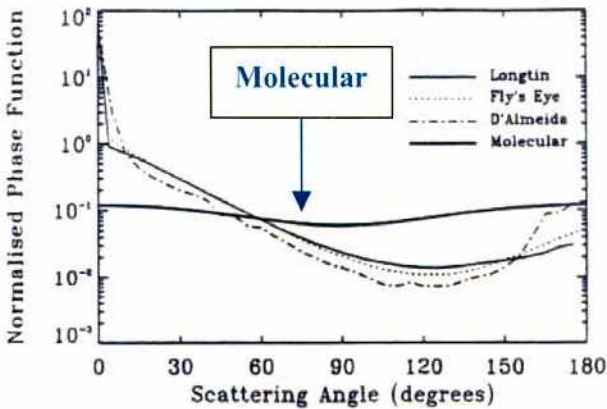


Figura 3.20: Función de dispersión molecular (Rayleigh) y de aerosoles (según distintas parametrizaciones). Se observa que para ángulos de dispersión comprendidos entre 90° y 120° el fenómeno de dispersión es dominado por el mecanismo de dispersión molecular. Figura extraída de la referencia [73].

El contenido de aerosoles dentro del volumen de atmósfera es caracterizado en capas horizontales de 200 m de espesor, dentro de los límites de visión de cada ojo (1,4 km y ~12 km) [71]. Posteriormente la información del VAOD en función de la altitud es almacenada en la base de datos del observatorio para su utilización en el análisis de los datos. En algunos eventos no se posee aún la información de aerosoles en la base de datos y éstos se evalúan entonces a través de una parametrización de las mediciones en la atmósfera de Malargüe. Se ha realizado un estudio detallado del impacto por asumir dicha parametrización [43,74,75] y los resultados pueden ser observados en la figura 3.21. Se observa que hay una desviación sistemática $X_{\max}$ de $\sim 10 \text{ g/cm}^2$ que no es despreciable frente a los $\sim 90 \text{ g/cm}^2$ que separan a primarios de hierros y de protones. Los anchos de las distribuciones no son nuevamente despreciables y deberán tenerse en cuenta cuando no hay suficiente estadística de eventos.

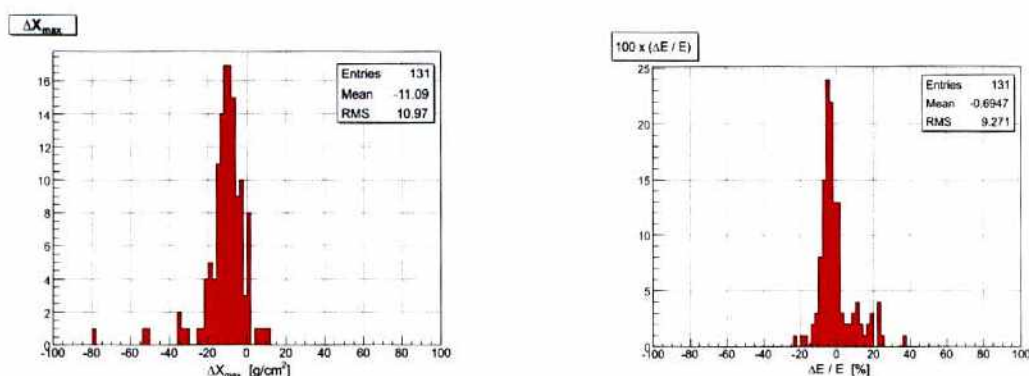


Figura 3.21: Histogramas de la diferencia relativa porcentual en energía (derecha) y en $X_{\max}$ (izquierda) reconstruida con el perfil de aerosoles medidos y con el paramétrico, para eventos registrados en el periodo diciembre 2005 – marzo 2006. Figura extraída de la referencia [43].

Un conjunto de lámparas y cámaras CCD instaladas en puntos lejanos, a $\sim 40 \text{ km}$, monitorean la longitud de extinción horizontal total (molecular + aerosoles) al nivel del suelo. Las lámparas utilizadas son de mercurio con longitudes de onda comprendidas entre $\sim 350 \text{ nm}$ y $\sim 550 \text{ nm}$ [71].

La presencia de nubes dentro del campo de visión de los ojos del FD es monitoreada mediante cámaras de detección infrarroja con una resolución de $\sim 1^\circ \text{ K}$ [71]. El monitoreo de nubes es muy importante debido a que las nubes reduce la apertura del FD y producen fuertes distorsiones en el perfil longitudinal de las lluvias detectadas.

3.5 La performance del detector híbrido

La geometría de las lluvias puede ser reconstruida en modo monocular, sin embargo no es lo más conveniente debido a la dificultad de esta técnica para determinar la orientación del eje dentro del SDP. Como se señaló en el Cap. 2, esto ocurre en general cuando la extensión angular de la traza en la cámara es corta (inferior a 15°). Simulaciones numéricas han permitido demostrar que lluvias de 10^{19} eV poseen una incerteza monocular de $2,5^\circ$ en

la reconstrucción de la dirección del eje, con una resolución del $\sim 10\%$ en energía y 32 g/cm^2 en el X_{max} . Ha sido demostrado que la resolución monocular mejora a energías mayores aunque de manera poco ostensible.

Si el evento es híbrido, como se señaló en el Cap. 2, se puede utilizar la información temporal de las estaciones del SD para mejorar la determinación de la dirección del eje de las lluvias dentro del plano SDP ^[9,40,41,76]. Simulaciones numéricas han permitido confrontar las dos técnicas de reconstrucción, monocular e híbrida ^[41], evaluando el grado de resolución y diferencias entre ambos métodos. En la figura 3.22 se muestra el error de la reconstrucción del parámetro de impacto con cada una de estas técnicas sobre lluvias simuladas de 10^{19} eV .

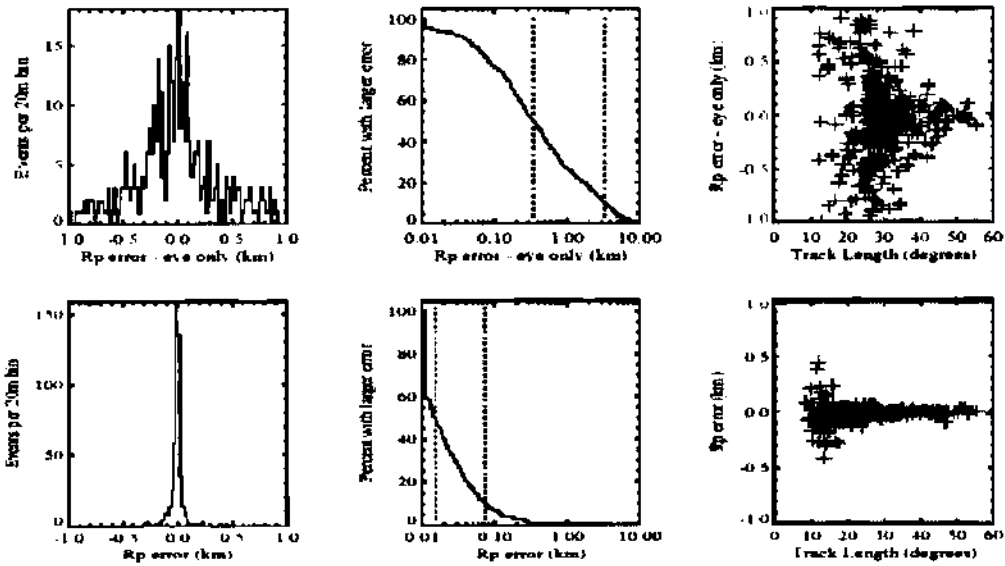


Figura 3.22: Resolución en la determinación del R_p de lluvias simuladas a 10^{19} eV . Reconstrucción monocular (parte superior) y reconstrucción híbrida (parte inferior). A la izquierda se muestra la distribución del error, al centro la integral del error con su valor medio y el valor correspondiente al 90 % de la distribución (ambos en líneas verticales), a la derecha se indica la dependencia del error con la longitud de la traza. En el último caso se observa que el error de la reconstrucción monocular depende fuertemente de la longitud de la traza. Figura extraída de la referencia [41].

Un sumario de la resolución alcanzada con la reconstrucción híbrida se muestra a continuación en la Tabla 1 para lluvias simuladas de 1 EeV, 10 EeV y 100 EeV, (los errores indicados son estadísticos y no se han incluidos cortes de calidad sobre los eventos reconstruidos).

E	$\Delta \text{direc.} (^{\circ})$		$\Delta \text{Core(m)}$		$\Delta R_p(\text{m})$		$\Delta E/E (\%)$		$\Delta X_{\text{max}}(\text{g cm}^{-2})$	
	50%	90%	50%	90%	50%	90%	50%	90%	50%	90%
10^{18} eV	0.50	1.55	35	155	20	97	9.5	20.5	21	74
10^{19} eV	0.35	1.10	35	120	16	76	4.5	12.5	14	62
10^{20} eV	0.35	0.90	30	100	13	64	2.5	16.5	12	69

Tabla 1: Resolución alcanzada por el detector híbrido. Lluvias simuladas con ángulos cenitales $\leq 60^{\circ}$ a energías de 1 EeV, 10 EeV y 100 EeV. El error de la dirección del eje ($\Delta \text{direc.}$), del punto de impacto (ΔCore), del parámetro de impacto (ΔR_p), de la energía relativa ($\Delta E/E$) y del valor de X_{max} (ΔX_{max}), se indica al 50 % y 90 % de las distribuciones. Los errores indicados son estadísticos y no incluyen cortes de calidad sobre los eventos reconstruidos. Tabla extraída de la referencia [41].

Los resultados de la Tabla 1 señalan que la resolución híbrida mejora a medida que aumenta la energía de las lluvias. Se observa también que para lluvias con $E = 1 \text{ EeV}$ es factible obtener una buena reconstrucción sobre una cantidad significativa de estas lluvias. Es conveniente recalcar que en la reconstrucción híbrida únicamente intervienen los tiempos de disparo de los detectores del SD, por lo tanto la densidad del número de partículas en cada estación no afecta a la reconstrucción híbrida del FD.

En la figura 3.23 (parte a) se muestra la eficiencia de *trigger* híbrido en función de la energía para el caso de lluvias simuladas con ángulos cenitales $\leq 60^{\circ}$ [41]. Se observa que el *Observatorio Pierre Auger* es capaz de registrar con una eficiencia del 100 % al conjunto de todas las lluvias con $E \geq 10^{19} \text{ eV}$ (con el punto de impacto dentro de los límites del arreglo del SD). También se observa que la apertura es suficiente para registrar un apreciable número de lluvias de menor energía. La figura 3.23 (parte b) señala que la presencia de los cuatro ojos de fluorescencia permiten que una fracción de las lluvias sean detectadas en modo estéreo y también en modo múltiple (con más de dos ojos). En particular esto es significativo a $E \geq 10^{19} \text{ eV}$ donde el 70 % de las lluvias serán registradas en modo estéreo.

Como el detector es híbrido, los eventos estéreos no son vitales para la reconstrucción geométrica de las lluvias. Sin embargo este sub-conjunto de eventos es de gran utilidad para corroborar las suposiciones realizadas sobre las propiedades de atenuación atmosférica, debido a que permite estudiar un mismo perfil longitudinal tal como es observado desde dos puntos distintos del observatorio.

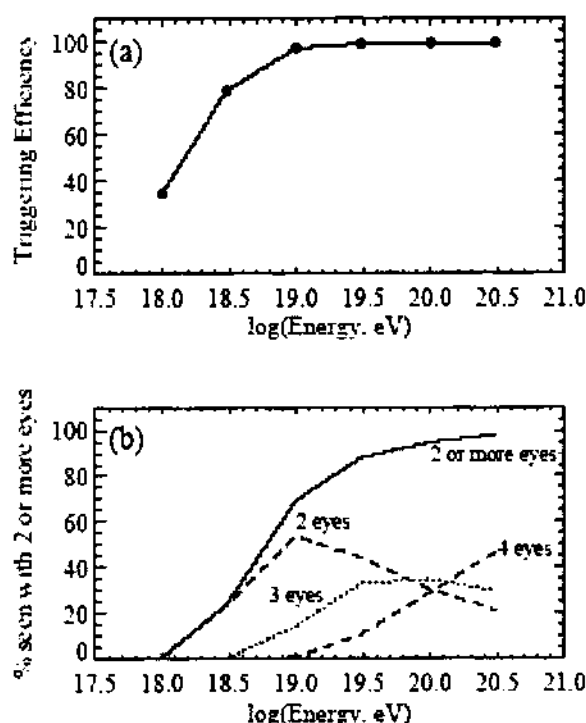


Figura 3.23: a) Eficiencia de trigger híbrido en función de la energía. b) Fracción de eventos que producen trigger en más de un ojo del FD. Figura extraída de la referencia [41].

En la Tabla 2 se indica el número de eventos que se espera coleccionar luego de un año de operación del sitio sur una vez concluida su construcción [53]. Las simulaciones han sido realizadas considerando eventos con ángulos cenitales de hasta 60° y suponiendo la no existencia del *GZK cutoff*. La condición de *trigger* requerida es una señal mínima de 4 VEM en al menos 5 tanques Cherenkov.

Energy eV	Surface ≥ 5 tanks	Hybrid ≥ 2 tanks - ≥ 1 FD
$\geq 6 \times 10^{17}$	16000	45000
$\geq 10^{18}$	16000	30000
$\geq 3 \times 10^{18}$	15000	4700
$\geq 10^{19}$	5200	520
$\geq 2 \times 10^{19}$	1600	160
$\geq 5 \times 10^{19}$	500	50
$\geq 10^{20}$	100	10
$\geq 2 \times 10^{20}$	30	3
$\geq 5 \times 10^{20}$	10	1

Tabla 2: Número de eventos esperados al cabo de un año de operación del sitio sur del Observatorio Pierre Auger. Tabla extraída de la referencia [53].

En la figura 3.24 se muestra el espectro de energía multiplicado por E^3 que ha medido el sitio sur del *Observatorio Pierre Auger* luego de tres años de toma de datos [77]. El flujo indicado a sido derivado en base a lluvias del SD con ángulos cenitales menores a 60° (triángulos negros), lluvias del SD con ángulos mayores a 60° (triángulos en azul) y con los

eventos híbridos (círculos rojos). Las flechas corresponden al 84 % de confianza de los *upper-limits*.

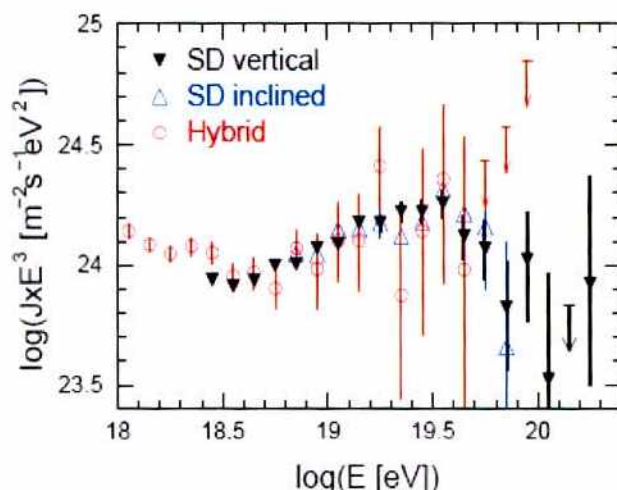


Figura 3.24: Espectro medido luego de tres años de operación del sitio sur del Observatorio Pierre Auger.. Figura extraída de la referencia [77].

En este capítulo se ha hecho una referencia detallada de los detectores del Observatorio Pierre Auger, de superficie y telescopios de fluorescencia atmosférica, mencionando tres trabajos estrechamente ligados a esta tesis:

- 1) Se realizaron experimentos en el Laboratorio Tandar^[37] donde se hicieron los estudios de la calibración remota, automática y rápida de los tanques Cherenkov que actualmente utiliza el Observatorio Pierre Auger.
- 2) Se trabajó en el montaje y puesta en funcionamiento del primero de los cuatro sistemas LIDAR, instalado en el cerro Los Leones (ver Fig. 3.19 y ref. [42]).
- 3) Se realizó un estudio de comparación de reconstrucción de eventos con perfiles de aerosoles paramétricos y con datos medidos con disparos verticales del CLF^[43,74], que será ampliada en el Cap. 5.

Finalmente se ha hecho un resumen de la performance de operación híbrida del Observatorio Pierre Auger, que volverá a ser visitada en el Cap. 8.

CAPÍTULO 4

Evaluación y sustracción de la luz Cherenkov en la cadena de reconstrucción de eventos del FD

4.1 Introducción

Las partículas cargadas producidas en la atmósfera durante el desarrollo de una lluvia de partículas, tienen en general, un comportamiento ultra-relativista, por ende producen fotones Cherenkov. Estos fotones Cherenkov son emitidos dentro de un cono de pequeña apertura ($\sim 1,4^\circ$ para electrones al nivel del mar), en la dirección de avance de las partículas, las cuales en su mayor parte tal como se mencionó en el Cap. 2, se encuentran localizadas dentro de un pequeño disco circular centrado en el eje de la lluvia. Por lo tanto a partir de cierta distancia lluvia – detector, los fotones Cherenkov pueden tratarse como un intenso rayo de luz que se propaga en dirección al suelo en forma paralela al eje.

Dependiendo del ángulo de observación entre el eje de la lluvia y el detector, de los fenómenos de dispersión molecular y de aerosoles, puede ocurrir que la intensidad de los fotones Cherenkov colectados contribuya significativamente respecto al número de fotones de fluorescencia. La presencia de esta componente de fotones Cherenkov contamina la señal colectada y por lo tanto debe ser sustraída, a fin de conocer la componente neta de fluorescencia. Si este proceso de sustracción no se realiza eficientemente la estimación de la luz de fluorescencia será incorrecta y por lo tanto también la energía del rayo cósmico.

En esta sección se detalla la física involucrada en el proceso de generación de fotones Cherenkov en aire, con el objetivo de describir el método de sustracción que incorporé al programa de análisis *Auger Offline Software* ^[78,79], para evaluar y sustraer la componente de luz Cherenkov que arriba al FD, cuyos resultados fueron parcialmente presentados en la referencia [44].

Posteriormente utilizando eventos reales muestro la capacidad del método incorporado para reconstruir las lluvias detectadas por el FD. El impacto de las distintas

parametrizaciones de la energía y distribución angular de los electrones de la lluvia, es evaluado sobre los parámetros reconstruidos: $X_{\max}$ y E .

4.2 Fotones Cherenkov que arriban al detector de fluorescencia

En esta sección se describe la física vinculada con la generación de fotones Cherenkov en una lluvia de partículas, estableciendo la dependencia de estos fotones con los parámetros de la lluvia. Luego se determina cuantos de estos fotones Cherenkov arriban al detector, explicitando la forma de las expresiones que permiten evaluar y codificar dicha componente.

4.2.1 Generación de Cherenkov en una lluvia de partículas

La emisión de fotones Cherenkov es un fenómeno físico asociado con la respuesta coherente de un medio cuando es atravesado por una partícula cargada ultra-relativista. Para que una partícula cargada con velocidad v que se propaga en un medio de índice de refracción $n_{(\lambda)}$ (a la longitud de onda λ) emita fotones Cherenkov, debe moverse con una velocidad mayor a la velocidad de propagación de la luz en el medio, es decir debe cumplirse ^[80]:

$$v > \frac{c}{n_{(\lambda)}} \quad (4.1)$$

El ángulo con el cual son emitidos los fotones Cherenkov es una característica bien distintiva de este fenómeno. Tomando como referencia la dirección de propagación de la partícula, el ángulo de emisión θ_{ckv} viene dado por ^[80]:

$$\cos(\theta_{ckv}) = \frac{1}{n_{(\lambda)} \beta} \quad (4.2)$$

donde $\beta = v/c$ es la velocidad de la partícula en cantidades de c .

Si consideramos una única partícula ultra-relativista de carga Z y energía E que se mueve en la atmósfera desde un punto de profundidad atmosférica X hasta el punto $X + dX$, el número total de fotones Cherenkov producidos en el intervalo de longitudes de onda definido por λ_1 y λ_2 , es ^[68,80]:

$$Y_{\gamma}(X, E) = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\rho} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n_{(\lambda)}^2 \beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (4.3)$$

donde α es la constante de estructura fina y ρ la densidad molecular de la atmósfera. Esta cantidad Y_{γ} representa el número total de fotones Cherenkov que produce una partícula

cargada ultra-relativista por unidad de gramaje. En la Ec. 4.3 se indica una dependencia del índice de refracción con la longitud de onda. El vínculo entre estas cantidades (al nivel del mar) viene dado por ^[81]:

$$(n_{(\lambda)} - 1) \times 10^7 = 2726,43 + \frac{12,288}{\lambda^2 \times 10^{-10}} + \frac{0,3555}{\lambda^4 \times 10^{-20}} \quad (4.4)$$

con λ expresada en nm. El índice de refracción también depende de la altitud debido a que depende de la densidad atmosférica molecular. Una ley de escalas establece la relación entre ellos ^[81]:

$$\frac{n_h - 1}{n_0 - 1} = \frac{\rho_{(h)}}{\rho_{(0)}} \quad (4.5)$$

donde el subíndice **h** indica el correspondiente valor donde se evalúa la altitud.

Acorde a la Ec. 4.4 y considerando el rango de longitudes de onda donde opera el FD, se tiene que la variación del índice de refracción en dicho intervalo de longitudes de onda es inferior al 4%. A raíz de esto se puede considerar que el índice de refracción es independiente de λ y sólo dependiente de la altitud. De las Ec. 4.4 y 4.5 se obtiene la dependencia del índice de refracción con la altitud para la atmósfera molecular que corresponde al modelo *US – Standard 1976* ^[82]:

$$n_h = 1 + 2,83 \times 10^{-4} \frac{\rho_{(h)}}{\rho_{(0)}} \quad (4.6)$$

La figura 4.1 muestra la dependencia del índice de refracción con λ (al nivel del *Observatorio Pierre Auger*), para el modelo de atmósfera molecular *US – Standard 1976*. En el rango de longitudes de onda donde opera el FD, el valor constante dado por la Ec. 4.6 se ajusta muy bien a la curva obtenida directamente al aplicar las Ec. 4.4 y 4.5 ^[83].

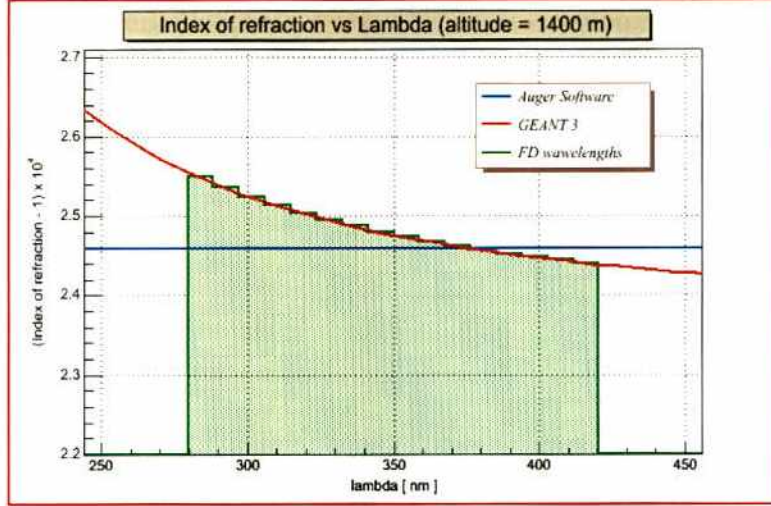


Figura 4.1: Índice de refracción del aire en función de la longitud de onda a 1400 m sobre el nivel del mar. En rojo se muestra la dependencia dada por las expresiones (4) y (5), en azul la adoptada por el Observatorio Pierre Auger y en verde el intervalo de longitudes de onda donde opera el FD.

Como se mencionó en el Cap. 2, una lluvia de partículas está constituida por un conjunto bien definido de partículas cargadas (*electrones, muones, etc*). Por lo tanto, el número total de fotones Cherenkov que producen las partículas cargadas ultra-relativistas es igual a la superposición de los fotones Cherenkov producidos por cada especie de estas partículas. Usando este principio la cantidad total de fotones Cherenkov producidos en la lluvia dN_γ en el intervalo de profundidad atmosférica comprendido entre X y $X + dX$, en la dirección θ (respecto al eje de la lluvia) dentro del intervalo angular $d\theta$, es dado por:

$$\frac{dN_\gamma}{dXd\theta}(X, \theta) = \sum_{i=e, \mu, etc} A_\gamma^{(i)}(X, \theta) N_{(i)}(X) \int_{E_{thr}^{(i)}}^{\infty} f_{(i)}(E, X) Y_\gamma^{(i)}(X, E) dE \quad (4.7)$$

donde $f_{(i)}$ es el espectro diferencial de energía de las partículas (*normalizado*), $A_\gamma^{(i)}$ es la función de distribución angular (*normalizada*) de los fotones Cherenkov, $E_{thr}^{(i)}$ el umbral de energía para la producción de Cherenkov, $N_{(i)}$ el número total de partículas cargadas e $Y_\gamma^{(i)}$ el número total de Cherenkov producido por una única partícula ultra-relativista de la especie *i-esima* ($i = \text{electrones, muones, etc}$). El umbral de energía de una partícula de masa m_i para producir fotones Cherenkov es [68]:

$$E_{thr}^{(i)} = \frac{m_i c^2}{\sqrt{n\beta}} \quad (4.8)$$

Al nivel del *Observatorio Pierre Auger*, valores para esta energía umbral son de 23 MeV en electrones - positrones y 4,4 GeV para muones. La dependencia de la Ec. 4.8 establece que el umbral de producción Cherenkov crece fuertemente con la altitud.

La contribución de las partículas más pesadas al total de fotones Cherenkov puede despreciarse por dos razones fundamentales. En número estas partículas representan sólo un 2 % respecto al número total de electrones - positrones, y en segundo término porque poseen un valor muy alto en su energía umbral como para poder producir Cherenkov en los niveles de altitud donde se desarrolla de la cascada (1,4 km a 30 km). Con esta suposición se simplifica el problema ya que se considera que todos los fotones Cherenkov son producidos únicamente por los electrones y positrones de la lluvia, es decir que la Ec. 4.7 se reduce a:

$$\frac{dN_\gamma}{dX d\theta}(X, \theta) = A_\gamma(X, \theta) N(X) \int_{E_{thr}}^{\infty} f(E, X) Y_\gamma(X, E) dE \quad (4.9)$$

Esta expresión indica que si se conoce el número total de electrones y positrones de la lluvia, su correspondiente espectro de energía y además la función de distribución angular de los fotones Cherenkov, es posible calcular el número total de fotones Cherenkov producidos en cada punto de la cascada. De esta expresión se parte para determinar la cantidad de luz Cherenkov que finalmente llega al FD.

4.2.2 Espectro diferencial de energía de los electrones

Hillas en 1982, basándose en simulaciones de lluvias iniciadas por primarios de fotones a 100 GeV, sugirió la forma que debía tener el espectro diferencial de energía de los electrones de una lluvia ^[84] y formuló una parametrización. Este espectro fue utilizado durante años por los experimentos del *Fly Eye* ^[4] y *HiRes* ^[26], para evaluar el número total de fotones Cherenkov generados en una cascada de partículas.

Estudios más recientes basados en simulaciones de lluvias con **CORSIKA** permitieron establecer que la forma del espectro diferencial promedio de los electrones de una lluvia es universal (es independiente del tipo de primario y energía), cuando se lo expresa en términos del parámetro de edad de la lluvia ^[85,86,87,88]. El parámetro de edad “s” es definido como ^[84]:

$$s = \frac{3}{1 + 2X_{max} / X} \quad (4.10)$$

donde X es la profundidad atmosférica donde se evalúa el parámetro de edad.

Estos estudios han sido efectuados con diferentes tipos de primarios (protón, hierro y gammas) y a distintas energías (10^{18} , 10^{19} y 10^{20} eV), considerando un amplio rango de energías de los electrones (entre 1 MeV y 10 GeV). A sido demostrado además que la forma del espectro diferencial promedio no depende del ángulo cenital de la lluvia si este es inferior a 60° .

En la actualidad la parametrización de *Hillas* no es la única que permite evaluar el espectro diferencial de energía de los electrones de una lluvia. Existen otras dos parametrizaciones (derivadas en forma independiente) que también pueden utilizarse: *Nerling* ^[88] y *Giller* ^[86]. La forma funcional que presenta cada parametrización es dada en términos de la derivada logarítmica de la energía:

$$f(E,s) = \frac{1}{N} \frac{dN}{d \ln E} (E,s) \quad (4.11)$$

Estas parametrizaciones en función de la energía de los electrones E (en MeV) y del parámetro de edad de la lluvia son:

- **Espectro diferencial propuesto por Hillas** ^[84]:

$$f_{Hillas}(E,s) = \frac{10^8 \left(\frac{0,89 e_0 - 1,2}{e_0 + E} \right)^s (10^4 + 2e_0 + (2+s)E)}{(e + e_0) (10^4 + sE)^3} \quad (4.12)$$

donde e_0 es un parámetro que depende de s según:

$$e_0 = \begin{cases} 26 & , \text{ si } s < 0.4 \\ 44 - 17(s - 1,46)^2 & , \text{ si } s \geq 0.4 \end{cases} \quad (4.13)$$

- **Espectro diferencial propuesto por Nerling** ^[88] ($0,8 \leq s \leq 1,2$):

$$f_{Nerling}(E,s) = a_0 \frac{E}{(E + a_1)(E + a_2)^s} \quad (4.14)$$

donde a_1 y a_2 son parámetros que dependen del parámetro s según:

$$\begin{aligned} a_1 &= 6,4522 - 1,53183 s \\ a_2 &= 168,168 - 42,1368 s \end{aligned} \quad (4.15)$$

con a_0 un parámetro derivado de la condición de normalización:

$$\int_{\ln E_{Cut}} f_{Nerling}(E,s) d \ln E = 1 \quad (4.16)$$

en esta última expresión E_{Cut} es la mínima energía adoptada en las simulaciones para seguir a un electrón en forma detallada (1 MeV).

- **Espectro diferencial propuesto por Giller** ^[89] ($0,7 \leq s \leq 1,3$):

$$f_{Giller}(E, s) = C(s) \left\{ 1 - a \exp \left[-d(s) \frac{E}{E_{cr}} \right] \right\} \left(1 + \frac{E}{E_{cr}} \right)^{-\left[s + b \ln \left(\frac{E}{c E_{cr}} \right) \right]} \quad (4.17)$$

con **a**, **b**, **c**, **d(s)**, **C(s)** y **E_{cr}** una serie de parámetros dados por:

$$\begin{aligned} a &= 1,017 \\ b &= 0,0735 \\ c &= 356 \\ d(s) &= 6,159 s + 9,954 \\ C(s) &= 0,109 s + 0,135 \\ E_{cr} &= 80 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (4.18)$$

En la figura 4.2 se muestra la forma de cada una de estas tres parametrizaciones en función de la energía de los electrones para el caso $s = 1$. En línea de puntos se muestra el rango de energías donde el espectro de *Hillas* se encuentra por debajo de los 15 MeV (energía mínima que utilizo *Hillas* en sus simulaciones para seguir en forma detallada a un electrón). Si se extrapola el espectro de *Hillas* a energías mas bajas de 15 MeV, se observa una fuerte desavenencia con relación a los otros dos espectros (línea de puntos en la Fig. 4.2). Este es el motivo por el cual *Nerling* y *Giller* decidieron estudiar el espectro diferencial de energía de los electrones considerando un rango de energías mucho más amplio que el adoptado originalmente por *Hillas*.

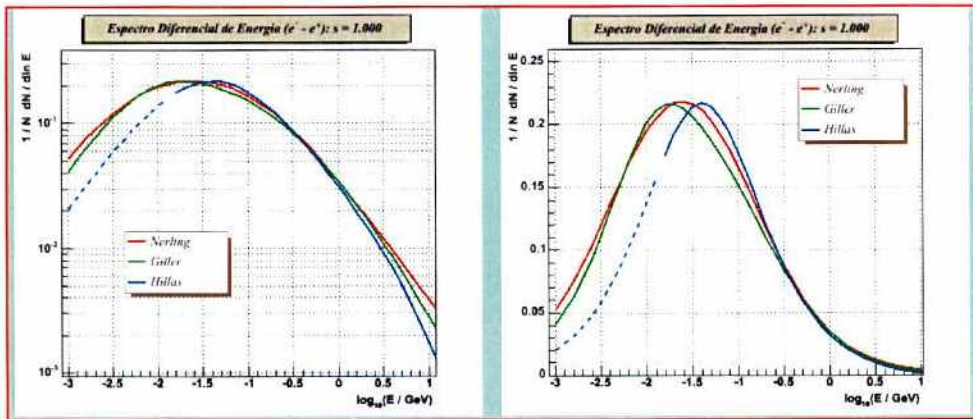


Figura 4.2: Las tres espectros diferenciales en función de la energía de los electrones, en el punto de la lluvia donde $s = 1$, en escalas logarítmica y lineal (ver texto para detalles).

De acuerdo a la Ec. 4.8 y considerando el intervalo de altitudes donde se desarrolla una lluvia en el sitio del *Observatorio Pierre Auger* ($h \geq 1,4$ km), la energía mínima requerida para que un electrón genere Cherenkov es de ~ 22 MeV. Es decir que únicamente los electrones con energías superiores a este valor son capaces de producir fotones

Cherenkov, los restantes de más baja energía pueden obviarse ya que no contribuyen a la producción de Cherenkov. Como consecuencia de esto las diferencias que se observan entre los espectros diferenciales de *Hillas* con relación a *Nerling* y *Giller* por debajo de 15 MeV no son importantes, simplemente porque en el cálculo de producción de fotones Cherenkov no suman en la integral de la Ec. 4.9.

4.2.3 Distribución angular de los electrones

En forma análoga a lo que sucede para el espectro diferencial de energía de los electrones, la forma funcional de su distribución angular (respecto al eje de la lluvia) es independiente del tipo de primario y de su energía, cuando se lo describe en función del parámetro de edad de la lluvia ^[88,89,90]. Las tres parametrizaciones disponibles para describir la forma de la distribución angular de los electrones son:

- **Distribución angular propuesta por Hillas ^[84]:**

$$A_{Hillas}(\theta, s) = \frac{\exp\left(-\frac{\theta}{\theta_0}\right)}{\theta_0} \quad (4.19)$$

donde el parámetro θ_0 es dado por:

$$\theta_0 = 0,83 E_{thr}^{-0.67} \quad (4.20)$$

- **Distribución angular propuesta por Nerling ^[88]:**

$$A_{Nerling}(\theta, s) = \frac{a_s}{\theta_c} \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_c}\right) + \frac{b_s}{\theta_{cc}} \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_{cc}}\right) \quad (4.21)$$

donde los parámetros a_s , b_s , θ_c , θ_{cc} son dados por:

$$\begin{aligned} a_s &= 0,42489 + 0,58371 s - 0,082373 s^2 \\ b_s &= 0,055108 - 0,095587 s + 0,056952 s^2 \\ \theta_c &= 0,62694 E_{thr}^{-0,6059} \\ \theta_{cc} &= (10,509 + 4,9644 s) \theta_c \end{aligned} \quad (4.22)$$

- **Distribución angular propuesta por Giller ^[89,90]:**

$$A_{Giller}(\theta, s) = \begin{cases} a_1 \exp(c_1 x + c_2 x^2) & , \quad si \ x < 2.7 \\ a_2 x^{-\alpha} & , \quad si \ x \geq 2.7 \end{cases} \quad (4.23)$$

donde $x = \theta / \theta_{RMS}$ y los parámetros θ_{RMS} , a_1 , c_1 , c_2 , α y x son dados por:

$$\begin{aligned}
 \theta_{RMS} &= 1,5012 - 1,9647 y + 1,4731 y^2 - 1,5771 y^3 \\
 a_1 &= 2,1801 + 139171 y + 0,32708 y^2 \\
 c_1 &= 4,2924 + 1,44073 y - 0,6428 y^2 - 0,39655 y^3 \\
 c_2 &= -0,38098 - 0,42941 y + 0,16231 y^2 + 0,12449 y^3 \\
 \alpha &= 3,3903 - 0,29816 y - 0,48017 y^2 - 0,81585 y^3 - 0,06869 y^4
 \end{aligned} \tag{4.24}$$

con $y = \log(E_{thr}/GeV)$.

La figura 4.3 muestra la forma que presentan las tres funciones de distribución angular para el punto de la lluvia que corresponde a $s = 1$. Se observa que las diferencias entre las parametrizaciones de *Nerling* y *Giller* con respecto a la de *Hillas*, se producen a partir de ángulos mayores de 35° (para *Nerling*) y 45° (para *Giller*), en ambos casos las diferencias son por exceso.

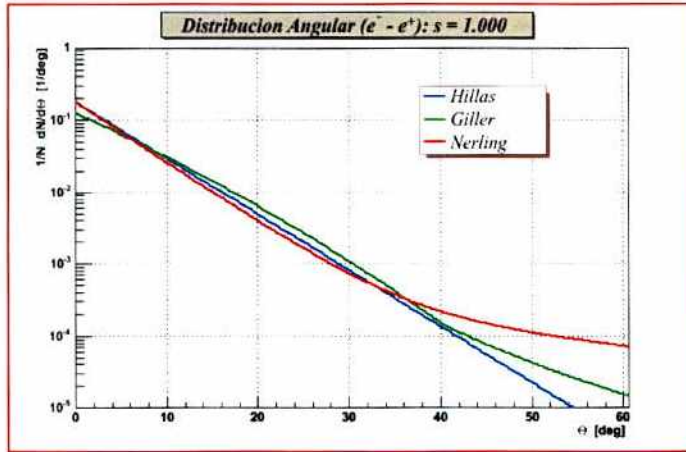


Figura 4.3: Distribución angular de los electrones de las tres parametrizaciones disponibles ($s = 1$).

La función de distribución angular de los electrones de la lluvia es muy importante porque en nuestra aproximación es adoptada como la función de distribución angular de los fotones Cherenkov. Esto resulta válido debido a que el ángulo de emisión de cada fotón Cherenkov es poco deflectado con respecto a la dirección del electrón que lo ha generado [84].

4.2.4 Rayo de luz Cherenkov

Si se adopta un modelo para las dos parametrizaciones (espectro diferencial de energía y función angular de los electrones) y además se conoce el número total de partículas de la lluvia $N(X)$, mediante la Ec. 4.9, se puede calcular la cantidad total de

fotones Cherenkov en cada punto de la lluvia. Esta cantidad llamada “*rayo de luz Cherenkov*” (o simplemente *rayo Cherenkov*), es la superposición de los fotones Cherenkov producidos a la profundidad atmosférica X con todos aquellos fotones Cherenkov producidos en los estadios previos de la lluvia (que arriban al punto X). El *rayo de luz Cherenkov* puede ser calculado a través de la siguiente expresión ^[86]:

$$N_{\gamma}(X) = \int_0^X T(X', X) \frac{dN_{\gamma}}{dX}(X') dX' \quad (4.25)$$

donde $T(X', X)$ es la fracción total de fotones Cherenkov producidos a la profundidad atmosférica X' que arriban a la profundidad atmosférica X (incluye los efectos de atenuación atmosférica para cada λ) y dN_{γ}/dX es la integral de la Ec. 4.9 sobre la parte angular. Como la función de distribución angular esta normalizada, el término dN_{γ}/dX viene dado por:

$$\frac{dN_{\gamma}}{dX}(X') = N(X') \int_{E_{thr}}^{\infty} f(E, X') Y_{\gamma}(X', E) dE \quad (4.26)$$

La figura 4.4 muestra un ejemplo para la cantidad de fotones Cherenkov producidos en una lluvia simulada con un perfil longitudinal tipo *Gaisser – Hillas* ^[35] (protón de 1 EeV a 30°). En esta figura se observa que la parametrización de *Nerling* produce una cantidad de fotones similar a los que produce la parametrización de *Hillas* (la diferencia en el X_{max} es del $\sim 2\%$). La parametrización de *Giller* en cambio produce menos fotones que los producidos por las otras dos parametrizaciones (la diferencia en el X_{max} es del $\sim 8\%$).

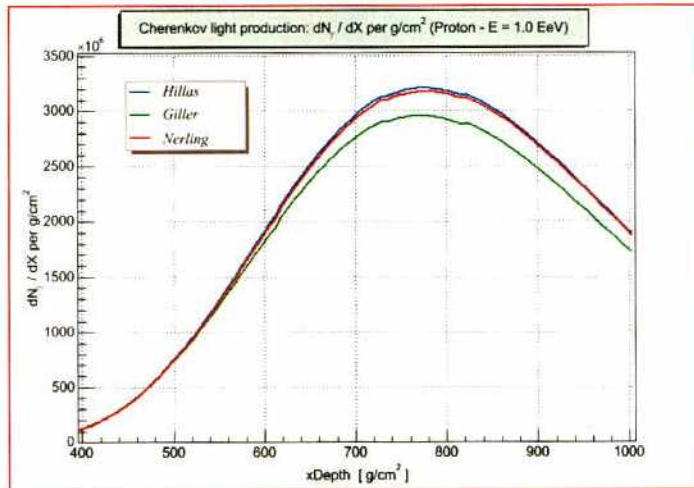


Figura 4.4: Fotones Cherenkov producidos en el eje de la lluvia (Protón simulado de 1 EeV a 30°).

4.2.5 Componentes de luz Cherenkov que arriban al detector

Una vez calculado el rayo de luz Cherenkov (N_γ) se puede calcular cada componente de luz Cherenkov que arriba al detector. Por efecto de los fenómenos de dispersión atmosférica se tienen dos contribuciones: la luz Cherenkov que arriba por dispersión molecular (Cherenkov Rayleigh) y la luz Cherenkov que arriba por la dispersión de los aerosoles (Cherenkov Mie). Una tercera componente de luz Cherenkov es debida a la observación directa (Cherenkov directo). Finalmente la contribución total de luz Cherenkov colectada por el detector es la superposición de estas tres componentes. En la figura 4.5 se muestra un esquema donde se detallan las tres contribuciones de luz Cherenkov que llegan al detector.

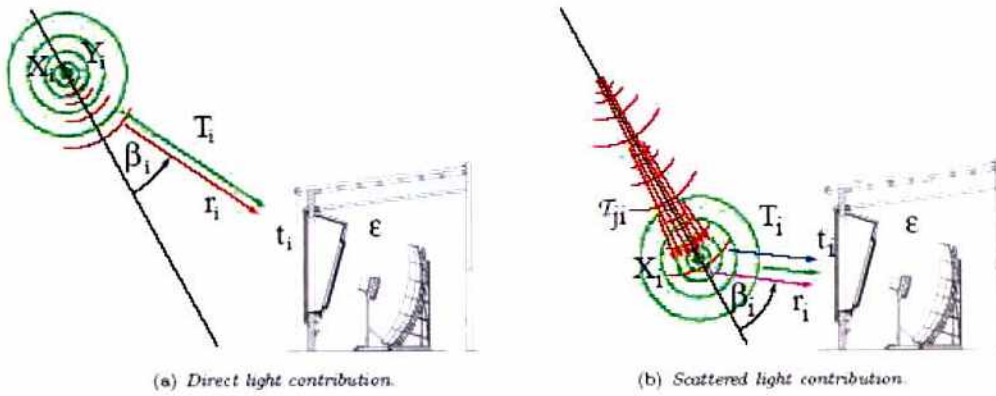


Figura 4.5: Esquemización de las distintas componentes de luz que arriban al FD. a) luz de fluorescencia (en verde) y Cherenkov directo (en rojo). b) luz de fluorescencia (en verde), Cherenkov Rayleigh (en azul) y Cherenkov Mie (en violeta). Figura extraída de la referencia [91].

Luego con la función de distribución angular de los electrones se calcula la cantidad de fotones Cherenkov que arriban en forma directa al detector. Considerando la dispersión atmosférica a cada longitud de onda la expresión de esta componente es:

$$N_\gamma^{Dir} = N_\gamma(X) T_{atm}(X, X_{det}, \lambda) \int_{\theta_1}^{\theta_2} A_\gamma(X, \theta) d\theta \quad (4.27)$$

donde T_{atm} es la atenuación atmosférica total entre el punto X en la lluvia y la posición del detector X_{det} , N_γ es el rayo de fotones Cherenkov, θ_1 y θ_2 son los límites angulares (respecto al eje de la lluvia) que definen el campo visión del detector en el punto X .

Cada componente de fotones Cherenkov que emerge de la lluvia en dirección al detector por efecto de la dispersión atmosférica molecular y de aerosoles, es calculada considerando las correspondientes funciones de dispersión:

$$N_\gamma^{Scatt} = N_\gamma(X) T_{atm}(X, X_{det}, \lambda) G_{Scatt}(X, \vartheta, \lambda) \quad (4.28)$$

donde G_{scatt} es la función de dispersión, ϑ el ángulo del fotón dispersado en la dirección de observación del detector (respecto al eje de la lluvia) y d la distancia entre el punto X en la lluvia y el detector.

Como se mencionó en el Cap. 2, la dispersión atmosférica molecular puede describirse con el modelo Rayleigh, en este caso se tiene ^[68]:

$$G_{\text{Ray}}(X, \vartheta, \lambda) = \frac{3}{16\pi} (1 - T_{\text{Ray}}(X, \lambda)) \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{d^2} \quad (4.29)$$

Para los aerosoles la dispersión atmosférica puede describirse con la siguiente función de dispersión ^[68]:

$$G_{\text{Mie}}(X, \vartheta, \lambda) = (1 - T_{\text{Mie}}(X, \lambda)) \frac{P(\vartheta)}{d^2} \quad (4.30)$$

donde $P(\vartheta)$ es la función de fase de aerosoles en función del ángulo del fotón dispersado en la dirección de observación del detector (respecto al eje de la lluvia).

La atenuación atmosférica total es debida a la dispersión de ambas contribuciones (molecular y de aerosoles). Par el caso de la atenuación Rayleigh en una atmósfera *US - Standard 1976* se tiene ^[68]:

$$T_{\text{Ray}}(X_1, X_2, \lambda) = \exp \left(- \frac{|X_1 - X_2|}{X_R} \left(\frac{400}{\lambda} \right)^4 \right) \quad (4.31)$$

donde X_1 y X_2 son los puntos de profundidad atmosférica entre los que se evalúa la atenuación (lluvia y detector), X_R es la longitud de atenuación Rayleigh (2974 g/cm^2) y λ la longitud de onda en nm.

En el caso en que la atenuación por aerosoles pueda ser aproximada por el modelo Mie se tiene ^[68]:

$$T_{\text{Mie}}(X_1, X_2, \lambda) = \exp \left(\frac{H_{\text{mie}}}{L_{\text{mie}} \cos(\vartheta)} \left(\exp^{-h_1/H_{\text{mie}}} - \exp^{-h_2/H_{\text{mie}}} \right) \right) \quad (4.32)$$

donde h_1 y h_2 son las altitudes correspondientes a las profundidades atmosféricas X_1 y X_2 entre las que se evalúa la atenuación (lluvia y detector), ϑ es el ángulo cenital del vector definido por X_1 y X_2 , H_{Mie} es la altura de escala vertical de aerosoles y L_{Mie} la correspondiente longitud de extinción horizontal. Valores de estos parámetros para el *Observatorio Pierre Auger* son: $H_{\text{Mie}} = 1,2 \text{ km}$ y L_{Mie} entre $8,6 \text{ km}$ (atmósfera muy sucia) y $15,56 \text{ km}$ (atmósfera muy limpia).

Una vez calculadas las tres componentes de luz Cherenkov se determina el número total de luz Cherenkov que llega al detector (superposición de las tres componentes). Con el total de luz Cherenkov y las constantes ópticas relativas del detector ^[65] se convierte la componente total de Cherenkov al número de fotones equivalentes de 370 nm / m² / 100 ns, cantidad que es definida como ^[92,93]:

$$F_{370} = \frac{\sum_{\lambda} F_{\lambda} \epsilon_{\lambda}}{\epsilon_{370}} \quad (4.33)$$

donde F_{λ} es la componente total de luz Cherenkov y ϵ_{λ} la constante óptica relativa del detector a la longitud de onda λ .

Finalmente el número total de fotones de fluorescencia que llegan al diafragma del detector es calculado sustrayendo de la señal total colectada la cantidad de luz Cherenkov que se ha determinado con la expresión (4.33).

4.3 Implementación del método de sustracción Cherenkov

La cadena de reconstrucción de eventos del FD se halla implementada dentro del programa *Auger Offline Software* acorde al esquema en bloques mostrado en la figura 4.6. Todos los algoritmos de este programa (los previamente existentes y los que he incorporado) han sido escritos en lenguaje C++, en una estructura de módulos independientes, a fin de tener encapsulación completa y facilidad respecto a plausibles modificaciones futuras.

En la figura 4.6 se indica al *Framework*, parte principal del programa que contiene (entre otras cosas) la descripción completa de los distintos componentes que conforman al detector (tanto del FD como del SD). Dentro del *Framework* se encuentran las clases *Utilities* y *Atmosphere*. Esencialmente la clase *Utilities* es la clase que contiene todos los algoritmos geométricos, matemáticos, sistemas de coordenadas, etc, que son utilizados desde las distintas partes del programa. En la clase *Atmosphere* se encuentra la descripción de todos los procesos físicos involucrados directamente con la atmósfera del detector (*producción de fluorescencia* o *fluorescence yield*, *atenuación atmosférica*, *perfil molecular de atmósfera*, *generación de Cherenkov*, *conversión entre altitudes y gramajes*, etc), y al igual que para la clase *Utilities* son utilizados desde distintas partes del programa. El *Framework* es una parte común compartida por todas las cadenas de reconstrucción y simulación que se encuentran implementadas, por ende resulta ajena a los algoritmos que efectúan la reconstrucción o simulación de eventos.

Externamente al *Framework* se encuentra la clase *Modules*. Esta clase es la parte del programa que contiene la descripción de todos los algoritmos involucrados en los distintos estadios de reconstrucción y simulación de eventos que utilizan al menos una parte del detector.

Los módulos involucrados en la reconstrucción de eventos del FD y que conforman la cadena de reconstrucción se indican en la Fig. 4.6. La cadena comienza con el módulo *EventFileReaderOG* y finaliza con el módulo *UserModule*. Los módulos intermedios de la cadena de reconstrucción (desde el módulo *FdCalibratorOG* hasta el módulo *FdEnergyFinderOG*) son llamados durante la ejecución del programa con la misma secuencia temporal que se indicaba mediante el bloque *Control Sequence*. En el *Apéndice*, se indica una breve descripción de las funciones principales que ejecuta cada módulo que forma parte de la cadena de reconstrucción del FD.

4.3.1 Evaluación y sustracción de la luz Cherenkov

La parte del programa que he incorporado para evaluar y sustraer la componente de la luz *Cherenkov*, se halla dividida en tres módulos dentro del programa *Auger Offline Software*. Estos módulos son:

- *AnalyticalCherenkovModel*
- *FdCherenkovFinderOG*
- *FdCherenkovSustracterOG*

4.3.2 Descripción de la clase *AnalyticalCherenkovModel*

Esta clase reside dentro de la clase *Atmosphere* en el *Framework* del programa. En la clase están incluidas las tres parametrizaciones para el espectro diferencial de energía y distribución angular de los electrones de la lluvia (*Hillas, Nerling y Giller*), que el usuario puede seleccionar antes de efectuar la reconstrucción o simulación.

La clase incluye los métodos necesarios para evaluar el número total de fotones *Cherenkov* producidos en cada punto de la lluvia (integral dada por la Ec. 4.26). También incluye los métodos para evaluar la fracción de fotones del rayo *Cherenkov* que son emitidos en la dirección de observación del detector (integral dada por la Ec. 4.9), y que es responsable de la componente de *Cherenkov* directo.

4.3.3 Descripción de la clase *FdCherenkovFinderOG*

Esta clase reside dentro de la clase *Modules* y forma parte de la cadena de reconstrucción del FD. El módulo evalúa el rayo de luz *Cherenkov* en el eje de la lluvia a través de la Ec. 4.26. Una vez calculado el rayo de luz *Cherenkov* se determina que fracción de esos fotones son dispersados en la dirección de observación del detector, por efectos de dispersión atmosférica (aplicando la Ec. 4.28). También determina que fracción de luz *Cherenkov* es emitida en forma directa en la dirección de observación del detector. Cada componente de la luz *Cherenkov* (directa, molecular y de aerosoles) es propagada hacia el detector teniendo en cuenta la atenuación atmosférica total a cada longitud de onda

(aplicación de las Ec. 4.31 y 4.32). Posteriormente cada componente de luz Cherenkov al diafragma del detector es convertida al número de fotones equivalentes de $370 \text{ nm} / \text{m}^2 / 100 \text{ ns}$ (mediante la Ec. 4.33). Finalmente las tres componentes de Cherenkov son almacenados en memoria para su posterior utilización.

4.3.4 Descripción de la clase FdCherenkovSustracterOG

Esta clase reside dentro de la clase *Modules* y también forma parte de la cadena de reconstrucción de eventos del FD. El modulo sustrae en el diafragma de cada telescopio que participa del evento, el número total de fotones Cherenkov al número total de fotones colectados. De esta manera se obtiene la cantidad de fotones de fluorescencia en función del tiempo de arribo al diafragma del detector.

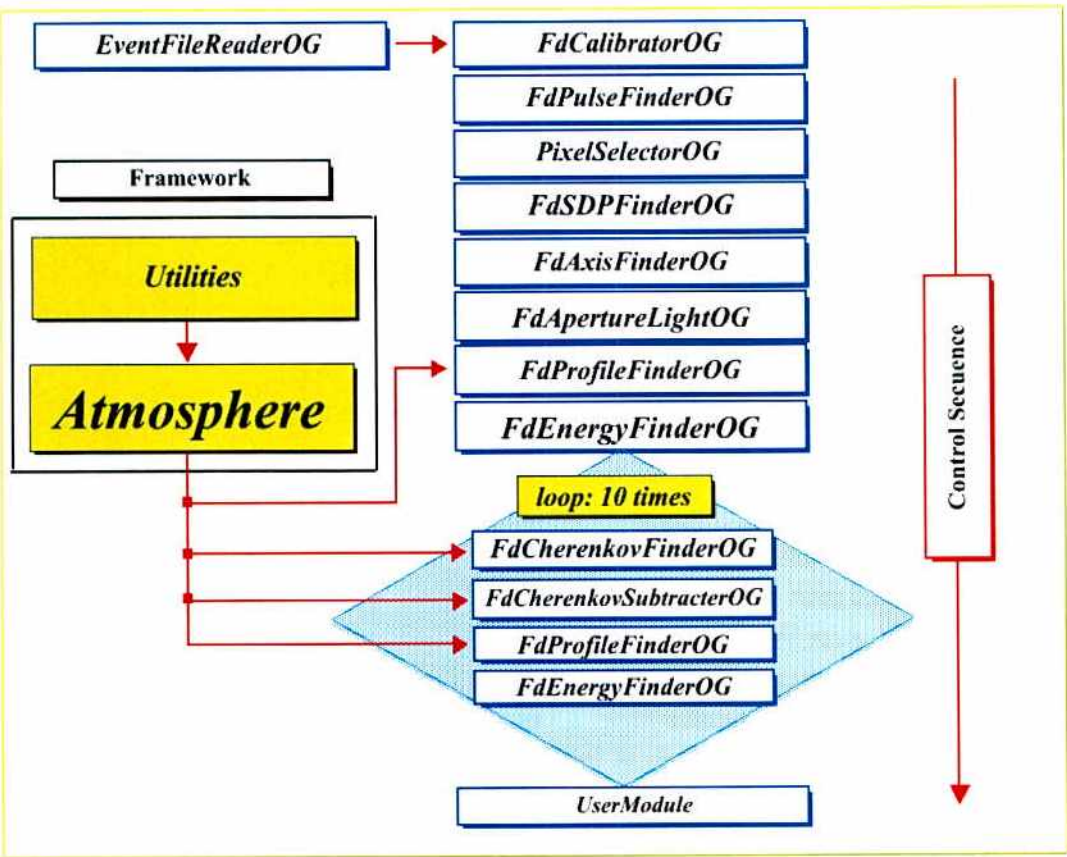


Figura 4.6: Diagrama en bloques de la cadena de reconstrucción implementada en el programa *Auger Offline Software* para el FD (ver texto para detalles y Apéndice).

4.3.5 Funcionamiento del método de sustracción Cherenkov

Una vez que se ha reconstruido la geometría del evento y el número total de fotones colectados al diafragma del detector, se debe determinar que fracción de estos fotones

pertenecen a la luz de fluorescencia. Esto es necesario para determinar el número total de partículas en el eje de lluvia y luego extraer los parámetros de la función $N(x)$ que lo caracterizan. Para esto, primero se debe sustraer el número total de fotones Cherenkov en el diafragma del detector.

Como la fracción total de luz Cherenkov depende de $N(x)$ no es posible a priori determinar esta cantidad (ver Ec. 4.26). Para suplir este inconveniente, el método implementado asume inicialmente que toda la luz colectada en el diafragma del detector es luz de fluorescencia. Bajo esta suposición se propagan los fotones hacia la lluvia y se determina el correspondiente perfil longitudinal, se lo ajusta con una *Gaisser – Hillas* y se extraen los parámetros que definen a $N(x)$. Posteriormente con esta función $N(x)$ se evalúa que cantidad de fotones Cherenkov arriban al detector, se los sustraen de la señal total y se obtiene un nuevo número de fotones de fluorescencia. Estos nuevos fotones son propagados nuevamente hacia la lluvia para repetir el procedimiento anterior y recalcular una nueva función $N(x)$. Con esta nueva función se vuelve a iterar.

Este procedimiento se repite 10 veces y si el método converge, el programa sustraen finalmente la componente total de luz Cherenkov de la señal. En la figura 4.6 la parte del método que sustraen iterativamente la luz Cherenkov viene indicada dentro del correspondiente *loop* delimitado con un rombo.

El método implementado no evalúa explícitamente que la convergencia haya sido lograda, esto debe chequearse en forma *off-line* sobre los datos ya reconstruidos (el estudio de la convergencia forma parte del análisis de los datos). Para esto en primer lugar debe controlarse que el perfil efectivamente fue reconstruido, para luego verificar que la fracción de contaminación Cherenkov de las sucesivas iteraciones ha ido disminuyendo hasta llegar a un valor de estabilización. La fracción de contaminación Cherenkov viene dada por la siguiente expresión:

$$fraction\ Cherenkov = \frac{f_{ckv}}{f_{ckv} + f_{flu}} \quad (4.34)$$

donde f_{ckv} es la cantidad total de luz Cherenkov sustraída y f_{flu} la luz de fluorescencia.

En general el método converge si inicialmente la forma del perfil longitudinal no es muy diferente de una función de *Gaisser – Hillas*. Esto implica que la contribución total de Cherenkov debe ser pequeña como para no distorsionar sustancialmente al perfil longitudinal. Si inicialmente el perfil longitudinal esta muy distorsionado difícilmente con una *Gaisser – Hillas* se pueda concretar un ajuste satisfactorio. En estos casos en general el ajuste falla y no puede reconstruirse el perfil longitudinal de la lluvia.

4.4 Capacidad del método iterativo para sustraer la luz Cherenkov

En esta sección se evalúa la habilidad del método iterativo que he incorporado al programa de reconstrucción de eventos del FD para sustraer la componente de luz

Cherenkov. También se evalúa como afectan las parametrizaciones de *Nerling y Giller* (del espectro diferencial de energía y distribución angular de los electrones de la lluvia) a los parámetros del perfil longitudinal: $X_{\max}$ y E . Esto es realizado reconstruyendo eventos detectados por dos de los ojos del FD (*Los Leones y Coihueco*) durante 32 meses de operación del detector (desde abril de 2004 hasta diciembre de 2006 inclusive).

4.4.1 Reconstrucción y selección de eventos

El conjunto de eventos del FD fue reconstruido tres veces, considerando en cada caso, la correspondiente parametrización para la generación del rayo de luz Cherenkov (*Hillas, Nerling y Giller*). En todos los casos la geometría de las lluvias fue reconstruida con la técnica monocular. En las reconstrucciones se utilizó la información de la DB (Data Base) del observatorio para las constantes de calibración de los PMT's ^[67] y el perfil longitudinal molecular de atmósfera (correspondiente al promedio mensual) ^[69]. Estas dos últimas consideraciones son fundamentales para lograr una adecuada reconstrucción del perfil longitudinal, tanto en lo que respecta al valor de la energía como al posicionamiento del $X_{\max}$.

La atenuación atmosférica por aerosoles fue considerada a partir del modelo paramétrico Mie, con parámetros fijos: $H_{\text{Mie}} = 1,2 \text{ km}$ y $L_{\text{Mie}} = 13,6 \text{ km}$ (correspondiente a una situación intermedia entre una atmósfera muy limpia y otra muy sucia). Para la producción de fluorescencia se adoptó el *fluorescence yield* medido experimentalmente por *Nagano* ^[95], este modelo contempla la dependencia con la altitud. El perfil longitudinal fue reconstruido con una *Gaisser – Hillas* de dos parámetros libres ($X_{\max}$ y $N_{\max}$), fijando el parámetro X_0 a 0 g/cm^2 .

El programa *Auger Offline Software* utilizado corresponde a la versión v2r0-DrEvil ^[96] (distribuido por la colaboración *Pierre Auger* en marzo del 2006).

Una vez reconstruidos los eventos se aplicaron cortes de calidad para eliminar los eventos con una inadecuada reconstrucción. La lista de cortes utilizados se detalla a continuación dividida en los tres niveles que caracterizan a las reconstrucciones del FD:

Nivel 1: Determinación del plano lluvia – detector

- 1) Número de PMT's con señal en la traza ≥ 12
- 2) Ajuste y minimización: $\text{CHI}^2 / \text{n.d.o.f} \leq 10$
- 3) Errores en los parámetros del SDP (θ_{error} y ϕ_{error}): $\leq 2^\circ$

Nivel 2: Determinación del eje de la lluvia dentro del plano SDP

- 4) Ajuste y minimización: $\text{CHI}^2 / \text{n.d.o.f} \leq 30$

- 5) Error del $R_p \leq 600 \text{ m}$
- 6) Error del ángulo $\chi_0 \leq 3^\circ$
- 7) Error del tiempo $T_0 \leq 1,2 \mu\text{s}$
- 8) Longitud de la traza $\geq 15^\circ$
- 9) Duración temporal de la lluvia $\geq 3 \mu\text{s}$

Nivel 3: Determinación del perfil longitudinal

- 10) Ajuste y minimización: $\chi^2 / \text{n.d.o.f} \leq 3$
- 11) Extensión del perfil longitudinal $\geq 200 \text{ g/cm}^2$
- 12) Profundidad atmosférica donde comienza el perfil longitudinal $\leq 650 \text{ g/cm}^2$
- 13) Error del X_{max} (estadístico) $\leq 20 \text{ g/cm}^2$
- 14) X_{max} contenido en el perfil longitudinal:

$$X_{\text{Init}} + X_{\text{max}}^{(\text{error})} \leq X_{\text{max}} \leq X_{\text{Finish}} - X_{\text{max}}^{(\text{error})}$$

donde X_{Init} e X_{Finish} son los puntos de profundidad atmosférica donde comienza y finaliza el perfil longitudinal.

- 15) Error en la energía (estadístico) $\leq 5 \%$

Se aplicó además un par de cortes extras (que no deben ser considerados cortes de calidad). El primero de ellos sobre el máximo ángulo cenital ($\theta \leq 60^\circ$) y el segundo sobre el mínimo valor de la energía ($E \geq 3,16 \times 10^{17} \text{ eV}$).

Los cortes del *Nivel 1* aseguran una correcta determinación del plano SDP. Este es el punto de partida necesario para lograr a posteriori una buena reconstrucción de la dirección del eje y por ende del perfil longitudinal de la lluvia. La calidad con la cual es reconstruido el SDP depende básicamente del número mínimo de PMTs con señal que se utiliza en la reconstrucción.

Los cortes del *Nivel 2* aseguran una correcta determinación de la dirección del eje y del punto de impacto. Como la reconstrucción del eje se realizó con la técnica monocular se procedió a controlar y limitar los errores de los parámetros (R_p , ψ y T_0), a modo de garantizar una baja incerteza en la orientación y posicionamiento del eje.

Finalmente los cortes del *Nivel 3* aseguran una correcta determinación del perfil longitudinal. El requerimiento de la inclusión del $X_{\max}$ en el perfil es esencial para incluirlo o descartarlo, debido a que es un parámetro sensible al tipo de primario.

Si bien la lista de cortes es extensa (15 cortes en total), sólo unos pocos de ellos son significativos. Los cortes más significativos eliminan la mayor cantidad de eventos pobremente reconstruidos (cortes: 1, 3, 5, 6, 11, 13, 14 y 15). Los cortes restantes conllevan a un refinamiento del proceso de selección y su inclusión previene que eventos anómalos sean incluidos en la lista final de eventos seleccionados.

En la lista de cortes no se incluyó ningún corte que pueda afectar directamente a los parámetros que controlan la colección de luz Cherenkov (ángulo de visión lluvia-detector y fracción total de luz Cherenkov), ya que de lo contrario no sería posible determinar cuan capaz resulta el método iterativo para sustraer la luz Cherenkov.

A continuación en la Tabla 1 se muestra el número total de eventos reconstruidos y seleccionados:

Total de eventos	112021	---
Total de lluvias	73987	100.0 %
Lluvias al nivel 1	52810	71.4 %
Lluvias al nivel 2	15779	21.3 %
Lluvias al nivel 3	3109	4.2 %

Tabla 1: *Eventos reconstruidos y seleccionados en los distintos niveles de reconstrucción (ver texto para detalles).*

El número total de eventos indicado en la Tabla 1 corresponde al conjunto de eventos producidos por las lluvias de partículas y por los disparos de láser del CLF ^[72], por este motivo han sido eliminados todos aquellos eventos originados por los disparos del CLF. La Tabla 1 refleja como a medida que se imponen restricciones sobre los parámetros reconstruidos de la lluvia se reduce el conjunto de eventos disponibles para el análisis. Al final del proceso de selección solo el 4,2 % de eventos reconstruidos son útiles para estudios de física de rayos cósmicos.

4.4.2 Análisis de los eventos reconstruidos

En la figura 4.7 se muestra la distribución del ángulo cenital y azimutal de las lluvias seleccionadas.

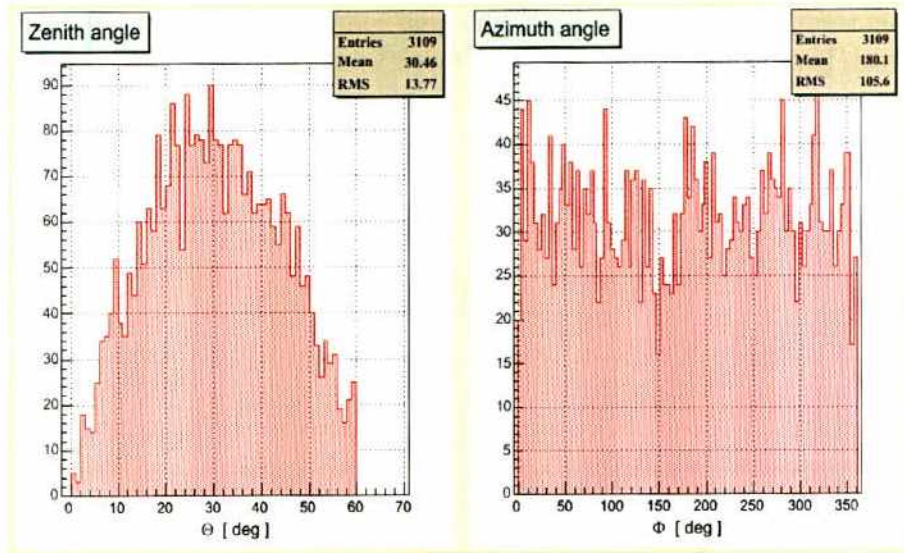


Figura 4.7: Distribución del ángulo cenital (izquierda) y azimutal (derecha) del conjunto de lluvias seleccionadas.

La distribución cenital alcanza su máximo alrededor a los 30° y no en 45° , que es donde se espera que este si consideramos que el flujo de rayos cósmicos que ingresa a la atmósfera es isotrópico en su dirección de arribo ($dN/d\theta \sim \sin(\theta) \times \cos(\theta)$). Esta característica refleja la dificultad del FD para detectar y reconstruir lluvias con gran inclinación. En efecto, las lluvias inclinadas siempre son más afectadas por la atenuación atmosférica, lo cual afecta directamente al *trigger* del FD. Por otro lado, la distribución azimutal presenta una pronunciada uniformidad con fluctuaciones no muy significativas, esto es lo esperado de la distribución teórica ($dN/d\phi \sim 1$).

La distribución del parámetro de impacto y su dependencia con la energía se indican en la figura 4.8. El máximo de la distribución del R_p se encuentra entre 7 y 9 km, mientras que el grueso de los eventos se halla dentro de un rango comprendido entre 5 y 15 km.

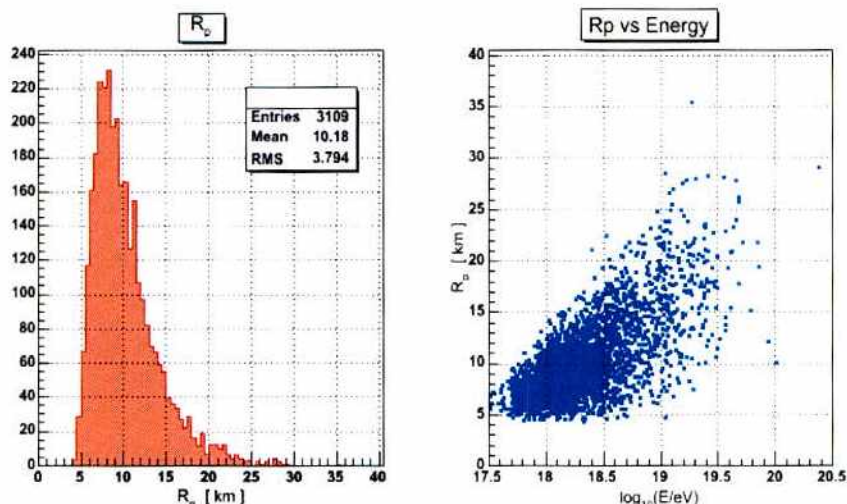


Figura 4.8: Distribución del R_p (izquierda) y su dependencia con la energía (derecha).

La forma de la distribución del R_p con la energía ayuda a entender la forma de la distribución del R_p . En efecto, como las lluvias de menor energía únicamente son visibles dentro de un intervalo de distancias próximo al ojo y éstas son mayoritarias (ya que el flujo de rayos cósmicos viene dominado por lluvias de bajas energías), es de esperar que la distribución del R_p se concentre en un intervalo de distancias vecino al ojo. Las lluvias mas energéticas pueden ser detectas dentro de un intervalo de distancias mayores, por lo tanto son responsables de la cola que presenta la distribución del R_p .

El evento de mayor energía que se observa en la Fig. 4.8 ($\log_{10}(E/\text{eV}) \sim 20,4$), corresponde al gran evento registrado por el ojo del FD en Coihueco. Este fantástico evento es estudiado con sumo detalle en el Cap. 6.

Corresponde mencionar que para el estudio realizado en esta sección no es vital un conocimiento exacto de la energía de las lluvias, por lo tanto, los valores aquí indicados no deben tomarse como absolutos sino como indicativos (aunque con alto grado de aproximación). El conocimiento riguroso de la energía de cada evento obliga a tener que utilizar la información de los aerosoles medidos, cosa que aquí no ha sido efectuada debido a que se utilizó el modelo parametrico Mie ^[42,71].

En la figura 4.9 se muestran cuatro distribuciones que involucran a la fracción total de luz Cherenkov sustraída. El histograma de la distribución de luz Cherenkov (arriba a la izquierda), la fracción de luz Cherenkov en función del ángulo de visión lluvia – detector en la posición del X_{max} (arriba a la derecha), la fracción de luz Cherenkov en función del R_p (abajo a la izquierda) y por ultimo la fracción de luz Cherenkov en función del ángulo cenital (abajo a la derecha).

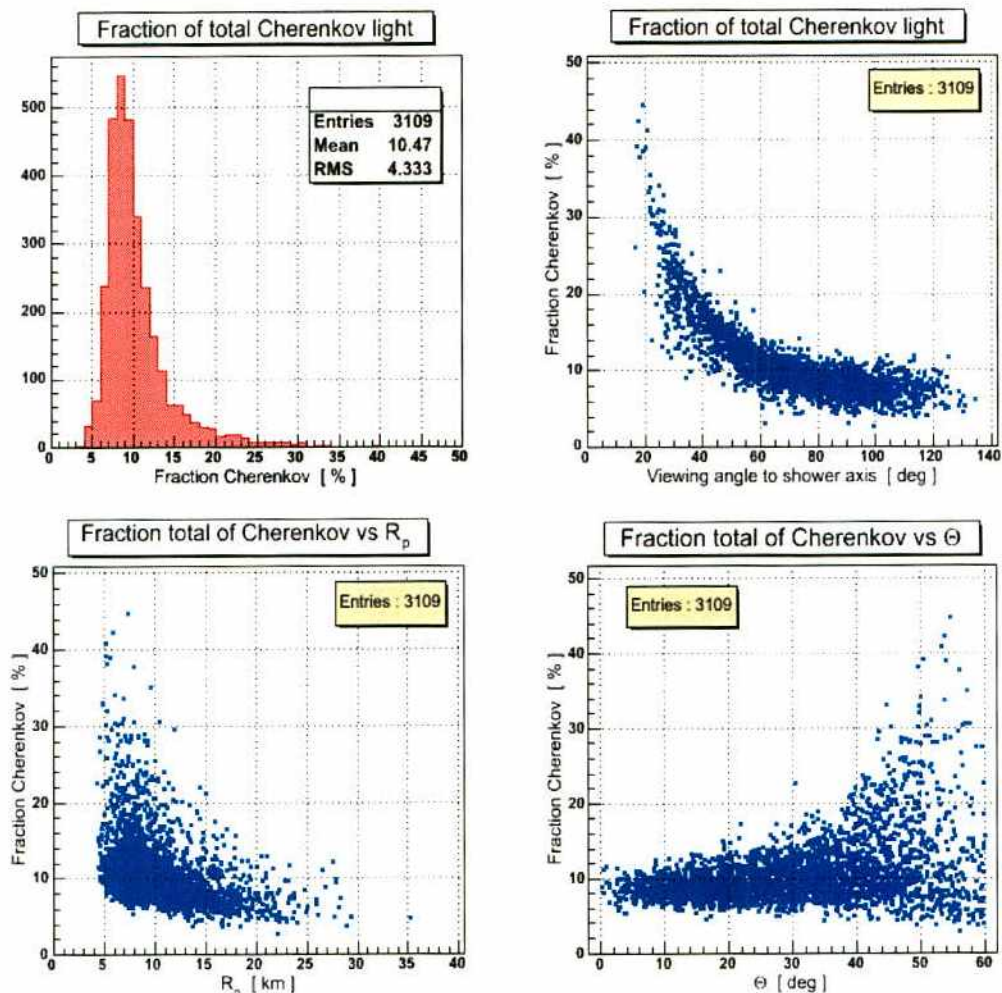


Figura 4.9: Distribución de la fracción de contaminación Cherenkov (arriba izquierda), su dependencia con el ángulo de visión lluvia – detector en la posición del X_{max} (arriba derecha), su dependencia con el R_p (abajo izquierda) y su dependencia con el ángulo cenital (abajo derecha).

En la primer figura (arriba izquierda), se observa que la mayor cantidad de eventos posee una fracción de luz Cherenkov del $\sim 9\%$. Para el grueso de los eventos esta fracción se encuentra entre el 4% y 16% . El número de eventos con una fracción mayor al 20% es poco significativo.

En la segunda figura (arriba derecha), se observa que si aumenta el ángulo de visión disminuye el porcentaje de contaminación. Esto es de esperar debido a que bajo esa situación se reduce fuertemente el número de fotones Cherenkov que arriban en forma directa al detector. Por otro lado, la ausencia de eventos con ángulos de visión menores a 20° es un fuerte signo de la incapacidad del método iterativo para reconstruir eventos con alta contaminación. De esta figura se desprende que aplicando un corte sobre el mínimo valor del ángulo de visión automáticamente se limita la fracción máxima de contaminación Cherenkov (tomando 20° la contaminación queda reducida a menos del 40%).

Las dos figuras inferiores se complementan entre sí y su comportamiento es el esperado. La contaminación crece para ángulos cenitales grandes cuando la lluvia es cercana al detector, debido a que en ese caso el ángulo de visión es más chico (con lo cual hay una mayor contribución del Cherenkov directo) y también es más probable que ocurra dispersión Rayleigh (con lo cual hay mas contribución del Cherenkov Rayleigh). Estas lluvias son en general aquellas que arriban desde adelante acercándose en dirección al ojo.

4.4.3 Impacto de las parametrizaciones de Nerling y Giller sobre el $X_{\max}$ y E

Finalmente se evaluó el impacto que producen las parametrizaciones de *Nerling* y *Giller* sobre los parámetros reconstruidos $X_{\max}$ y E. Para esto se construyeron las funciones residuales definidas como las diferencias entre los resultados obtenidos con las nuevas parametrizaciones (*Nerling* y *Giller*) y aquellos obtenidos mediante la parametrización de *Hillas*.

En la figura 4.10 se muestran las distribuciones residuales obtenidas para $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$. En ambos casos (*Nerling* vs *Hillas* y *Giller* vs *Hillas*) las diferencias son muy pequeñas, consecuencia directa de las pequeñas diferencias en el número fotones Cherenkov generados con las distintas parametrizaciones (ver Fig. 4.4).

Para el caso *Nerling* vs *Hillas*, el corrimiento respecto al cero en $\Delta X_{\max}$ es de 0,6 g/cm² (con un RMS de 1,1 g/cm²), mientras que para la energía es de -0,24 % (con un RMS de 0,44 %). Para el caso *Giller* vs *Hillas* las diferencias son algo mayores, 1,7 g/cm² en $\Delta X_{\max}$ (con un RMS de 2,4 g/cm²) y 0,6 % para la energía (con un RMS de 1,7 %).

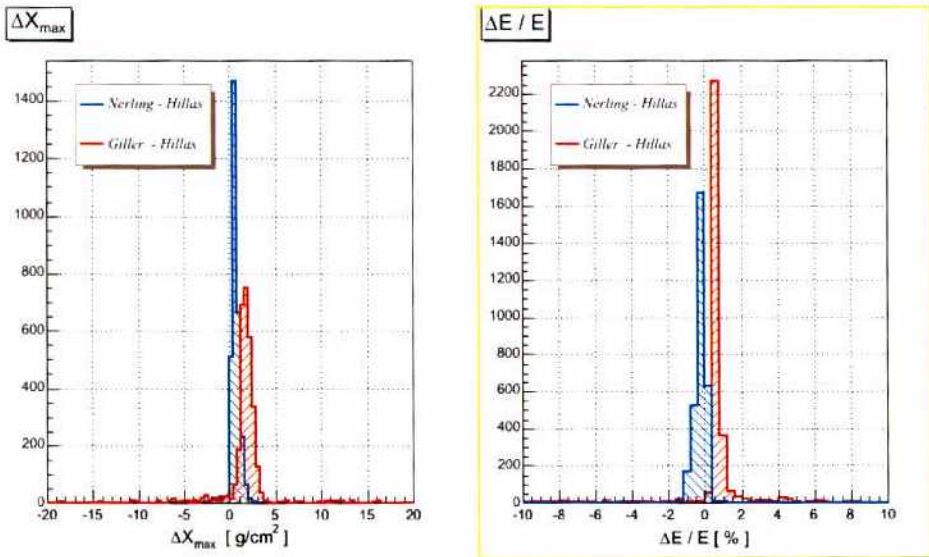


Figura 4.10: Distribuciones residuales para $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$ correspondientes a las distribuciones de *Nerling* vs *Hillas* (en azul) y *Giller* vs *Hillas* (en rojo).

Las diferencias halladas para $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$ indican que las nuevas parametrizaciones no producen cambios significativos en los parámetros reconstruidos del perfil longitudinal.

4.5 Conclusiones

- Dentro de la cadena de reconstrucción de eventos del FD, en el marco del programa de análisis *Auger Offline Software*, incorporé un método que permite evaluar y sustraer la componente de luz Cherenkov en forma iterativa. Este es el programa oficial de reconstrucción de la colaboración *Pierre Auger* que necesariamente debe ser usado en la reconstrucción de lluvias con el FD.
- El método que incorporé en el programa de análisis *Auger Offline Software* fue probado reconstruyendo en forma monocular eventos del FD. Estos resultados indican que el método incorporado para la sustracción Cherenkov no reconstruye eventos con una fracción Cherenkov superior al 40 %.
- Dentro del programa *Auger Offline Software* incorporé las nuevas parametrizaciones del espectro diferencial de energía de los electrones y su distribución angular (desarrolladas por *Nerling y Giller*). El usuario puede optar por la parametrización a utilizar antes de cada corrida, sea para realizar simulaciones como para efectuar reconstrucciones.
- Evalué el efecto que producen las parametrizaciones de *Nerling y Giller* sobre los parámetros del perfil longitudinal: $X_{\max}$ y E , respecto a los producidos por la parametrización de *Hillas*. Las diferencias observadas con relación a la parametrización de *Hillas* no presentan diferencias significativas.

CAPÍTULO 5

Reconstrucción del perfil longitudinal

5.1 Introducción

En este capítulo se evalúa la influencia de algunos aspectos vinculados con la técnica de reconstrucción de eventos del FD, estableciendo el impacto que producen sobre los parámetros básicos de las lluvias reconstruidas. La reconstrucción de eventos es un tema central en el estudio experimental de rayos cósmicos y reviste una inusual complejidad, debido a que a partir de un muestreo pequeño con respecto al total de partículas y con una variedad de incertezas sistemáticas se deben obtener los parámetros geométricos y físicos de la partícula primaria que arriba en las capas superiores de la atmósfera. La confiabilidad de los resultados del *Observatorio Pierre Auger* dependerá entonces de los métodos de reconstrucción utilizados y se deberán conocer las incertezas sistemáticas y estadísticas asociadas a los distintos parámetros reconstruidos.

En primer lugar se evalúa como afecta la técnica de reconstrucción monocular a los parámetros reconstruidos de las lluvias. Se pone énfasis en la influencia que ejerce dicha técnica de reconstrucción sobre los parámetros del perfil longitudinal X_{max} y E . Esto es realizado comparando reconstrucciones del FD monocular con las del FD híbrido. A posteriori se hace un estudio comparativo entre la reconstrucción del SD y la del FD híbrido al nivel de la geometría de las lluvias, estableciendo las diferencias entre ambas reconstrucciones.

En segundo lugar se evalúa como se ven afectados los parámetros X_{max} y E al utilizar el modelo paramétrico de aerosoles Mie, en lugar del que proveen los perfiles de aerosoles medidos para el VAOD (Vertical Aerosol Optical Depth).

En tercer y último lugar se evalúa como se ve afectado el perfil longitudinal cuando se lo ajusta con una *Gaisser – Hillas* a tres parámetros libres (X_{max} , N_{max} y X_0), en vez del ajuste estándar con dos parámetros libres (X_{max} y N_{max}). El número de eventos reconstruidos en ambos casos y las diferencias halladas en los valores de X_{max} y E según el ajuste realizado es presentado y discutido.

5.2 Influencia de la reconstrucción geométrica en las lluvias

Como se menciona en el Cap. 2 y 3, un número importante de las lluvias detectadas por el *Observatorio Pierre Auger* son híbridas. Por lo tanto utilizando este subconjunto de eventos es posible evaluar, sin necesidad de recurrir a simulaciones numéricas, la resolución de la técnica monocular del FD tomando como referencia los buenos eventos reconstruidos con la técnica híbrida.

5.2.1 Reconstrucción y selección de eventos híbridos

La reconstrucción de los eventos híbridos se realizó sobre el conjunto de eventos que reconstruidos en forma monocular poseen una buena reconstrucción al nivel del SDP. Estos eventos monoculares son los mismos que se utilizaron para estudiar el método de evaluación y sustracción de la luz Cherenkov en el Cap. 4.

Para esto, se desarrolló un nuevo módulo *PdExcludeEventOG*, a fin de reconstruir únicamente los eventos seleccionados al nivel del SDP, excluyendo todos los eventos originados por el ruido, disparos de láser, registrados exclusivamente por el SD o bien de lluvias con una reconstrucción insatisfactoria del SDP. Con este procedimiento se ahorró mucho tiempo de máquina evitando la reconstrucción de eventos que luego serían descartados al aplicar los cortes de selección (el tamaño actual de los datos almacenados en formato híbrido SD + FD, por cada mes de operación del detector es superior a 10 GBytes).

Con este procedimiento un total de 52810 eventos fueron reconstruidos con la técnica híbrida del FD indicada en el Cap. 2. En estas reconstrucciones la evaluación de la producción de Cherenkov se realizó considerando la parametrización de *Nerling* ^[88], la sustracción del Cherenkov se efectuó en forma iterativa con la cadena de reconstrucción que se describió en el Cap. 4. Posteriormente sobre los datos reconstruidos se aplicaron cortes para seleccionar los buenos eventos híbridos. En este procedimiento se tuvo especial cuidado de que los eventos seleccionados no incluyesen PMT's con saturación ^[97], ya que en la versión del programa *Auger Offline Software* utilizado no existe un algoritmo para la recuperación de señales saturadas.

Los cortes que definen cuando un evento híbrido posee una buena reconstrucción al nivel de la geometría de las lluvias han sido estudiados por miembros de la colaboración *Pierre Auger*. Como un evento híbrido requiere de al menos una estación del SD con *trigger* una buena reconstrucción geométrica híbrida puede lograrse requiriendo que: 1) La estación utilizada debe ser cercana al punto de impacto de la lluvia en el suelo y 2) Debe existir una buena correlación temporal entre el tiempo de arribo del frente de la lluvia a la estación seleccionada, de manera tal que, la diferencia entre el tiempo medido por la estación utilizada y el tiempo calculado sobre la base del *timing* del FD sea pequeña. En base a este criterio han sido establecidos por la colaboración *Pierre Auger* los siguientes cortes de calidad que permiten seleccionar buenos eventos híbridos ^[98]:

- El tanque del SD utilizado debe distar a menos de 2 km del eje de la lluvia.

- La minimización requiere que el ajuste produzca una $\text{CHI}^2 / \text{n.d.o.f} \leq 30$.
- El *offset* temporal entre el tanque del SD utilizado y el ojo del FD debe ser menor a 200 ns luego de la minimización

Las distribuciones correspondientes a estos tres parámetros para los buenos eventos híbridos reconstruidos que finalmente he seleccionado para este trabajo se muestran a continuación en la figura 5.1.

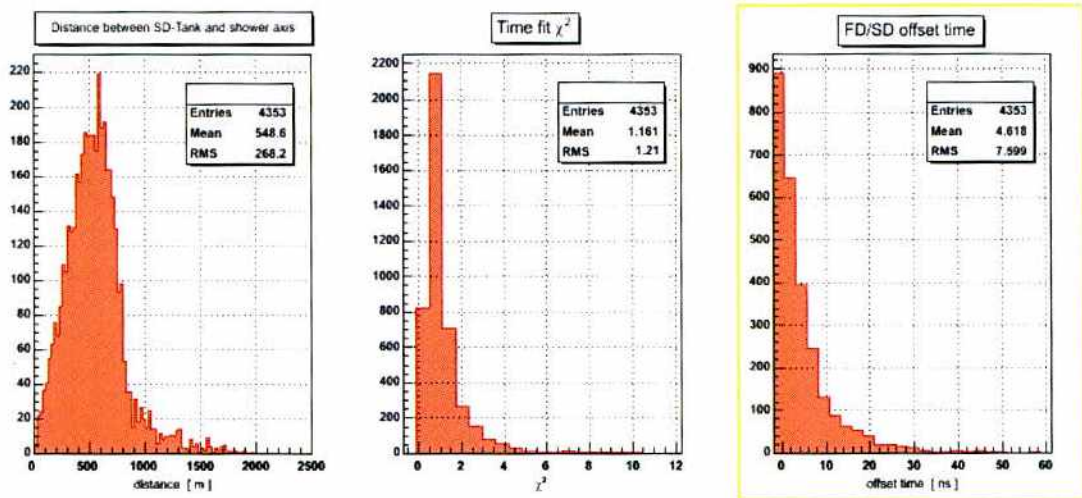


Figura 5.1: *Parámetros que definen a los buenos eventos híbridos. Distancia entre el eje de la lluvia y el tanque del SD utilizado (izquierda), $\text{CHI}^2 / \text{n.d.o.f}$ (centro) y *offset* temporal luego de la minimización (derecha).*

En la figura 5.1 se observa que en valor medio la distancia entre el tanque del SD y el eje de la lluvia es de ~ 550 m. Por otro lado, los pequeños apartamientos respecto al cero que presentan las distribuciones de $\chi^2 / \text{n.d.o.f}$ y el *offset time*, son indicadores de la calidad que posee la reconstrucción geométrica de los eventos híbridos seleccionados. El resto de los cortes aplicados es idéntico a los utilizados en las reconstrucciones monoculares para estudiar la sustracción de la contaminación Cherenkov (tanto al nivel de la geometría como del perfil longitudinal).

Seleccionados los eventos híbridos se evaluaron las funciones residuales de distribución (definidas como: parámetro monocular – parámetro híbrido). Las funciones evaluadas son: $\Delta\theta$ (ángulo cenital) y $\Delta\phi$ (ángulo azimutal), ΔR_p (parámetro de impacto) y $\Delta\chi_0$ (ángulo χ_0 , definido como: $\chi_0 = \pi - \psi$), ΔX_{max} y $\Delta E/E$. Se consideró además el ángulo espacial formado por la dirección del eje de la lluvia reconstruida en forma monocular y la híbrida ($\delta\alpha$) y la distancia entre los puntos de impacto de ambas reconstrucciones (ΔCore).

5.2.2 Resultados obtenidos de la comparación monocular – híbrido

De un total de 4353 eventos híbridos seleccionados que satisfacen todos los cortes de calidad sólo 1854 poseen una buena reconstrucción monocular (con idénticos cortes). Sobre este conjunto de eventos se realizó la comparación entre ambas reconstrucciones. En la figura 5.2 se muestran las funciones de distribución obtenidas para los parámetros geométricos de las lluvias reconstruidas.

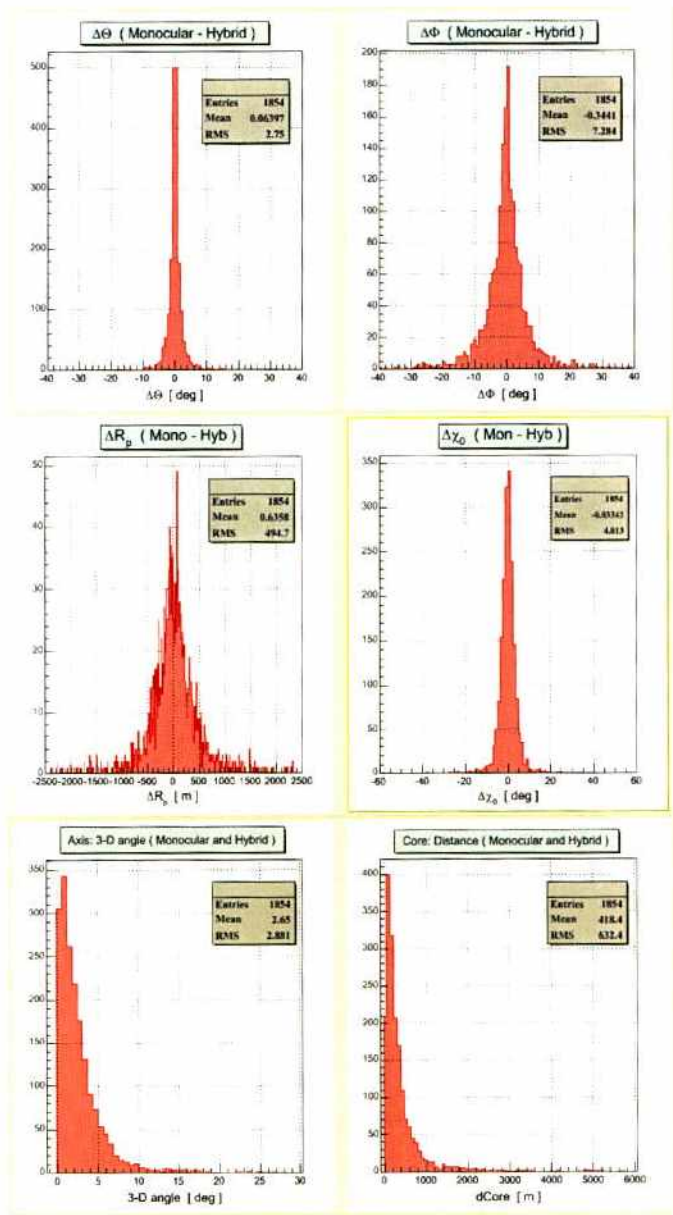


Figura 5.2: Comparación entre los eventos reconstruidos (monocular - híbrido). Parámetros angulares (arriba), posicionamiento del eje dentro del SDP (al centro) y geometría del eje (abajo).

En estas figuras se observa que los valores de *offset* de las distribuciones para $\Delta\theta$, $\Delta\phi$, ΔR_p y $\Delta\chi_0$, son despreciables respecto a los correspondientes valores RMS. Acorde a los resultados de la figura 5.2, se obtiene una diferencia en la reconstrucción de la dirección del eje de las lluvias de $2,75^\circ$ (correspondiente al 68 % de la distribución), con una diferencia en el posicionamiento del parámetro de impacto de 346 m entre ambas reconstrucciones.

En particular la desviación obtenida para el R_p es significativamente buena si la comparamos con los resultados derivados de simulaciones con lluvias de 10^{19} eV realizadas en épocas tempranas del proyecto *Pierre Auger*. En efecto, según lo indicado en la figura 3.22 del Cap. 3, la desviación para el R_p monocular es de ~ 800 m (68 % CL), un valor ligeramente superior al obtenido en este trabajo, aunque de todos modos mayor a los ~ 15 m (68 % CL) esperados con reconstrucciones híbridas.

En la figura 5.3 se muestra la distribución residual obtenida para la distribución de $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$. Ambas distribuciones presentan pequeños valores de *offset* con respecto a sus respectivos valores RMS. Según estos valores las dispersiones son de ~ 27 g/cm² para el $X_{\max}$ y de un ~ 10 % para la energía.

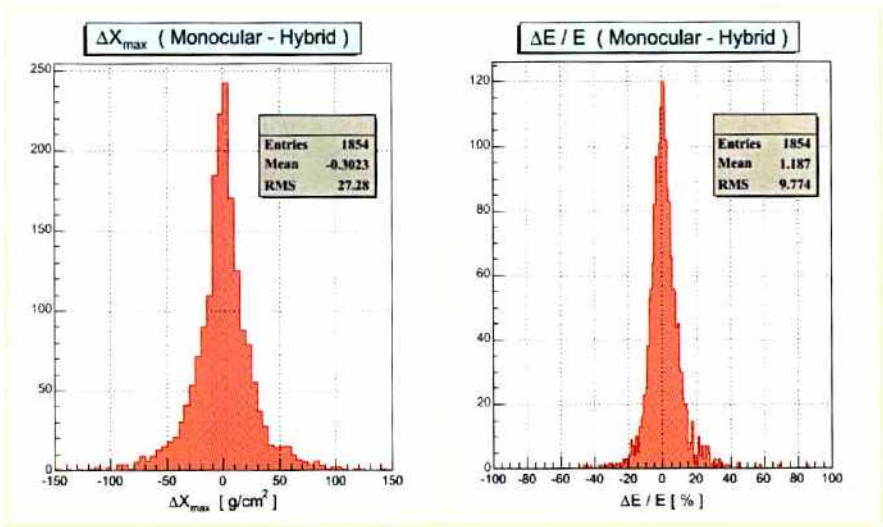


Figura 5.3: Comparación entre los eventos reconstruidos (monocular – híbrido).
Parámetros del perfil longitudinal: $\Delta X_{\max}$ (izquierda) y $\Delta E/E$ (derecha).

Los resultados de las figuras 5.2 y 5.3 indican que los cortes implementados permiten seleccionar buenos eventos monoculares, ya que no introducen valores de *offset* significativos respecto a los correspondientes valores RMS.

A continuación en la figura 5.4 se muestra la correlación entre los parámetros reconstruidos con la técnica monocular y la técnica híbrida. La desviación entre ambas reconstrucciones viene evidenciada por la recta a 45° que se indica en cada figura. En esta figura se comparan los ángulos que definen al eje de la lluvia y los parámetros que caracterizan al perfil longitudinal, en ambos casos se observa que la mayor parte de los eventos posee una buena correlación entre los respectivos parámetros.

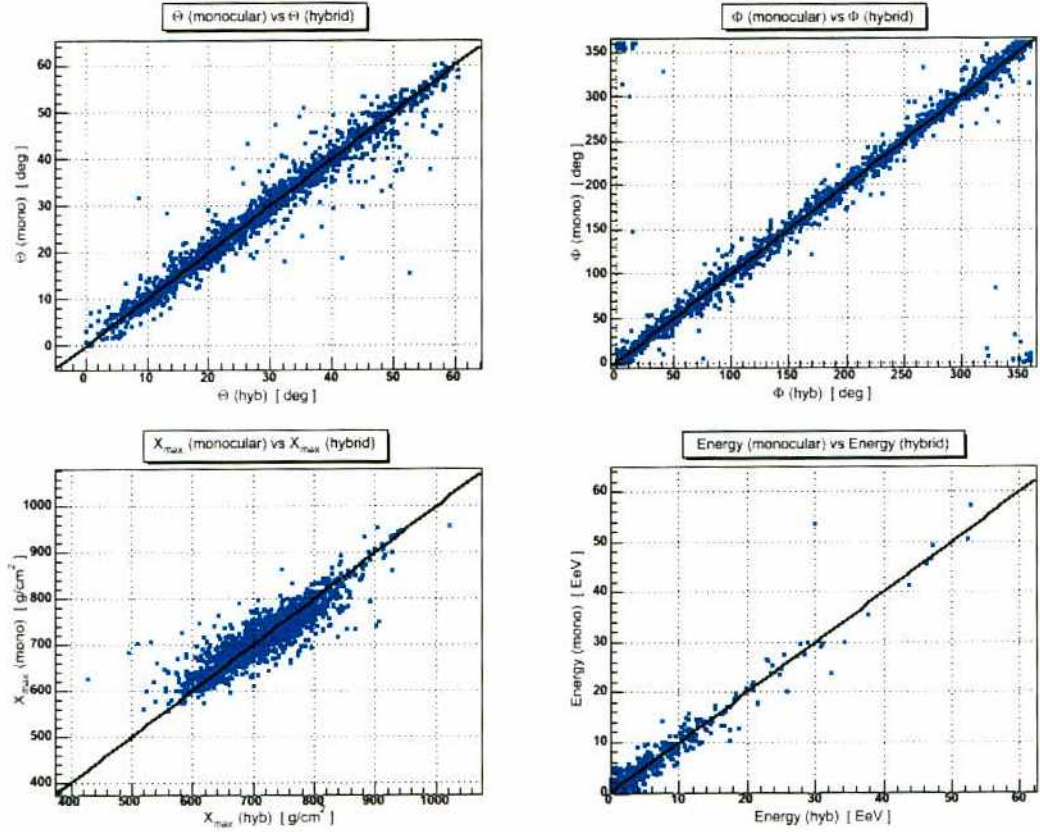


Figura 5.4: Desviación entre parámetros monoculares e híbridos. Ángulos que definen al eje de la lluvia (arriba) y parámetros del perfil longitudinal (abajo).

Se investigó una posible dependencia de la resolución de los parámetros del perfil longitudinal con la energía de las lluvias. Esto se realizó sub-dividiendo el intervalo de energía de las lluvias en tres intervalos: $\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,5$, $18,5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,0$ y $19,0 < \log_{10}(E/\text{eV})$. Luego en cada uno de estos intervalos se evaluaron las funciones ΔX_{max} y $\Delta E/E$, los resultados obtenidos se muestran en la figura 5.5 (los histogramas se encuentran normalizados a efectos de apreciar las diferencias en las distribuciones).

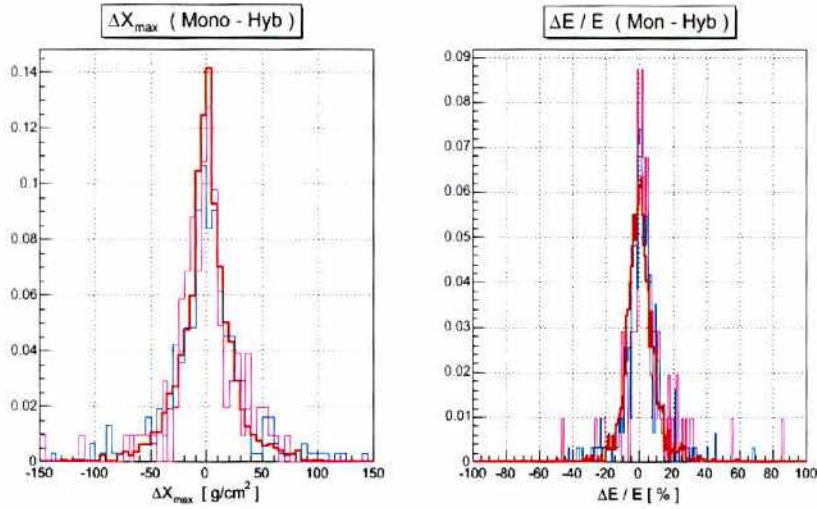


Figura 5.5: Reconstrucción del perfil longitudinal de acuerdo con la energía de las lluvias. 1) lluvias con $\log_{10}(E/eV) < 18,5$ (en rojo), 2) lluvias con $18,5 \leq \log_{10}(E/eV) \leq 19,0$ (en azul) y 3) lluvias con $19,0 < \log_{10}(E/eV)$ (en violeta).

Estos histogramas muestran que la resolución del $X_{\max}$ y E es esencialmente la misma independientemente del rango de energía considerado, las pequeñas diferencias provienen por efecto estadístico, ya que el número total de eventos en cada intervalo se ve reducido sensiblemente al considerar energías cada vez mayores (si bien una correcta comparación requiere que sean utilizadas muestras similares en cada intervalo, esto aun no es posible debido a la baja estadística disponible para el FD).

5.2.3 Efecto de la longitud de la traza

Comúnmente el análisis de los eventos monoculares ha sido realizado considerando eventos con una longitud de la traza no menor a 20° [99], por lo tanto el análisis de la influencia de este corte sobre la resolución de los eventos monoculares puede ser importante y merece considerarse.

La figura 5.6 muestra el histograma de distribución de la longitud de la traza de los eventos reconstruidos. Esta distribución posee un valor medio de $\sim 27^\circ$, se observa además que el número de eventos con una traza menor a 22° es poco significativo. Es de esperar entonces que un corte sobre la mínima longitud de la traza (adoptado en 22°) tenga poca influencia sobre la resolución de los parámetros de la lluvia. Con el objetivo de verificar esta asunción se incluyó este corte en este análisis, para luego realizar las comparaciones entre ambos casos (con y sin corte en la mínima longitud de la traza).

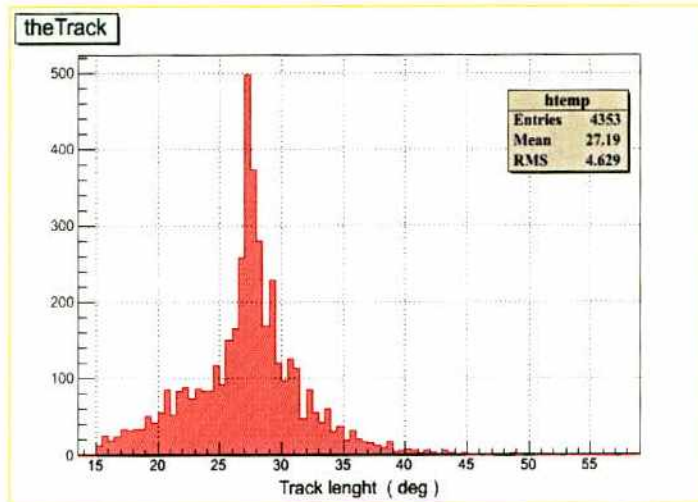


Figura 5.6: Distribución de la longitud de la traza de los eventos híbridos. Una pequeña fracción de estos posee una traza menor a 22° .

Los resultados obtenidos indican que efectivamente introducir un corte sobre la mínima longitud de la traza no modifica en forma sustancial la resolución de los parámetros reconstruidos. Este corte se limita exclusivamente a eliminar de las distribuciones la mayor parte de los eventos que presentan mayor desviación entre ambas reconstrucciones (ver Fig. 5.2 y 5.3). Estos eventos son en general los que se encuentran en las colas de las distribuciones.

En la Tabla 1 se indican los correspondientes valores medios y desviaciones de las funciones de resolución de los dos casos considerados (con y sin corte en la mínima longitud de la traza). Las desviaciones indicadas han sido obtenidas ajustando con una función de *Gauss* a cada histograma: $\Delta\theta$, $\Delta\phi$, ΔR_p , $\Delta\chi_0$, $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$, mientras que los valores para $\delta\alpha$ y ΔCore corresponden al 68 % de cada distribución.

	Valor Medio		Desviación	
	Sin corte	Con corte	Sin corte	Con corte
$\Delta\theta$ (deg)	-0.006	-0.006	1.2	1.1
$\Delta\phi$ (deg)	-0.118	-0.098	4.6	4.5
ΔR_p (m)	-0.16	-2.8	311	292
$\Delta\chi_0$ (deg)	0.01	0.05	2.9	2.7
$\Delta X_{\max}$ (g/cm ²)	-0.11	0.26	20.3	19.4
$\Delta E/E$ (%)	0.53	0.52	6.7	6.4
$\delta\alpha$ (deg)	2.65	2.21	2.75	2.75
ΔCore (m)	418	295	346	346

Tabla 1: Resolución de los parámetros reconstruidos (monocular - híbrido), para los dos casos considerados (con y sin corte en la mínima longitud de la traza).

Los resultados de la Tabla 1 señalan que introducir un corte en la mínima longitud de la traza (fijado en 22^0) no mejora significativamente la resolución de los parámetros reconstruidos. Las resoluciones obtenidas en este trabajo son consistentes con las obtenidas por otros autores considerando eventos del tipo *Golden Hybrid*^[100,101] (es decir con eventos híbridos donde el *trigger* es logrado en forma independiente tanto por el FD como por el SD^[49,102]).

5.2.4 Comparación entre el SD y el FD híbrido

Los eventos detectados por el SD que poseen una buena reconstrucción desde el punto de vista del SD, fueron utilizados para confrontar las reconstrucciones geométricas de las lluvias con relación a las del FD híbrido. Luego esta resolución (SD – FD híbrido) es comparada con la obtenida previamente para el FD monocular (FD mono – FD híbrido).

5.2.4.1 Selección de eventos del SD

La información de las reconstrucciones del SD se extrajo de la información que dispone la colaboración *Pierre Auger* a través de la pagina *AugerTribune*^[103]. Los eventos utilizados en la comparación fueron seleccionados aplicando un conjunto de cortes mínimos que garantizan una razonable reconstrucción de las lluvias con el SD. La lista de cortes utilizados en la selección de eventos del SD es:

- Errores en de los ángulos cenitales y azimutales $\leq 10^0$.
- Error en la determinación del punto de impacto ≤ 600 m.
- Error en el $S_{1000} \leq 10$ %.
- Evento calificado como bueno (con el punto de impacto posicionado dentro del arreglo de estaciones del SD que participan en el evento, buen ajuste en la geometría y en el perfil lateral de partículas).

La resolución de la reconstrucción geométrica entre el SD y el FD híbrido se efectuó finalmente sobre una muestra con 1864 eventos.

5.2.4.2 Resultados de la comparación

En la figura 5.7 se muestran las distribuciones obtenidas de la comparación SD – FD híbrido para los parámetros geométricos de las lluvias: $\Delta\theta$, $\Delta\phi$, $\delta\alpha$ y $\Delta Core$.

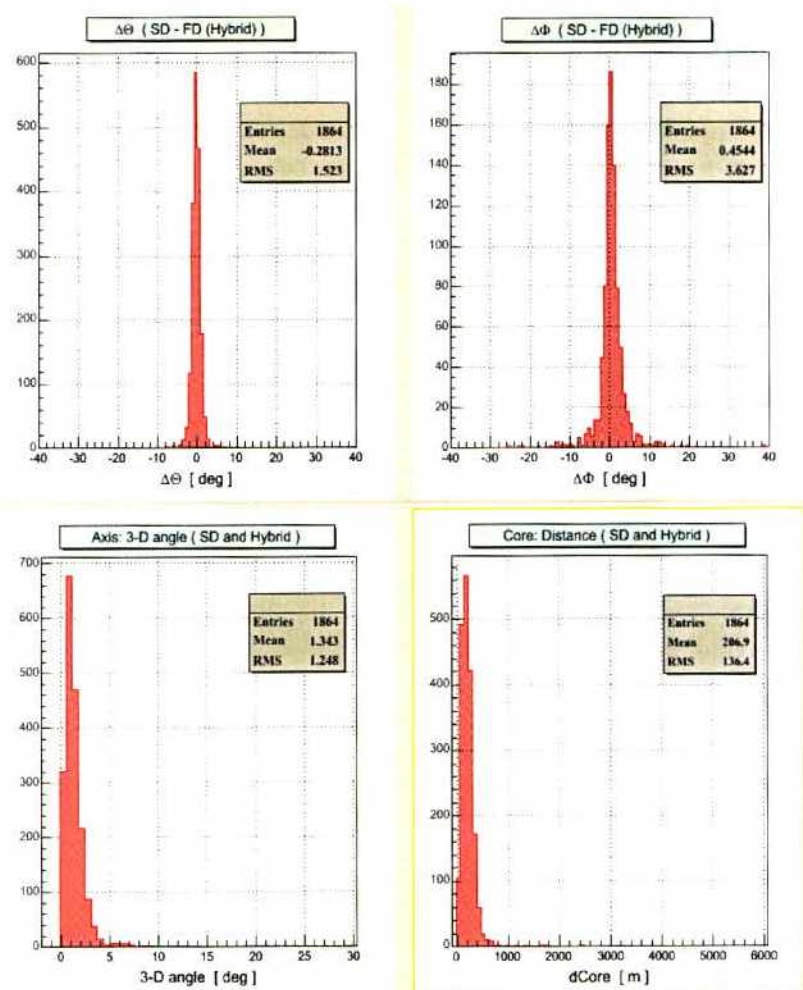


Figura 5.7: Comparación entre las reconstrucciones del SD puro y el FD híbrido. Ángulos que definen la dirección del eje (arriba) y su geometría (abajo).

En la Tabla 2 se indican los correspondientes valores medios y desviaciones de las funciones de resolución de la figura 5.7. Las desviaciones han sido obtenidas ajustando con una función de *Gauss* a cada histograma ($\Delta\theta$ y $\Delta\phi$), en cambio los valores para $\delta\alpha$ y ΔCore corresponden al 68 % de cada distribución. A efectos comparativos se indican en esta misma tabla los resultados obtenidos previamente para el caso de FD (monocular - híbrido).

	Valor medio		Desviaciones	
	SD	FD	SD	FD
$\Delta\theta$ (deg)	-0.27	-0.006	1.0	1.2
$\Delta\phi$ (deg)	0.47	-0.118	1.6	4.6
$\delta\alpha$ (deg)	1.34	2.65	1.5	2.75
ΔCore (m)	207	418	265	346

Tabla 2: Comparación entre las reconstrucciones del SD (puro) y la del FD híbrido. Se indican además los resultados de la comparación FD (monocular - híbrido).

Los resultados de la Tabla 2 señalan una excelente concordancia entre los parámetros geométricos reconstruidos por el SD y aquellos del FD híbrido. Las diferencias en la geometría poseen pequeñas desviaciones, 265 m (para el punto de impacto) y $\sim 1,5^\circ$ en la dirección del eje.

La comparación entre los resultados del SD con los del FD monocular indica claramente que el SD provee una mejor resolución geométrica que el FD monocular. La diferencia entre ambas reconstrucciones es casi un factor ~ 2 , tanto en el punto de impacto como en la dirección del eje de las lluvias. La fuerte desviación que poseen las reconstrucciones monoculares del FD indica que son menos adecuadas para los estudios vinculados con las direcciones de arribo y anisotropías de los rayos cósmicos, uno de los objetivos fundamentales del *Observatorio Pierre Auger*.

5.3 Influencia de los aerosoles en la reconstrucción del perfil longitudinal

Como se mencionó en el Cap. 3, las técnicas de monitoreo atmosférico implementadas en el *Observatorio Pierre Auger* permiten conocer (entre otros parámetros) como es la profundidad óptica de los aerosoles en función de la altitud (VAOD) ^[71]. Dos técnicas independientes entre sí, la del LIDAR ^[42,71] y la del CLF ^[71,72] efectúan dichas mediciones. Estas mediciones del VAOD son importantes para la reconstrucción de eventos del FD, debido a que el contenido de aerosoles afecta la colección de la luz de fluorescencia y también a las componentes de la luz Cherenkov tal como ha sido demostrado en un estudio previo sobre el tema ^[43] y se indicó en los Cap. 2 y 4.

Para evaluar la influencia que introducen en las reconstrucciones los perfiles medidos del VAOD con respecto a los del modelo paramétrico Mie ^[40,68,104], es que se evalúa en esta sección las diferencias que ambos producen sobre los parámetros $X_{\max}$ y E . Los perfiles del VAOD utilizados en este trabajo son aquellos derivados a partir de la técnica del CLF.

Es de interés evaluar la influencia de los perfiles del VAOD para determinar si los parámetros L_{Mie} y H_{Mie} , que caracterizan al modelo paramétrico, pueden describir en forma promedio los aerosoles de la atmósfera. Si esto es correcto, entonces dicho modelo podría utilizarse en las reconstrucciones cuando por motivos técnicos no resulte posible monitorear directamente la atmósfera con el CLF o las estaciones del LIDAR.

5.3.1 Selección de eventos híbridos y perfiles verticales de aerosoles

Se utilizó la información del VAOD disponible en la DB (Data Base) del *Observatorio Pierre Auger* para reconstruir los eventos híbridos del FD y luego comparar los resultados del $X_{\max}$ y E , con los obtenidos a partir del modelo Mie (con parámetros de atenuación $L_{\text{Mie}} = 13.6 \text{ km}$ y $H_{\text{Mie}} = 1,2 \text{ km}$ que caracterizan a una atmósfera promedio).

El conjunto de eventos utilizados corresponde al periodo abril de 2004 a agosto de 2006 inclusive para dos ojos del FD, *Los Leones* y *Coihueco* (al momento de realizar este

trabajo la información del VAOD en la DB se hallaba disponible solo hasta agosto de 2006). Los eventos híbridos reconstruidos con perfiles del VAOD fueron seleccionados a partir de las reconstrucciones híbridas realizadas para estudiar el efecto de la reconstrucción geométrica monocular (ver sección 5.2 de este Cap.). De estos eventos sólo un total de 10508 eventos resultaron candidatos para ser reconstruidos utilizando la información de los perfiles del VAOD.

La versión utilizada del programa *Auger Offline Software* posee un inconveniente para reconstruir eventos con la información del VAOD. En efecto el programa al intentar reconstruir un evento que no posee información del VAOD en la DB, en ves de continuar ignorando dicho evento (o avisando que no puede ser reconstruido por no existir el perfil del VAOD), efectuaba automáticamente la interrupción del programa. Esto en la práctica hacia imposible la reconstrucción de eventos utilizando perfiles del VAOD. Para suplir este inconveniente desarrolle un módulo personal *AerosolCheckOG*, a fin de determinar que eventos del FD poseen información de VAOD en la DB. Utilizando este módulo determine cuales de los 10508 eventos candidatos poseen información del VAOD, para luego reconstruir sólo estos eventos evitando conflictos en el programa *Auger Offline Software* (este problema ha sido solucionado en la nueva versión del programa *Auger Offline Software* ^[105]). El módulo *AerosolCheckOG* se utilizó también para extraer a disco la información de cada perfil del VAOD de cada evento híbrido reconstruido.

En la figura 5.8 se muestran dos perfiles del VAOD en función de la altitud para el volumen de atmósfera que observan dos de los ojos del FD. La diferencia temporal entre ambas mediciones es de ~33 minutos. En la figura se indican también los perfiles del modelo Mie para una atmósfera limpia ($L_{Mie} = 15,56$ km) y una atmósfera sucia ($L_{Mie} = 11,60$ km). A bajas altitudes ~2 km, donde se espera la mayor concentración de aerosoles, el VAOD medido es superior al del modelo Mie para una atmósfera sucia.

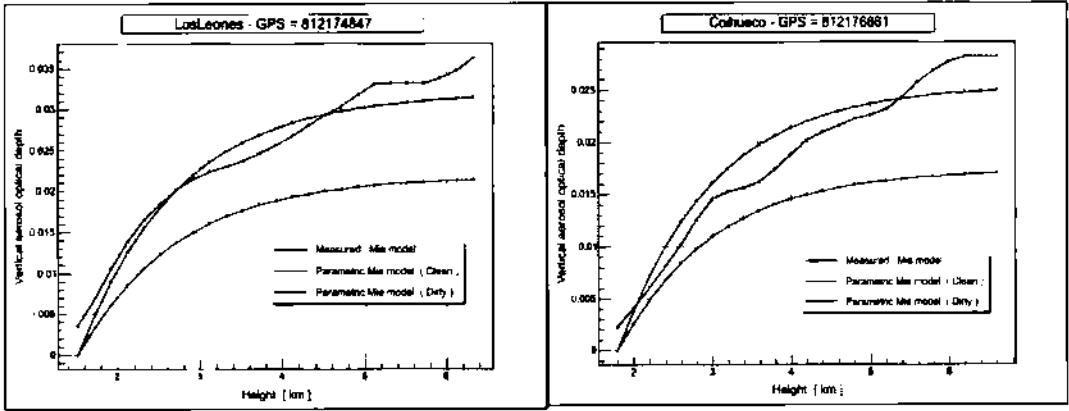


Figura 5.8: Perfiles del VAOD para los ojos de Los Leones (izquierda) y Coihueco (derecha) obtenidos a partir de disparos verticales del CLF. El modelo de Mie para una atmósfera sucia (en azul) y una atmósfera limpia (en verde) se indica a efectos de comparación.

La figura 5.8 indica que en ambos casos (*Los Leones* y *Coihueco*) el rango de altitud cubierto en la medición del VAOD es de ~ 6 km. En este ejemplo se observa que las diferencias en los valores de VAOD a una misma altitud resultan mayores en *Los Leones* que en *Coihueco*.

En la figura 5.9 (parte izquierda) se muestra la distribución del máximo valor que alcanza el VAOD dentro del rango de altitud cubierto por los perfiles. Se observa que sólo una fracción pequeña posee un valor superior a 0,1. Este valor es importante porque permite identificar distintas clases de atmósferas. Valores de VAOD superior a 0,1 corresponden a atmósferas muy sucias ^[106]. En esta figura (parte derecha) se muestra además el rango de altitud cubierto por los perfiles medidos de VAOD. Una cantidad apreciable de estos perfiles cubre una región limitada del campo de visión del FD.

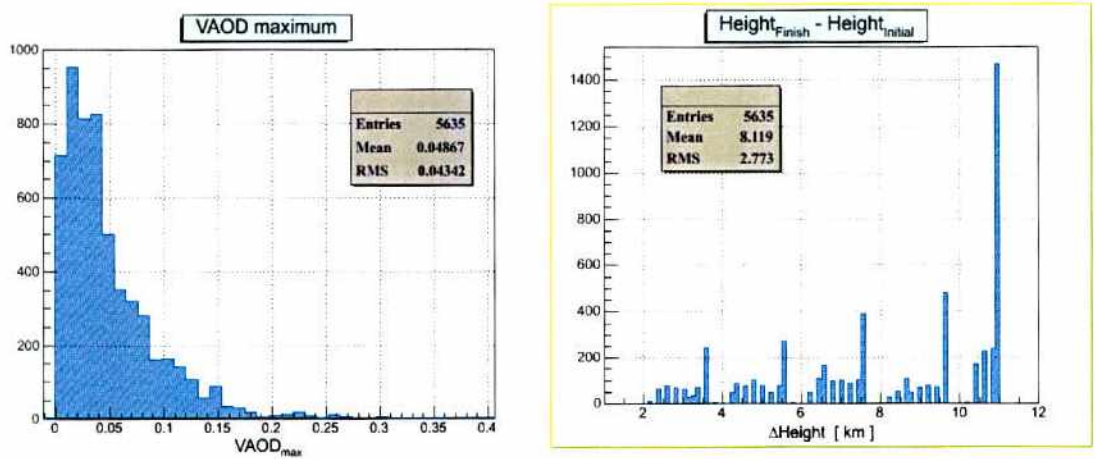


Figura 5.9: Distribución del máximo valor para el VAOD (izquierda) e intervalo en altitud cubierto por los perfiles del VAOD (derecha).

El fenómeno observado en la figura 5.9 y por el cual algunos perfiles del VAOD no cubren todo el campo de visión del ojo, es debido a la presencia de nubes en el volumen de atmósfera de los ojos. En efecto, si consideramos que en condiciones optimas la traza de PMT's que dispara el CLF en los ojos posee una longitud de $\sim 30^0$ (equivalente a un intervalo en altitud de ~ 12 km), la presencia de nubes en el campo de visión reducirá la longitud de la traza de PMT's disparados y por ende el rango de altitud de los perfiles del VAOD. La presencia de nubes dentro del campo de visión del FD ha sido estudiada por la colaboración *Pierre Auger* con datos del LIDAR de *Coihueco* ^[42]. En dicho estudio se señala que la altitud de la capa más baja donde se observan nubes abarca un amplio rango comprendido entre 2,5 km y 12 km. La cantidad de nubes detectadas con la técnica LIDAR durante el extenso periodo de tiempo analizado en dicho trabajo, indica que el mayor número de nubes detectado se encuentra dentro de los primeros 6 km de altitud con relación al ojo. Como consecuencia de esto, es de esperar que algunos perfiles del VAOD medidos con la técnica del CLF cubran un rango de altitud menor a 12 km.

Teniendo en cuenta lo anterior y para evitar resultados incorrectos en las comparaciones se verifico que cada evento reconstruido con los perfiles del VAOD tuviese

su $X_{\max}$ posicionado dentro del rango de altitud del correspondiente perfil del VAOD. Los eventos que no satisfacían este requisito fueron eliminados de la lista de eventos utilizados para la comparación.

5.3.2 Resultados de la comparación entre los dos modelos de aerosoles

La comparación entre los resultados de las reconstrucciones híbridos con el modelo Mie y aquellas con perfiles de aerosoles en la DB, se realizó sobre un total de 1678 eventos que satisfacen los cortes requeridos. De estos eventos 751 corresponden al ojo de *Los Leones* y 897 al ojo de *Coihueco*.

Se evaluaron las distribuciones para $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$ de cada ojo, ambas definidas como el parámetro reconstruido con el modelo Mie – el parámetro reconstruido con los aerosoles de la DB. Las distribuciones obtenidas se muestran a continuación en la figura 5.10.

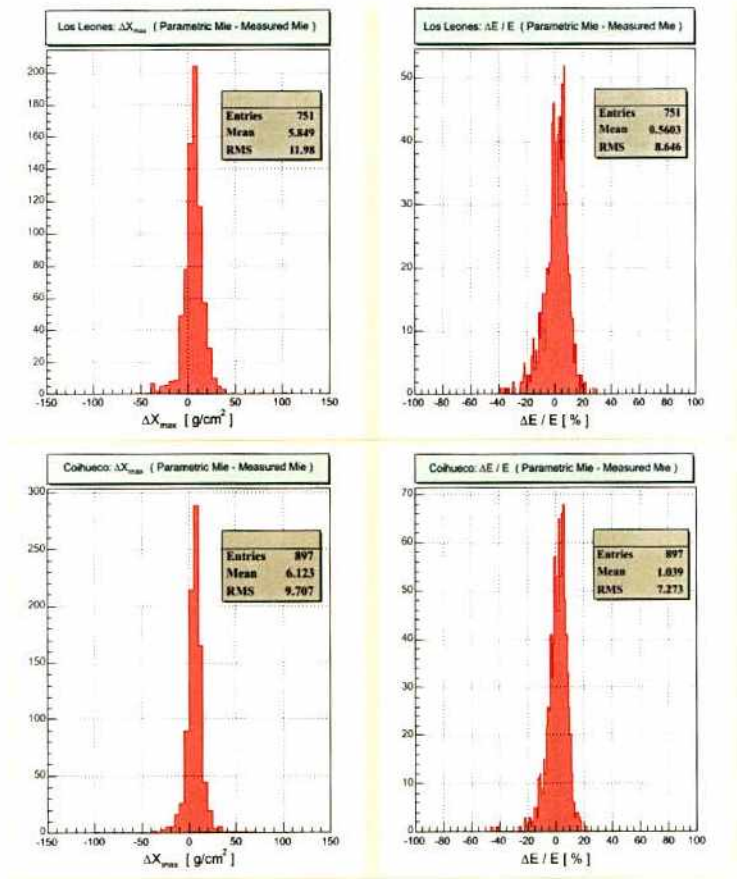


Figura 5.10: Comparación de los resultados del modelo Mie y el VAOD de la DB. Se indican las distribuciones de $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$ de los eventos detectados por los dos ojos del FD considerado (*Los Leones* arriba y *Coihueco* abajo).

En esta figura se observa que las diferencias entre el modelo paramétrico Mie y los perfiles del VAOD introducen pequeños valores de *offset* en las distribuciones, unos $\sim 6 \text{ g/cm}^2$ para el ΔX_{max} y $\sim 1 \%$ para la energía. En cambio las dispersiones indicadas por los respectivos valores RMS son algo mayores, de $\sim 12 \text{ g/cm}^2$ y $\sim 9 \%$ (como máximo) para el ΔX_{max} y la energía respectivamente (ver Tabla 4). De acuerdo a estos valores si consideramos reconstrucciones evento a evento las diferencias entre ambos casos pueden resultar significativas, cosa que no ocurre desde un punto de vista estadístico donde lo único importante es el valor sistemático del *offset*, que a modo de ejemplo es lo que afecta a la curva del $\langle X_{\text{max}} \rangle$ vs $\log_{10}(E)$ utilizada en los análisis de composición para evaluar la tasa de elongación^[10].

La correlación entre ambos resultados (modelo paramétrico Mie y perfiles medidos del VAOD) es buena tal como se muestra en la figura 5.11.

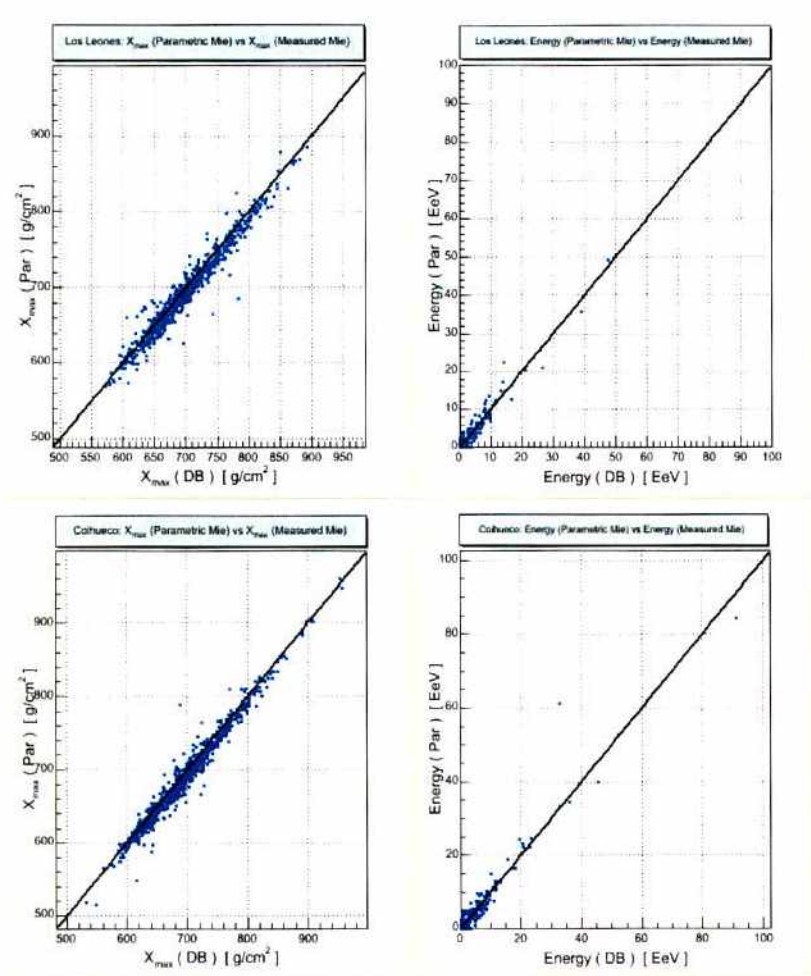


Figura 5.11: Correlación entre los parámetros X_{max} y E reconstruidos utilizando el modelo de aerosoles Mie y los perfiles del VAOD de la DB (Los Leones arriba y Coihueco abajo). Las diferencias quedan evidenciadas por la recta a 45° .

Se investigó una posible dependencia de las diferencias encontradas para $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$ con alguna distancia característica entre la lluvia y el detector. Con este fin se consideró al parámetro $dX_{\max}$ (distancia entre el punto de la lluvia donde esta posicionado el $X_{\max}$ y la posición del ojo de fluorescencia) como parámetro evaluador. Los resultados obtenidos se indican a continuación en la figura 5.12.

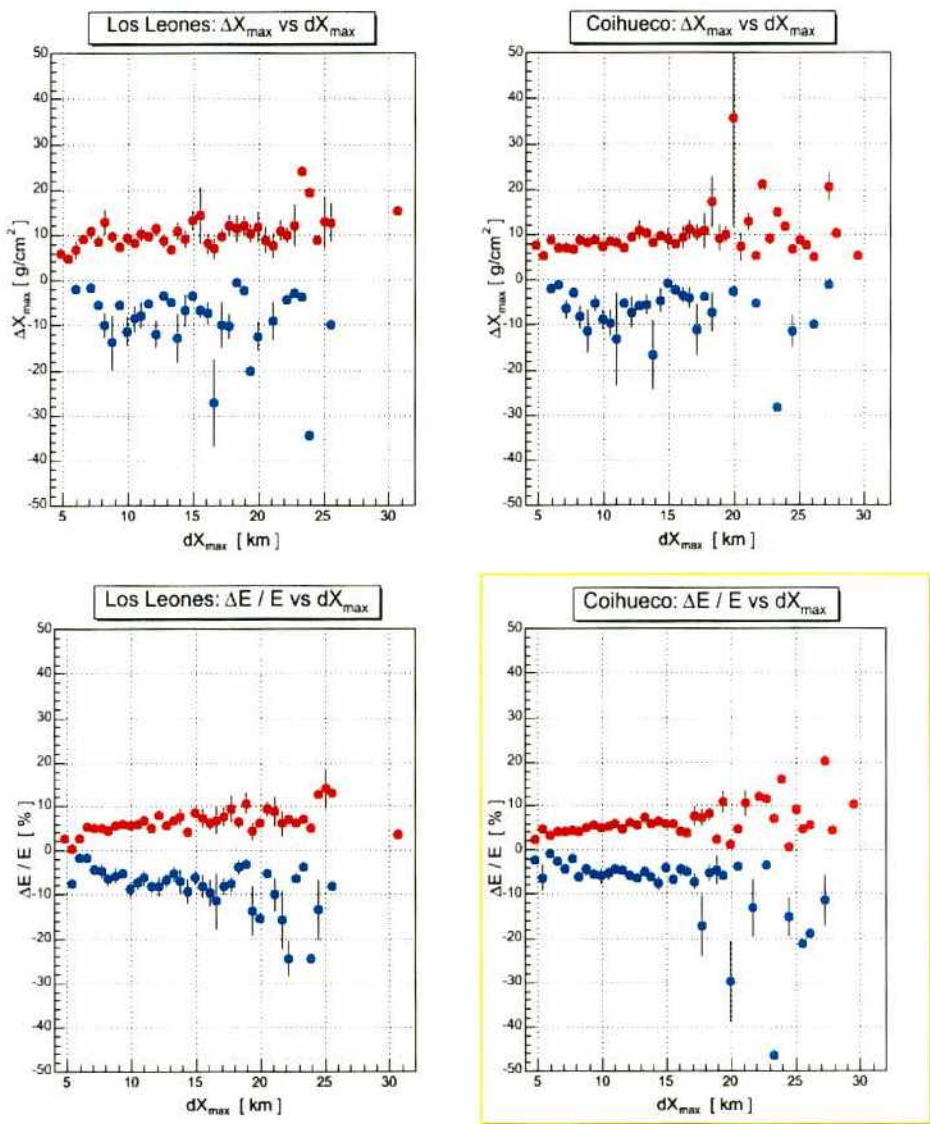


Figura 5.12: Distribuciones de $\Delta X_{\max}$ (arriba) y $\Delta E/E$ (abajo) en función de la distancia $dX_{\max}$ (desviaciones por exceso en rojo y por defecto en azul). Se puede observar cierta correlación entre las desviaciones encontradas para $\Delta E/E$ con la distancia a las lluvias.

En la Fig. 5.12 se observa en primer lugar que las desviaciones para $\Delta X_{\max}$ no permiten establecer una clara correlación con la distancia. Para las desviaciones de $\Delta E/E$ sucede lo contrario ya que podemos ver cierta dependencia con la distancia, las

desviaciones en la energía respecto al cero tienden a aumentar a medida que consideramos lluvias cada vez más distantes al ojo del FD.

Análogamente a lo realizado en la sección 5.1, se analizó si las distribuciones de $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$ poseen alguna dependencia con la energía de las lluvias. Para esto se subdividió el rango de energía en tres intervalos: a) lluvias con $\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,5$, b) lluvias con $18,5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,0$ y c) lluvias con $19,0 < \log_{10}(E/\text{eV})$. Se evaluaron las funciones de distribución y no se encontró una dependencia particular que indique una correlación más allá de las normales fluctuaciones estadísticas. El resumen de estos resultados se indica en la Tabla 3.

	Eventos	Valor medio		RMS	
		$\Delta X_{\max}$	$\Delta E/E$	$\Delta X_{\max}$	$\Delta E/E$
$\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,5$	1419	5,7 g/cm ²	0,8 %	10,5 g/cm ²	7,3 %
$18,5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,0$	184	8,2 g/cm ²	1,6 %	12,6 g/cm ²	10,6 %
$19,0 < \log_{10}(E/\text{eV})$	45	8,2 g/cm ²	-1,6 %	11,0 g/cm ²	12,4 %

Tabla 3: Resultados de la comparación entre el modelo paramétrico Mie y perfiles medidos del VAOD, en las tres regiones de energía considerada (no se efectuó una discriminación según el ojo del FD).

Se concluye esta sección indicando los valores medios y desviaciones de las distribuciones $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$ que corresponden a los resultados de la figura 5.10. Los mismos son un resumen de las diferencias que se obtienen al utilizar el modelo Mie ($L_{\text{Mie}} = 13,6$ km y $H_{\text{Mie}} = 1,2$ km) en vez de los perfiles del VAOD de la DB. Estos valores, indicados a continuación en la Tabla 4, fueron obtenidos ajustando cada distribución con una función de Gauss.

	Valor medio		Desviación	
	Los Leones	Coihueco	Los Leones	Coihueco
$\Delta X_{\max}$ (g/cm ²)	6,44	6,34	8,26	6,34
$\Delta E/E$ (%)	1,97	1,76	6,81	5,82

Tabla 4: Resultados de la comparación entre el modelo paramétrico Mie y perfiles medidos del VAOD.

De esta última tabla se desprende que un cambio en el modelo de atmósfera tiende a producir un mayor efecto sobre el ojo de Los Leones que en el de Coihueco. Sin embargo por la magnitud de las diferencias obtenidas en los valores medios, estas no resultan significativas desde un punto de vista estadístico. Esto es comprensible si consideramos que la separación media entre las distribuciones del $X_{\max}$ para primarios de protón y hierro es de ~ 100 g/cm², entonces una desviación media de 6 g/cm² no producirá mayores consecuencias. Sin embargo y como ya se menciona, desde el punto de vista de la reconstrucción evento a evento las diferencias entre ambos casos podría introducir una fuerte desavenencia, tal como se observa con los eventos que constituyen las colas de las distribuciones de la figura 5.10.

5.4 Ajuste del perfil longitudinal con una Gaisser - Hillas

Como se mencionó en el Cap. 4, el algoritmo que se encuentra implementado en el programa *Auger Offline Software* utiliza una función de *Gaisser - Hillas* como función de ajuste a los perfiles longitudinales de las lluvias^[20,21]. Este ajuste puede efectuarse con dos parámetros libres (N_{max} y X_{max}) o con tres parámetros libres (N_{max} , X_{max} y X_0). Si el ajuste se realiza con dos parámetros libres el parámetro X_0 es fijado a 0 g/cm^2 , en caso contrario el ajuste se realiza sin ninguna restricción sobre el parámetro X_0 .

En esta sección se evalúa que resultados se obtienen sobre los parámetros X_{max} y E , cuando los perfiles longitudinales vienen ajustados con una *Gaisser - Hillas* a tres parámetros libres en lugar del tradicional ajuste a dos parámetros libres.

5.4.1 Reconstrucciones con una Gaisser - Hillas a tres parámetros libres

La comparación se realizó utilizando un conjunto significativo de eventos híbridos (~2000), que fueron reconstruidos considerando una *Gaisser - Hillas* a dos y tres parámetros libres. En cada caso el número de eventos reconstruidos que satisfacen los cortes de calidad es de 1798 (ajuste con dos parámetros) y 745 (ajuste con tres parámetros), estos eventos son los utilizados para realizar la comparación.

La fracción de los eventos reconstruidos que satisfacen los cortes de calidad en los casos considerados es:

$$\frac{\text{Eventos (GH con 3 Par)}}{\text{Eventos (GH con 2 Par)}} = \frac{745}{1798} = 0.414$$

por lo tanto el ajuste con una *Gaisser - Hillas* a tres parámetros libres reconstruye sólo el ~42 % de los eventos que son reconstruidos al considerar un ajuste con dos parámetros libres.

Esta dificultad insinúa la ventaja de efectuar un ajuste con dos parámetros libres. Al reducir el número total de parámetros a determinar, se reduce la posibilidad de encontrar un mínimo local para la función CHI^2 durante el proceso de minimización, aumentando de este modo la chance de que el evento sea reconstruido.

5.4.2 Comparación entre los dos ajustes

Las diferencias obtenidas entre ambos ajustes para los valores del X_{max} y E (definidas como la diferencia entre los parámetros reconstruidos con una *Gaisser - Hillas* a: tres y dos parámetros libres), son indicadas en la figura 5.13.

Estos resultados señalan que la distribución de ΔX_{max} posee un significativo *offset* de $\sim 12 \text{ g/cm}^2$ y una fuerte dispersión según su valor RMS ($\sim 30 \text{ g/cm}^2$). La distribución de $\Delta E/E$ posee un *offset* despreciable de $\sim 3 \%$ y una dispersión de $\sim 4.5 \%$ según su RMS. En

la figura 5.14 se muestran las distribuciones del $X_{\max}$ de ambas reconstrucciones, claramente su forma depende del tipo de ajuste realizado.

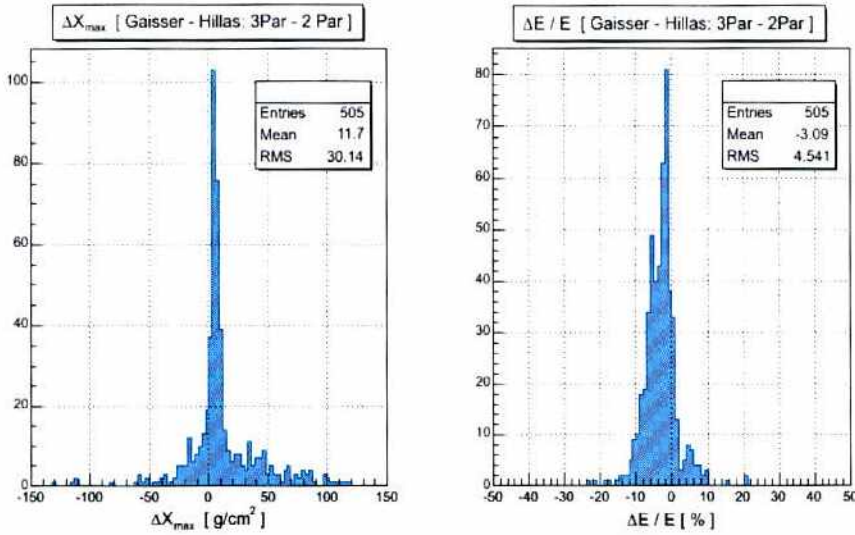


Figura 5.13: Comparación entre un ajuste con una Gaisser – Hillas a tres y dos parámetros libres. Distribuciones para $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$.

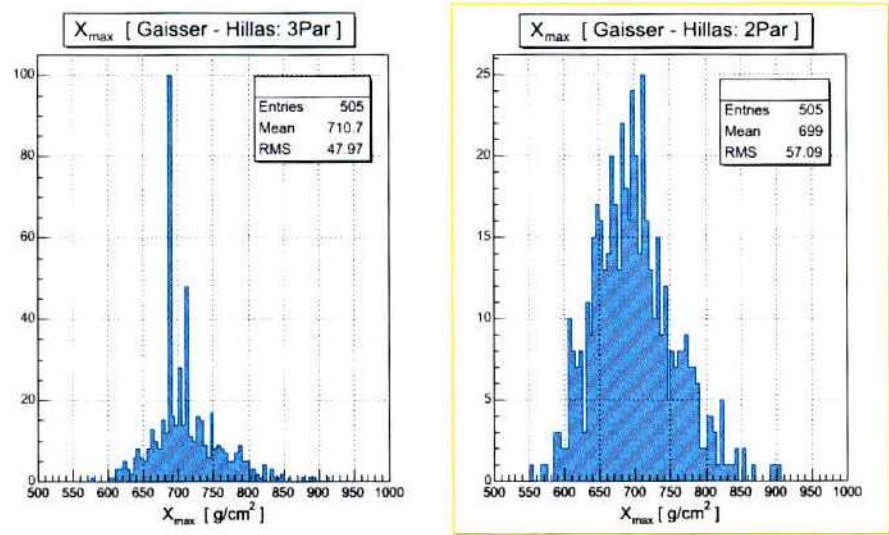


Figura 5.14: Distribuciones de $X_{\max}$ según el tipo de ajuste realizado. Ajuste con una Gaisser – Hillas a tres (izquierda) y dos (derecha) parámetros libres.

El reducido número de eventos reconstruidos y las significativas diferencias en las distribuciones de $X_{\max}$, indican la dificultad que posee el ajuste de la Gaisser – Hillas a tres parámetros libres para reconstruir satisfactoriamente los perfiles longitudinales de las lluvias.

5.4.3 Resultados basados en simulaciones

Finalmente se menciona que un estudio similar fue realizado considerando eventos simulados del FD. Las diferencias encontradas en este caso son similares a las presentadas en esta sección, tanto en el número de eventos reconstruidos como en la forma de las distribuciones de $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$. Las fuertes discrepancias entre los parámetros de *inputs* de simulación y los *outputs* de reconstrucción halladas para los valores de $X_{\max}$, indican que no es posible reconstruir eventos del FD considerando una *Gaisser – Hillas* con tres parámetros libres (sin fijar algún tipo de restricción sobre el intervalo de variación del parámetro X_0).

También se verificó que en caso de considerar un rango de variación para el X_0 (entre -300 g/cm^2 y 50 g/cm^2), tal como ha sido sugerido a partir de estudios efectuados en la colaboración *Pierre Auger* ^[107], se obtiene un significativo aumento en el número de los eventos reconstruidos. Este número es similar al obtenido con un ajuste a dos parámetros libres. Las diferencias entre *inputs* de simulación y *outputs* de reconstrucción se ven notablemente reducidas en los valores de $X_{\max}$, sin embargo el valor de *offset* de la distribución de $\Delta E/E$ con un ajuste a tres parámetros libres es mayor al obtenido con dos parámetros libres (un 7 % contra un 2 %).

Es decir que aún considerando un intervalo restringido de variación para el parámetro X_0 , la reconstrucción más conveniente sigue siendo la que utiliza una *Gaisser – Hillas* con dos parámetros libres.

5.5 Conclusiones

- La influencia de la técnica de reconstrucción monocular sobre los parámetros de las lluvias fue evaluada considerando reconstrucciones híbridas del FD. Las diferencias encontradas a partir de las distribuciones de $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$ poseen valores de *offsets* despreciables, con desviaciones de $\sim 20 \text{ g/cm}^2$ y $\sim 7 \%$ respectivamente. El efecto de un corte sobre la mínima longitud de la traza (fijada en 22°) fue evaluado y su inclusión no produce una mejora significativa en los resultados de resolución.
- La reconstrucción geométrica de la técnica del SD fue evaluada considerando reconstrucciones híbridas del FD. Las diferencias entre ambas reconstrucciones establecen una diferencia de 1.5° en dirección geométrica de las lluvias con una desviación de 265 m en el punto de impacto. Estos resultados indican que la resolución del SD (puro) al nivel de la geometría de las lluvias es de mejor calidad que la obtenida con el FD monocular. En particular estas diferencias (dirección geométrica del eje y punto de impacto) son de 2.75° y 346 m para el FD monocular y de 1.5° y 265 m para el SD (puro). La fuerte desviación que poseen las reconstrucciones monoculares del FD establecen que son menos adecuadas para los estudios vinculados con las direcciones de arribo y anisotropías de los rayos cósmicos.
- La influencia del modelo paramétrico Mie (caracterizado por parámetros $L_{\text{Mie}} = 13,6 \text{ km}$ y $L_{\text{Mie}} = 1,2 \text{ km}$) en la reconstrucción de los perfiles longitudinales de las lluvias fue

evaluada para dos de los ojos del FD (*Los Leones* y *Coihueco*) considerando perfiles del VAOD derivados del CLF. Las diferencias encontradas entre ambos modelos indican que estadísticamente las distribuciones de $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$ se ven poco afectadas por el modelo de aerosoles considerado (un *offset* de $\sim 6,4 \text{ g/cm}^2$ con una dispersión de $\sim 8 \text{ g/cm}^2$ para el $X_{\max}$ y un *offset* de $\sim 2 \%$ con una desviación del $\sim 8 \%$ para la E). En cambio en un análisis evento por evento las diferencias de los valores de $X_{\max}$ y E pueden resultar significativas. Los resultados obtenidos en este trabajo indican que las desviaciones en los valores de la energía poseen una débil dependencia con la distancia al punto donde está posicionado el $X_{\max}$, siendo estas desviaciones más significativas en aquellas lluvias que distan más del ojo del FD.

- El ajuste al perfil longitudinal con una función de *Gaisser – Hillas* a dos y tres parámetros libres fue evaluado. El ajuste a tres parámetros libres (sin restricciones sobre el parámetro X_0) reconstruye un $\sim 58 \%$ menos de eventos que el ajuste con dos parámetros libres.

La distribución de $\Delta X_{\max}$ presenta significativas desviaciones sistemáticas ($\sim 12 \text{ g/cm}^2$) y estadísticas ($\sim 30 \text{ g/cm}^2$), en cambio la distribución de $\Delta E/E$ posee solo pequeñas desviaciones, un *offset* del $\sim 3 \%$ con un valor de RMS del $\sim 4.5 \%$. La forma de cada distribución de $X_{\max}$ difiere significativamente en función del tipo de ajuste considerado.

Estos resultados indican que la reconstrucción del perfil longitudinal (con el método de sustracción iterativo de la luz Cherenkov), debe ser ajustado con una *Gaisser – Hillas* a dos parámetros libres (con el parámetro X_0 fijo a 0 g/cm^2).

CAPÍTULO 6

El evento ultra energético SD-737165 detectado por el ojo de fluorescencia en Coihueco

6.1 Introducción

El evento *SD - 737165* fue detectado el 19 de abril de 2004 por el ojo de fluorescencia ubicado en el cerro *Coihueco* y simultáneamente (aunque en forma marginal) por 5 tanques posicionados en la periferia del arreglo del SD. Hasta mediados de julio de ese año ningún grupo de análisis de la colaboración *Pierre Auger* había mencionado o considerado a este evento. Fue a inicios de julio de 2004 y mientras efectuaba una estadía de capacitación en el grupo *Auger del INFN Sezione di Torino - Italia* (probando las rutinas de evaluación y sustracción de luz Cherenkov que había incorporado al programa *Auger Offline Software*), cuando encontré este evento y señale al grupo la atención que merecía.

La primer reconstrucción del evento arrojó una energía extraordinariamente alta de ~ 200 EeV, lo cual generó una enorme expectativa por ser una energía muy superior a la del *GZK cutoff* esperada para los primarios de protón (~ 68 EeV) ^[10,19]. Superadas las dudas iniciales se llegó a la conclusión de que efectivamente este evento tenía origen en una lluvia de partículas de energía superior a los 68 EeV. Hoy sabemos que este evento fue producido por un rayo cósmico de ultra alta energía con una energía no menor a los 150 EeV (correspondiente a una situación idealizada donde la atmósfera es libre de aerosoles) y cercana a 200 EeV si se considera un modelo de atenuación atmosférica más realístico.

En esta sección se detallan las características que posee este evento y se presentan los resultados obtenidos a partir de su reconstrucción monocular e híbrida. Luego mediante simulaciones numéricas se confrontan los resultados de las simulaciones con los del dato real reconstruido, y se determina la resolución de los parámetros primarios de este rayo cósmico. Posteriormente se estudia la influencia de las fuentes de error sistemático (longitud de atenuación atmosférica, tipo de primario, modelo para la producción de fluorescencia y modelo de interacciones hadrónicas), sobre los parámetros que caracterizan al perfil longitudinal: $X_{\max}$ y E .

6.2 Topología del evento

Después de un primer análisis y por la ubicación de la posición reconstruida del punto de impacto dentro del arreglo de detectores del *Observatorio Pierre Auger*, se llegó a la conclusión de que este evento debió haber sido un evento estéreo y muy posiblemente un evento híbrido.

El evento fue efectivamente un evento estéreo, pero debido al algoritmo implementado y operativo en ese momento al nivel T3 en el sistema de adquisición de datos en el ojo de *Los Leones*, se perdió el correspondiente *string* de datos. Este algoritmo (que se hallaba en una fase de desarrollo) había sido implementado por otros colaboradores para evitar el almacenamiento a disco de todos aquellos eventos que disparaban un número elevado de PMT's en las cámaras y que no eran originados por lluvias de partículas (como por ejemplo, los producidos por relámpagos, rayos atmosféricos, etc). El sistema de adquisición procesó al evento como un evento de "muchos PMT's" y lo descartó, evitando que se almacenara la información a disco. Posteriormente se comprobó que en el fichero *log* del detector de *Los Leones*, al momento en que acaeció este evento, dos cámaras de este ojo registraron la lluvia disparando un total de 26 PMT's ^[108]. Este es el motivo por el cual, y a pesar de que el evento fue estéreo, hoy no resulta posible hacer uso de la información correspondiente al ojo de *Los Leones*.

Luego de que fueran presentados los resultados preliminares de este estudio durante la reunión de la colaboración *Pierre Auger* realizada en noviembre de 2004, el algoritmo vigente al nivel del T3 en *Los Leones* fue nuevamente reconsiderado y posteriormente modificado por otros colaboradores, a fin de que pudiese garantizarse el almacenamiento a disco de aquellos eventos distantes del FD con gran cantidad de PMT's en las cámaras de los telescopios ^[108].

Por otro lado, el SD detectó y registró al evento, pero debido a que la lluvia impactó fuera y lejos de los límites del arreglo de superficie, solamente 5 estaciones dieron señal. La señal es intensa únicamente en una de las estaciones (*Palauco*) con ~ 60 VEM, la cual no puede considerarse como una estación normal, ya que poseía un nivel de agua de entre 80 – 90 cm (un nivel menor al normal de 120 cm) a raíz de los estudios realizados en aquellos tiempos sobre la influencia del nivel de agua en la respuesta del detector ^[109]. Los tanques remanentes aportan muy poca información debido a la reducida señal registrada (~ 5 VEM), consecuencia directa de que el arreglo de superficie no contiene al punto de impacto de la lluvia. Por esta razón la reconstrucción del evento no puede ser efectuada basándose únicamente en la información proveniente del SD.

La situación mencionada obliga a estudiar al evento *SD – 737165* desde el punto de vista del FD con el ojo de *Coihueco*, realizando su reconstrucción monocular e híbrida respectivamente.

Por otro lado, es necesario mencionar que el contenido de aerosoles presentes en la atmósfera no fue monitoreado durante la noche en que acaeció este evento, debido a que se hallaban inoperativas las estaciones de LIDAR en ambos ojos. Sin embargo y gracias a los

sensores y estaciones meteorológicas ubicadas en el sitio, se pudo determinar que la noche fue una noche limpia ^[110]. Por ausencia de esta información, se espera una incerteza en el valor de la energía reconstruida de $\sim 10\%$ como mínimo ^[104].

6.3 Reconstrucción del evento SD – 737165

La reconstrucción monocular e híbrida del evento se realizó utilizando el programa de análisis *Auger Offline Software* ^[78,96] (versión 2.0–*DrEvil*). En ambas reconstrucciones se consideraron los siguientes modelos y parámetros: constantes de calibración del FD ^[67] (leídas de la DB), perfil longitudinal de atmósfera ^[69,70] (leído de la DB), modelo de *Nagano* para el *fluorescence yield* ^[95], modelo Mie para la componente de aerosoles ^[68] (con parámetros de atenuación $H_{\text{Mie}} = 1.2$ km y $L_{\text{Mie}} = 15.56$ km, a fin de describir una atmósfera muy limpia), parametrización de *Nerling* para la producción de fotones Cherenkov ^[88], conversión entre energía electromagnética y energía del primario correspondiente a protones con el modelo de interacciones hadrónicas QGSJET-01 ^[46]. El efecto de la curvatura de la tierra se tuvo en cuenta en la reconstrucción del evento ^[111]. Como este evento impactó a gran distancia del ojo del FD, la omisión de este efecto introduciría un importante error en la determinación de la geometría de la lluvia y por ende en su perfil longitudinal.

La cadena de reconstrucción utilizada para reconstruir a este evento es idéntica a la indicada en el Cap. 4.

El desarrollo longitudinal de la lluvia disparó un total de 13 PMT's en la cámara 3 del ojo de *Coihueco*. La traza de PMT's con señal en la cámara se muestra en la figura 6.1 en azul, en rojo se muestran los PMT's que no forman parte del evento y que por lo tanto han sido descartados de la reconstrucción. En la figura se muestra también la curva que corresponde a la trayectoria del *spot* de luz en la cámara (en línea de puntos), la cual como se indicó en el Cap. 2 se encuentra contenida dentro del SDP. Por otro lado, los círculos concéntricos en cada PMT poseen un radio que es proporcional a la intensidad de la señal colectada.

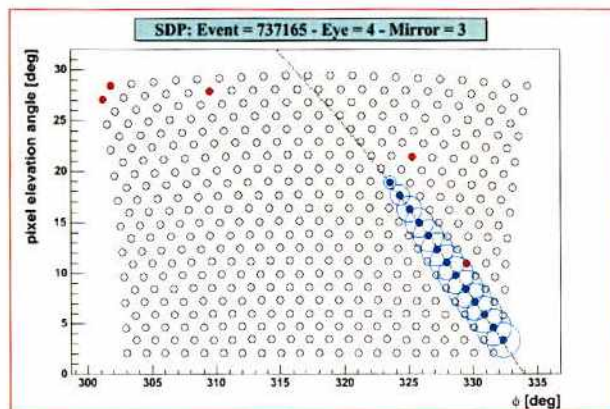


Figura 6.1: PMT's disparados en la cámara y proyección del plano SDP.

Ningún PMT tiene saturación en la señal y la extensa duración temporal de cada pulso (de unos pocos μs) indican claramente que el evento se desarrollo a gran distancia del ojo. En la figura 6.2 se muestran las señales calibradas de todos los PMT's que participan del evento, se aprecia su gran extensión temporal, $\sim 58 \mu\text{s}$ y una excelente visibilidad donde se localiza la máxima señal colectada.

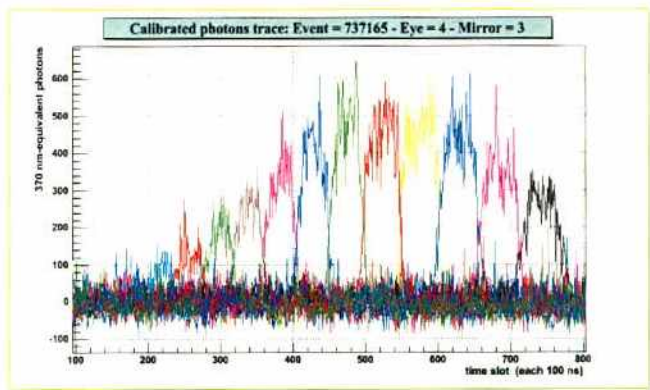


Figura 6.2: Pulsos calibrados (en fotones equivalentes de 370 nm) en función del tiempo de muestreo (cada 100 ns) de todos los PMT's con señal.

La figura 6.3 muestra la proyección del SDP en el suelo (en línea roja) y el status del SD a marzo de 2005 (y no al momento en que fue registrado este evento). *Palauco*, la estación con mayor señal es indicada con un punto rojo, las otras cuatro estaciones participantes son indicadas en amarillo, mientras que las estaciones disparadas por el ruido son indicadas en azul.

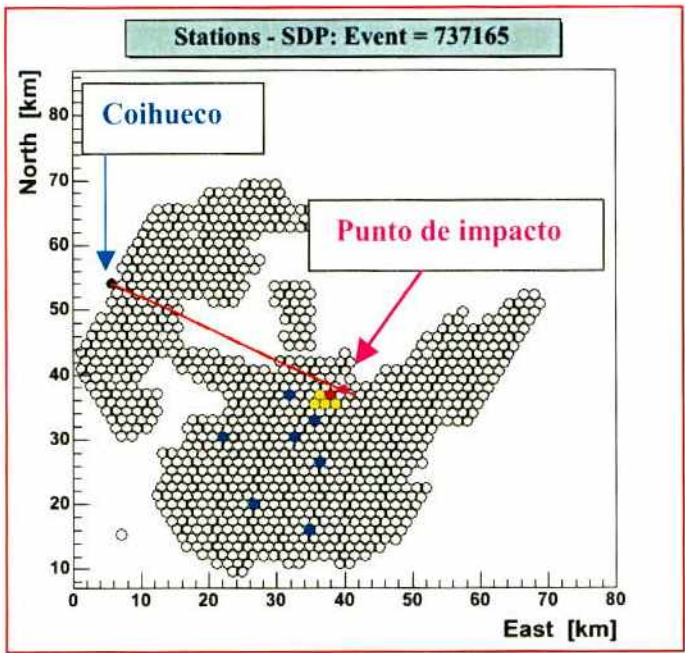


Figura 6.3: Proyección del SDP en el suelo y arreglo de tanques del SD.

En la Fig. 6.3 se aprecia que la posición del punto de impacto de la lluvia esta fuera y lejos del área delimitada por las 5 estaciones que registraron al evento.

La geometría de la lluvia fue reconstruida con la técnica monocular e híbrida, ambas técnicas tal como se describió en el Cap. 2, utilizan el método del *time fit* para determinar la dirección del eje dentro del plano SDP [76,94]. Las curvas de los correspondientes ajustes, monocular e híbrido, se muestran en la figura 6.4 con líneas de color azul y rojo respectivamente. En esta figura ambas curvas son prácticamente indistinguibles debido a que la incorporación de la estación de superficie con mayor señal en el ajuste híbrido, no incrementa significativamente la extensión angular de la curva con relación al caso monocular.

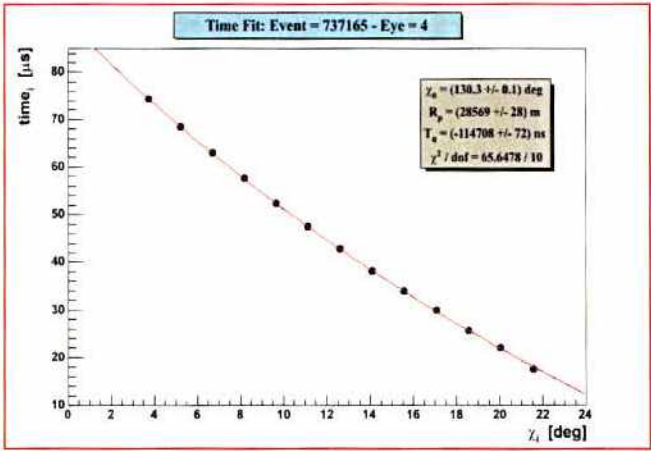


Figura 6.4: *Determinación de la geometría de la lluvia en el plano SDP. Curva del ajuste híbrido (en rojo) y monocular (en azul) de los correspondientes ajustes.*

En la Tabla 1 se muestran los parámetros geométricos obtenidos para el evento mediante las reconstrucciones monocular e híbrida. En la tabla se indican además las diferencias existentes entre los parámetros de ambas reconstrucciones.

	θ (deg)	φ (deg)	X_{core} (m)	Y_{core} (m)
Híbrido	48.0	183.2	479533	6097985
Monocular	47.6	183.7	479826	6097840
Hib – Mon	0.4	– 0.5	– 293	145

Tabla 1: Geometría del evento, reconstrucción monocular e híbrida. Las coordenadas del punto de impacto X_{core} e Y_{core} están expresadas en el sistema UTM [111]. Para cada parámetro se indica la diferencia entre ambas reconstrucciones (híbrido - monocular).

La figura 6.5 muestra la reconstrucción de las distintas componentes de luz al diafragma del ojo, en fotones equivalentes de 370 nm / m² como función del tiempo de arribo (cada 100 ns). La buena visibilidad de la zona donde se localiza el máximo y el bajo porcentaje de contaminación Cherenkov (–6 %) que se aprecia en la figura 6.5, confieren muy buena calidad a este evento.

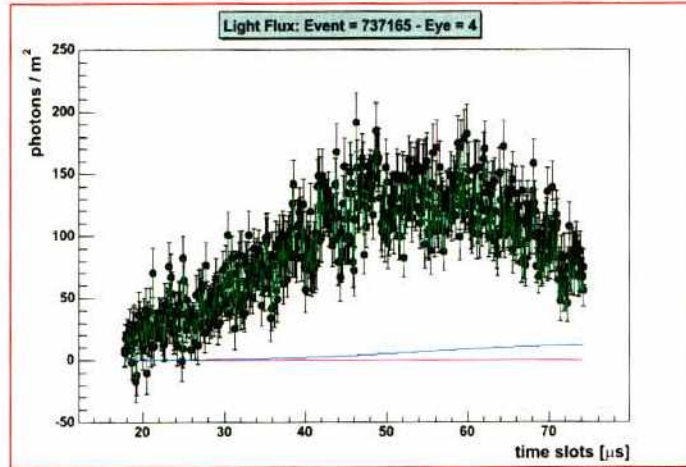


Figura 6.5: Fotones equivalentes de $370 \text{ nm} / \text{m}^2$ al diafragma del ojo en función del tiempo de arribo cada 100 ns (reconstrucción híbrida). Señal total reconstruida en negro, señal de fluorescencia en verde, Cherenkov dispersado por Rayleigh en azul y las contribuciones del Cherenkov directo y dispersado por Mie en rojo.

El perfil longitudinal reconstruido junto con la curva de ajuste (*Gaisser – Hillas* ^[35]) se muestra en la figura 6.6. El ajuste a los puntos del perfil longitudinal fue realizado considerando dos parámetros libres (X_{max} y N_{max}) y fijando el parámetro X_0 a 0 g/cm^2 . Los parámetros obtenidos del ajuste se indican dentro del *box* que se halla inserto en la misma figura.

Con los parámetros del ajuste al perfil longitudinal se calculó la energía electromagnética y con esta la energía del primario (asumiendo un primario de protón y el modelo QGSJET-01). Un exceso de 100 EeV se obtiene para el valor de la energía electromagnética reconstruida, $E_{\text{em}} = 165 \text{ EeV}$. Acorde a este valor la energía del primario es de 177 EeV .

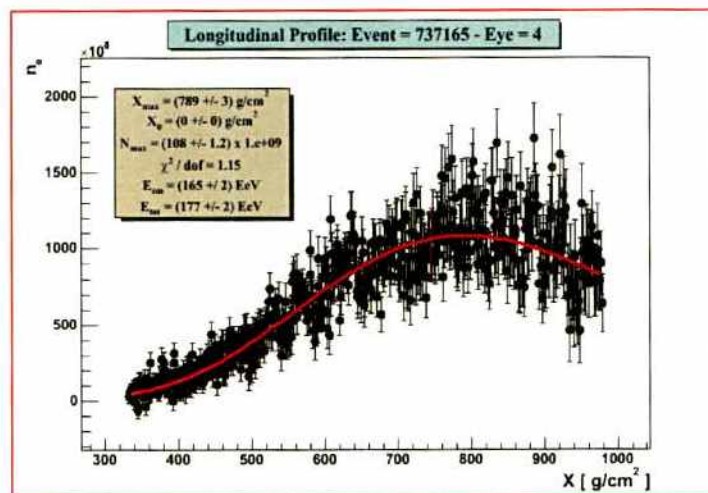


Figura 6.6: Perfil longitudinal reconstruido (reconstrucción híbrida).

La Tabla 2 resume los parámetros obtenidos para el perfil longitudinal acorde a la reconstrucción monocular e híbrida respectivamente.

	$X_{\max}$ (g/cm ²)	$N_{\max}$	E_{em} (EeV)	E (EeV)
Híbrido	789	1.07767e+11	165	177
Monocular	778	1.11722e+11	170	181
Hib – Mono	11	-3.995e+9	-5	-4

Tabla 2: Perfil longitudinal del evento, reconstrucción monocular e híbrida. Se indica para cada parámetro la diferencia entre ambas reconstrucciones (híbrido - monocular).

Los resultados de los parámetros del perfil longitudinal obtenidos con ambas reconstrucciones están en excelente concordancia. Esto se debe a las pequeñas diferencias que existen entre las respectivas reconstrucciones geométricas.

Resultados similares a los obtenidos en este trabajo (en la geometría y el perfil longitudinal) han sido presentados por otros miembros de la colaboración *Pierre Auger* utilizando un código de reconstrucción independiente al programa *Auger Offline Software*. La energía electromagnética estimada por estos autores es un ~12 % en exceso respecto al valor reportado en este trabajo ^[112]. Esta diferencia proviene de las diferentes parametrizaciones empleadas en los códigos de reconstrucción para la energía depositada por los electrones de la lluvia en la atmósfera.

6.4 Simulación del evento SD – 737165

Las simulaciones para el evento *SD-737165* se realizaron utilizando los resultados de la reconstrucción híbrida como parámetros de *input* en nuestro programa de simulación. El conjunto de estos parámetros (indicados en las Tablas 1 y 2) es resumido a continuación en la Tabla 3. Las simulaciones fueron realizadas asumiendo perfiles longitudinales de lluvias caracterizados por una función de *Gaisser – Hillas*.

θ (deg)	ϕ (deg)	X_{core} (m)	Y_{core} (m)	X_0 (g/cm ²)	$X_{\max}$ (g/cm ²)	$N_{\max}$
48.0	132.2	479533	6097985	0	789	1.07767e+11

Tabla 3: Parámetros de *input* utilizados para simular los eventos.

Para una correcta comparación entre el evento real y los eventos simulados, se empleó en el código de simulación los mismos modelos y parámetros utilizados en las reconstrucciones (que han sido indicados en la sección 6.3 de este Cap.).

Con los parámetros señalados en la Tabla 3 se generó un total de 999 eventos, para evaluar la respuesta y resolución del detector en ambos ojos (*Coihueco* y *Los Leones*). Posteriormente la información proveniente de las simulaciones de cada ojo fue utilizada como *input* en el programa de reconstrucción. Un total de tres reconstrucciones fueron

realizadas: 1) *Reconstrucción monocular*, 2) *Reconstrucción mimica del híbrido* y 3) *Reconstrucción con la geometría real*.

La reconstrucción (1) es el procedimiento usual donde primero se determina el plano SDP y posteriormente el eje de la lluvia en dicho plano, utilizando solo la información que proporciona el correspondiente ojo (un ajuste a tres parámetros libres, tal como se indicó en el Cap. 2).

La reconstrucción (2) es una mímica idealizada de la reconstrucción híbrida (el ajuste se efectúa con dos parámetros libres: R_p y T_0). Primero se determina el plano SDP en la manera usual y posteriormente se hace un ajuste en el *time fit* con un grado de libertad menos que en el caso monocular (con el χ_0 fijo e igual al valor derivado del *input* de simulación).

En la reconstrucción (3) se asume que la geometría está perfectamente determinada. De esta manera se elimina cualquier incerteza proveniente de la geometría al efectuar la reconstrucción del perfil longitudinal (los parámetros geométricos son fijados en la reconstrucción a los correspondientes parámetros del *input* de simulación).

La combinación de los resultados provenientes de las reconstrucciones (1), (2) y (3) son útiles para estudiar cómo repercuten las incertezas de la reconstrucción geométrica de las lluvias en la determinación de los parámetros del perfil longitudinal: X_{max} y E al nivel del *time fit* y del SDP.

Para efectuar las reconstrucciones (2) y (3), desarrolle una versión personal del módulo que reconstruye la geometría de la lluvia. Este módulo denominado *FdFixedAxisOG*, se utilizó para reconstruir la geometría de los eventos fijando directamente como parámetros de *input* los verdaderos parámetros geométricos utilizados en la simulación (todos o algunos de ellos). Al hacer esto se pudo realizar una reconstrucción similar a la que se obtendría mediante una reconstrucción híbrida perfecta (donde la geometría se encuentra muy bien determinada).

En la figura 6.7 se muestran los distintos estadios de reconstrucción de un mismo evento simulado para los ojos de *Coihueco* y *Los Leones*.

Si comparamos los resultados indicados en la figura 6.7 para el ojo de *Coihueco* (reconstrucción de la simulación) con aquellos de las Fig. 6.1, 6.5 y 6.6 (del dato real) veremos que la traza de PMT's con señal en la cámara es reproducida correctamente, ídem para el número de fotones al diafragma y el perfil longitudinal. Es decir que la reconstrucción monocular de la simulación del evento *SD-737165* correspondiente al ojo de *Coihueco* reproduce cualitativamente los resultados obtenidos del dato real a partir de la reconstrucción híbrida.

La comparación del evento simulado a *Los Leones* no puede efectivizarse por no existir el correspondiente *string* de datos tal como se señaló en la sección 6.2. Sin embargo hacemos notar que el número de PMT's con señal en las cámaras del evento simulado a *Los Leones* tiene de 25 PMT's, y que el fichero *log* de ese mismo ojo indica que el evento real disparó un total de 26 PMT's.

Otra característica que se observa en la figura 6.7 para los eventos simulados es la longitud de la traza de PMT's en las cámaras de ambos ojos. *Los Leones* presenta una traza de $\sim 23^\circ$ algo mayor a la de *Coihueco* $\sim 18^\circ$, es de esperar entonces que la reconstrucción geométrica monocular de los eventos simulados para *Los Leones* sea estadísticamente de mejor calidad que la de *Coihueco*. Como consecuencia de esto el ojo de *Los Leones* tendrá una mejor reconstrucción en el perfil longitudinal.

El último aspecto indicado se refleja en las diferencias entre los valores de la energía (reconstruida y simulada) para ambos ojos. Acorde a la figura 6.7 esta diferencia es para *Los Leones* de -5 EeV ($\sim 2.5\%$) mientras para *Coihueco* es de -10 EeV ($\sim 5.6\%$), un factor de ~ 2 entre ambas.

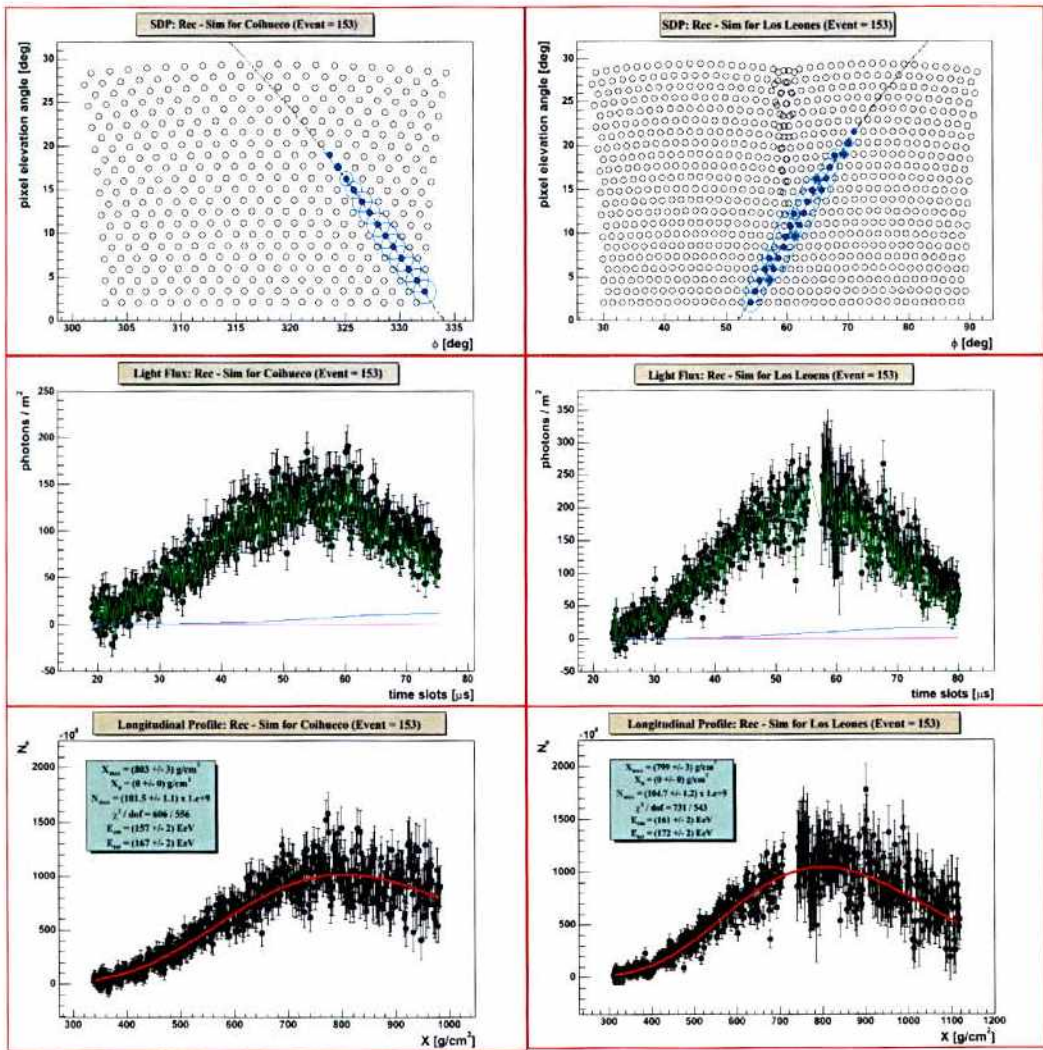


Figura 6.7: Reconstrucción monocular de uno de los eventos simulados. 1) PMT's con señal y proyección del SDP en la cámara, 2) fotones equivalentes de $370 \text{ nm} / \text{m}^2$ al diafragma y 3) perfil longitudinal y ajuste con una Gaisser – Hillas a dos parámetros libres. Coihueco (izquierda) y Los Leones (derecha).

6.4.1 Estudio estadístico de las simulaciones

Una vez reconstruidas las simulaciones se evaluó evento a evento, la diferencia entre los parámetros reconstruidos y los simulados, a fin de evaluar las distribuciones residuales para: $\Delta\theta$, $\Delta\phi$, ΔX_{core} e ΔY_{core} (coordenada ‘x’ e ‘y’ del punto de impacto), ΔX_{max} , ΔN_{max} y $\Delta E/E$. Se evaluó también el ángulo espacial formado por la dirección del eje simulado y el reconstruido ($\delta\alpha$) y la diferencia entre ambos puntos de impacto ($\Delta Core$).

6.4.2 Reconstrucciones monoculares

En la figura 6.8 y 6.9 se muestran las distribuciones obtenidas en el caso monocular para los ojos de *Coihueco* y *Los Leones* respectivamente.

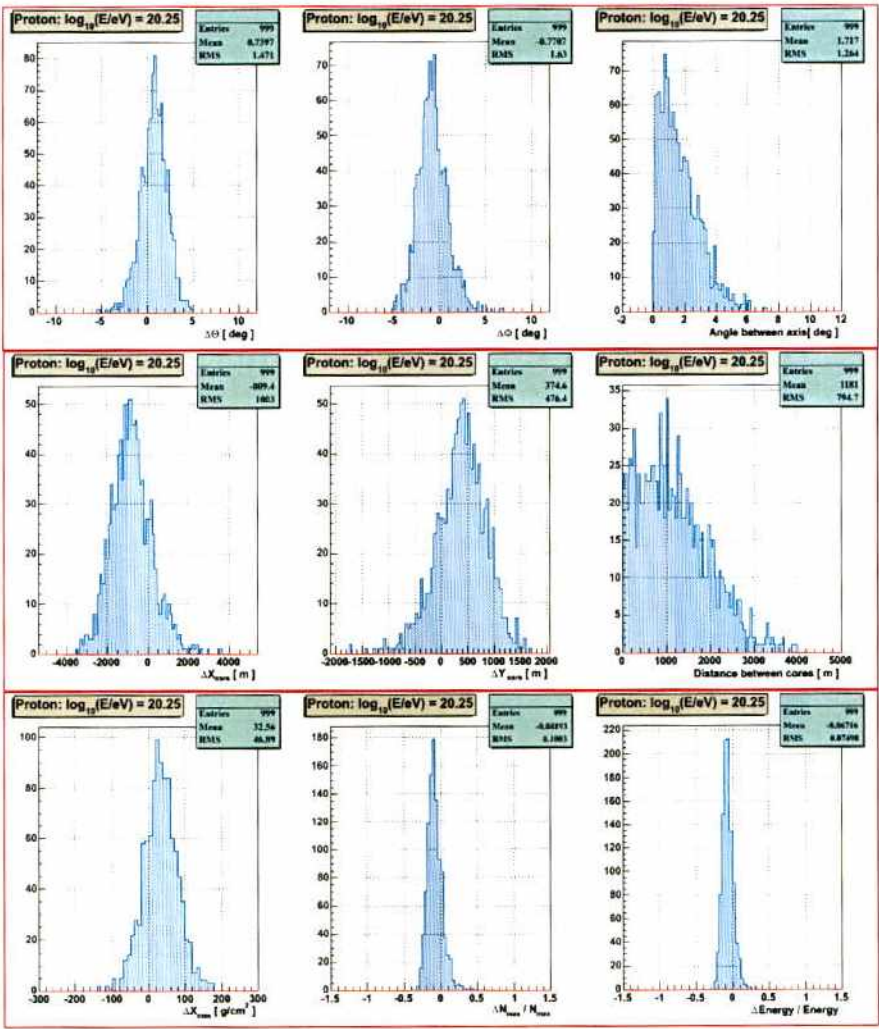


Figura 6.8: Reconstrucción monocular de las simulaciones a Coihueco. Geometría del eje (arriba), posición del punto de impacto (centro) y parámetros del perfil longitudinal (abajo).

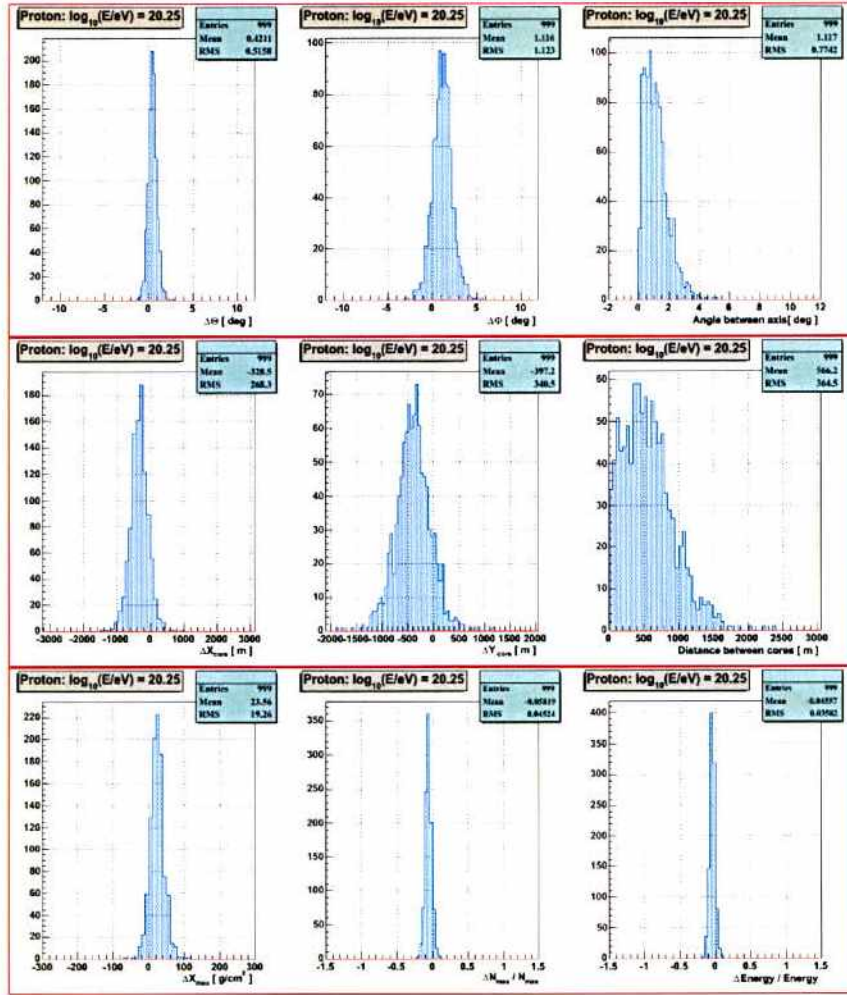


Figura 6.9: Reconstrucción monocular de las simulaciones a Los Leones. Geometría del eje (arriba), posición del punto de impacto (centro) y parámetros del perfil longitudinal (abajo).

6.4.3 Reconstrucción con la mímica del híbrido

Las distribuciones obtenidas en este caso, para ambos ojos del FD, pueden considerarse como auténticas funciones “delta” en los parámetros $\Delta\theta$, $\Delta\phi$ y $\delta\alpha$ (en valor medio $\delta\alpha$ posee un error inferior a 0.1°). En cambio las distribuciones de los parámetros que caracterizan al punto de impacto poseen pequeños *offset* y dispersiones (en valor medio $\Delta Core$ es de 392 m para *Coihueco* y 116 m para *Los Leones*), que son insignificantes cuando consideramos la distancia entre el punto de impacto y la posición de cada ojo del FD (~ 40 km). Análogamente a lo obtenido con los parámetros angulares, las distribuciones de los parámetros del perfil longitudinal ΔX_{max} y $\Delta E/E$ pueden considerarse como funciones “delta”, ya que sus valores de *offset* y RMS son muy pequeños en ambos casos (~ 6 g/cm² para el X_{max} y del $\sim 3\%$ para la energía).

El resumen detallado de los resultados obtenidos con este método de reconstrucción es explicitado en la Tabla 4 que se muestra en la sección de discusión de resultados de este mismo capítulo.

6.4.4 Reconstrucción con la geometría verdadera

En este caso la geometría de cada evento ha sido forzada a ser idéntica a la geometría real del evento simulado durante el proceso de reconstrucción. Por este motivo solo interesan las distribuciones residuales de las componentes que caracterizan al perfil longitudinal. Los resultados obtenidos en este caso muestran que las distribuciones son idénticas a las obtenidas con la mímica del híbrido, de forma tal que no aportan información extra sobre la resolución del perfil longitudinal que mejore la resolución obtenida con la mímica híbrida.

6.4.5 Discusión de los resultados

Las simulaciones del evento *SD – 737165* muestran que este evento efectivamente fue un evento estéreo. De acuerdo a estas mismas simulaciones, si los cuatro ojos del FD hubiesen estado en funcionamiento, el evento habría sido detectado por todos ellos. Esto no fue posible ya que tanto el ojo de *Los Morados* como el de *Loma Amarilla* aun se hallaban en la fase de construcción.

Los resultados de las reconstrucciones obtenidas en este trabajo de simulaciones se indican a continuación en la Tabla 4. En esta tabla se indican los valores medios de las distribuciones para: $\delta\alpha$ y $\Delta Core$, junto a los valores de *offset* y RMS de las distribuciones de ΔX_{max} y $\Delta E/E$, para las reconstrucciones monoculares (RM) y con la mímica de la reconstrucción híbrida (MH).

	$\delta\alpha$ (deg)		$\Delta Core$ (m)		ΔX_{max} (g/cm ²)				$\Delta E/E$ (%)			
	Mean		Mean		Mean		RMS		Mean		RMS	
	CC	LL	CC	LL	CC	LL	CC	LL	CC	LL	CC	LL
RM	1.72	1.12	1181	566	32.6	23.6	46.9	19.3	−6.7	−4.6	7.5	3.6
MH	0.03	0.09	392	116	8.2	5.5	3.5	3.1	−3.6	−1.5	1.5	1.5

Tabla 4: Resolución obtenida a partir de los eventos simulados con reconstrucciones monoculares (RM) y una mímica híbrida (MH) para los ojos de *Coihueco* (CC) y *Los Leones* (LL).

Los resultados indicados en la Tabla 4 indican que las reconstrucciones monoculares reproducen de manera aceptable al conjunto de parámetros utilizados como *inputs*. La resolución obtenida para el ojo de *Coihueco* presenta en todos los parámetros mayor desviación respecto a la obtenida con el ojo de *Los Leones*. Esto se debe a que la traza de PMT's en la cámara de *Coihueco* posee menor longitud respecto a la traza de PMT's en la cámara de *Los Leones* (diferencia de $\sim 5^0$), y por lo tanto una reconstrucción geométrica menos precisa.

Sin embargo se observa que las reconstrucciones monoculares producen dispersiones en la energía muy poco sensibles al error con el cual ha sido determinada la geometría de las lluvias. Estas mismas reconstrucciones en cambio producen valores de *offsets* y de RMS significativos para el X_{max} . Esto es razonable ya que el X_{max} es sensible a la reconstrucción geométrica de las lluvias, por ende las desviaciones en la dirección del eje afectan a posteriori el punto donde viene posicionado el X_{max} .

La resolución obtenida con la mímica de la reconstrucción híbrida es excelente para ambos ojos. Los perfiles longitudinales son reconstruidos con valores de *offset* despreciables tanto en el X_{max} como en la energía. Esta es una buena prueba del correcto funcionamiento que posee la cadena de reconstrucción y simulación de eventos del FD, y por lo tanto da confianza sobre el análisis realizado con este particular evento.

6.5 Influencia de las fuentes de error sistemático

Cuatro fuentes que introducen incertezas en la determinación de los parámetros del perfil longitudinal han sido evaluadas a fin de determinar su influencia sobre los parámetros: X_{max} , E_{em} y E . Las fuentes de error sistemático consideradas son:

- 1) Longitud de extinción horizontal de los aerosoles (atmósfera limpia y sucia, con $L_{Mie} = 15.56$ km y $L_{Mie} = 11.60$ km respectivamente).
- 2) Modelo para el *fluorescence yield* (*Nagano* ^[95] y *Kakimoto – Bunner* ^[113,114]).
- 3) Modelo de interacciones hadrónicas para el calculo de la energía del primario (QGSJET-01 ^[115] y SIBYLL-2.1 ^[116]).
- 4) Tipo de partícula primaria (protón y hierro).

La influencia de estos cuatro sistemáticos fue evaluada reconstruyendo el dato real en modo híbrido. Los resultados obtenidos son indicados a continuación en las Tablas 5 y 6 (para protón y hierro respectivamente). En estas tablas la abreviatura 'N' hace referencia al modelo de *Nagano* y 'K' al de *Kakimoto*, mientras que la abreviatura 'Q' y 'S' hacen referencia a los modelos hadrónicas QGSJET-01 y SYBILL-2.1 respectivamente.

Protón	$X_{\max}$ (g/cm ²)	E_{cm} (EeV)	E (EeV)
$L_{\text{Mik}} = 15.56$ km (N-Q)	791	166	177
$L_{\text{Mik}} = 15.56$ km (N-S)	791	166	174
$L_{\text{Mik}} = 11.60$ km (N-Q)	796	176	188
$L_{\text{Mik}} = 11.60$ km (N-S)	796	176	185
$L_{\text{Mik}} = 15.56$ km (K-Q)	790	172	183
$L_{\text{Mik}} = 15.56$ km (K-S)	790	172	181
$L_{\text{Mik}} = 11.60$ km (K-Q)	795	183	195
$L_{\text{Mik}} = 11.60$ km (K-S)	795	183	192

Tabla 5: Influencia de las incertezas sistemáticas sobre los parámetros del perfil longitudinal (protón como primario).

Hierro	$X_{\max}$ (g/cm ²)	E_{cm} (EeV)	E (EeV)
$L_{\text{Mik}} = 15.56$ km (N-Q)	791	166	180
$L_{\text{Mik}} = 15.56$ km (N-S)	791	166	178
$L_{\text{Mik}} = 11.60$ km (N-Q)	796	176	191
$L_{\text{Mik}} = 11.60$ km (N-S)	796	176	189
$L_{\text{Mik}} = 15.56$ km (K-Q)	790	172	187
$L_{\text{Mik}} = 15.56$ km (K-S)	790	172	184
$L_{\text{Mik}} = 11.60$ km (K-Q)	795	183	198
$L_{\text{Mik}} = 11.60$ km (K-S)	795	183	196

Tabla 6: Influencia de las incertezas sistemáticas sobre los parámetros del perfil longitudinal (hierro como primario).

De las Tablas 5 y 6 se desprende que un aumento en la opacidad de la atmósfera produce un incremento en la energía del primario del ~ 6.6 % como máximo, mientras que un cambio en el modelo del *fluorescence yield* (*Kakimoto-Bunner* en vez de *Nagano*) produce un incremento en la energía del primario no mayor al 3.5 %. Un cambio en el modelo hadrónico (que afecta solo al valor calculado de la energía del primario) produce un decremento inferior al 2.5 % cuando se considera el modelo SYBILL-2.1 en lugar del modelo QGSJET-01. La influencia que produce la elección del tipo de primario influye menos del 2 %.

La variación de $X_{\max}$ puede despreciarse debido a que como máximo es de 5 g/cm² (un 0.7 % del correspondiente valor de $X_{\max}$).

La suma de todos estos errores sistemáticos (adicionados en cuadratura) establece un error en la determinación de la energía del primario no mayor al 8.6 %. Si se considera además el error sistemático introducido por la incerteza en los valores de las constantes de calibración del FD (~ 20 %) ^[117] y por la reconstrucción del evento (~ 10 % según la resolución monocular señalada en la Tabla 4) se obtiene una cota superior en el error de la energía no mayor al 24 %. Este valor se halla dentro del 25 % estimado por la colaboración *Pierre Auger* para eventos reconstruidos con la técnica del FD ^[118].

Aun con esta incerteza en la energía, evento *SD-737165* es superior a 100 EeV y por lo tanto superior al valor de la energía del *GZK cutoff* correspondiente a primarios de protón.

Finalmente menciono que las nuevas mediciones para el *fluorescence yield* que han sido realizadas por miembros de la colaboración *Pierre Auger* mediante el experimento *AirLight* ^[119,120], han determinado nuevos valores que difieren significativamente respecto a los de *Nagano* y *Kakimoto*. De acuerdo a los resultados del *AirLight* el *fluorescence yield* es en valor medio un ~10 % menor respecto al de *Nagano*. Por lo tanto el valor de energía del evento *SD-737165* vera incrementado su valor respecto al determinado en este estudio cuando se utilice el nuevo *fluorescence yield*. Siendo que aun no se dispone de los resultados del *AirLight* en el programa *Auger Offline Software*, no ha podido ser evaluado cuanto es el incremento neto en el valor de energía que tendrá este evento.

6.6 Las tres energías más altas

La enorme importancia del evento *SD - 737165* yace en que este evento es el de mayor energía que hasta el presente ha detectado el *Observatorio Pierre Auger*, pero además porque el mismo se encuentra entre los tres eventos más energéticos que hasta el día de hoy han reportado los distintos detectores de rayos cósmicos que existen en el mundo.

En efecto de acuerdo a los valores de energía, los tres eventos más energéticos reportados son: 1) el del *Fly's Eye* con (320 ± 94) EeV ^[5], 2) el de *AGASA* con (213 ± 50) EeV ^[121] y 3) el del *AUGER* con (177 ± 44) EeV (para el caso de una atmósfera muy limpia, llegando a valores de ~200 EeV en situaciones de atmósferas mas reales).

Una particularidad del evento *SD - 737165* que los distingue de los otros dos eventos es que este evento es el único que fue detectado en modo híbrido. El *Fly's Eye* registro su evento en forma monocular y no en modo estéreo, mientras que *AGASA* lo hizo únicamente con detectores de superficie por ser esa la única técnica de detección implementada. A raíz de esto es que la reconstrucción geométrica del evento *SD - 737165* posee menos incerteza que las de los otros dos eventos.

Por otro lado como la energía obtenida con el FD es directamente la energía electromagnética de la cascada de partículas, la energía del rayo cósmico primario se encuentra mucho mejor determinada con la técnica de fluorescencia que con la técnica utilizada por *AGASA* (que se basa en una relación obtenida a partir de simulaciones numéricas en las que no se conoce a ciencia cierta como son las interacciones hadrónicas a altas energías).

A efectos comparativos se indica en la Tabla 7 las características de los rayos cósmicos primarios de los tres eventos más energéticos, fecha de detección, energía del primario y ángulo cenital.

Detector	Fecha	E (eV)	θ (deg)
Fly's Eve	15/10/1991	3.20×10^{20}	43.9
AGASA	3/12/1993	2.13×10^{20}	22.9
AUGER	19/04/2004	1.77×10^{20}	48.0

Tabla 7: Características de los tres eventos de mayor energía que han sido originados por rayos cósmicos.

6.7 Conclusiones

- El evento *SD-737165* ha sido presentado y estudiado en detalle a partir de su respectiva reconstrucción monocular e híbrida. Considerando un modelo de atmósfera limpia una energía de 177 EeV se obtiene para este evento (adoptando un primario de protón con el modelo hadrónico QGSJET-01). Este evento es hasta el momento el de mayor energía detectado por el *Observatorio Pierre Auger*, y además se encuentra entre los tres eventos más energéticos que han sido reportados en el ámbito internacional por los distintos detectores de rayos cósmicos.

- Reconstrucciones realizadas a partir de las simulaciones de este evento reproducen satisfactoriamente sus aspectos cualitativos (traza de PMT's en la cámara, número de fotones al diafragma y perfil longitudinal). La reconstrucción monocular reproduce el valor de la energía del primario con un error del 10 %, el cual se reduce a un 4 % si se considera una reconstrucción idealizada de la técnica híbrida.

- Los resultados de las reconstrucciones de las simulaciones para ambos ojos (*Coihueco* y *Los Leones*), otorgan confiabilidad al programa utilizado para estudiar la respuesta del FD del *Observatorio Pierre Auger*.

- La influencia de las distintas fuentes de error sistemático sobre el valor de la energía reconstruida ha sido evaluada para este evento. Se obtiene una cota superior para el error no mayor al 25 %. Aun con este error la energía del evento *SD-737165* es superior a la energía del *GZK cutoff* correspondiente a primarios de protón.

CAPÍTULO 7

Estimación experimental de la tasa de elongación

7.1 Introducción

En esta sección se evalúa la *tasa de elongación* (tasa de cambio que presenta la composición promedio por década de energía “ D_{10} ”), utilizando la distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ (el promedio de $X_{\max}$) en función de la energía de los rayos cósmicos primarios (E), obtenida a partir de los eventos del FD reconstruidos en forma monocular e híbrida, con energías definidas en el intervalo $17,50 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,50$. La tasa de elongación y el contenido muónico de una lluvia son los mejores parámetros físicos para determinar la composición física del rayo cósmico primario.

Utilizando los resultados de las reconstrucciones monoculares e híbridas con el modelo de atenuación de aerosoles Mie, se evalúa como afectan las incertezas geométricas de la reconstrucción monocular a la distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ y por ende a la tasa de elongación. Posteriormente se utiliza la reconstrucción híbrida con perfiles medidos del VAOD y se evalúa como el modelo de atenuación de aerosoles Mie afecta a la tasa de elongación.

Semejanzas y diferencias entre los valores obtenidos para la tasa de elongación son discutidas en función del tipo de reconstrucción realizada. En particular se discute el efecto que introduce la apertura del FD en el rango de menor energía.

Finalmente los resultados obtenidos para la tasa de elongación se comparan con aquellos que han reportado los experimentos *HiRes-MIA* y *HiRes* estéreo.

7.2 Dependencia del $\langle X_{\max} \rangle$ con la energía

Se puede demostrar que la variación de la distribución promedio correspondiente a $X_{\max}$ está asociada con la energía de las lluvias a través de una cantidad denominada tasa de elongación (D_e). Esta cantidad es definida como ^[122]:

$$D_e = \frac{d\langle X_{\max} \rangle}{d \ln E} \quad (7.1)$$

El valor medio $\langle X_{\max} \rangle$ es calculado sobre el intervalo de las fluctuaciones del $X_{\max}$ (en caso de tener un único tipo de primario) o sobre el espectro de masa a un mismo valor de energía (en caso de tener una composición de primarios).

Para lluvias iniciadas por primarios de protón la tasa de elongación puede ser expresada como ^[122,123]:

$$D_e = (1 - B) X_0 \quad (7.2)$$

donde X_0 es la longitud de radiación en aire de las lluvias electromagnéticas ($X_0 = 37,1 \text{ g/cm}^2$) y B un parámetro que expresa la dependencia de la tasa de elongación con las interacciones hadrones - núcleos de aire ($0 \leq B < 1$). En caso de considerar lluvias electromagnéticas $B = 0$, cualquier otro caso presenta una dependencia con el modelo de interacciones hadrónicas.

Como se indicó en el Cap. 2, el principio de superposición establece que en promedio las lluvias producidas por núcleos de energía E y número másico A , son indistinguibles de la superposición de A lluvias iniciadas por protones de energía E/A ^[68,124]. En 1977 *Linsley*, aplicando este principio al resultado indicado por la Ec. 7.1, dedujo que la *tasa de elongación* permanece invariante si se tienen primarios con un único valor de A o bien una composición donde el espectro de masa es independiente de la energía. En caso contrario, es decir si la composición cambia en un intervalo de energía, el valor de la tasa de elongación debe modificarse ^[122,123]. Esto último puede visualizarse para una composición de primarios asumiendo inicialmente que B es constante dentro de un intervalo de energía, bajo esta suposición la Ec. 7.1 es integrable, entonces de acuerdo al principio de superposición el valor de $\langle X_{\max} \rangle$ en función de la energía viene dado por ^[123]:

$$\langle X_{\max} \rangle = X_1 + (1 - B) X_0 \left(\ln \left(\frac{E}{E_0} \right) - \langle \ln A \rangle \right) \quad (7.3)$$

donde X_1 representa la profundidad media a la energía de referencia E_0 , mientras que los términos entre símbolos " $\langle \rangle$ " indican valores medios. El parámetro X_1 es dependiente del modelo que describe las interacciones hadrónicas pero independiente de E y A . La Ec. 7.3 indica que la variación de $\langle X_{\max} \rangle$ con el $\ln(E)$ es una familia de rectas paralelas acorde a los distintos tipos de primario. Finalmente de esta ecuación es fácil ver, mediante un reordenamiento de términos, que la tasa de elongación puede ser expresada como:

$$D_e = (1 - B) X_0 \left(1 - \frac{d\langle \ln A \rangle}{d \ln E} \right) \quad (7.4)$$

Como en general **B** no cambia significativamente con la energía, este parámetro posee un débil efecto sobre el valor de D_e . En cambio una modificación en la composición puede afectar significativamente al valor de D_e . Esta propiedad establecida por la Ec. 7.4 muestra que la tasa de elongación puede ser utilizada como un buen estimador de la tasa de cambio de la composición promedio de los rayos cósmicos con la energía.

Usualmente la tasa de elongación es dada como la tasa de cambio por década de energía, es decir en término de $\log_{10}(E/\text{eV})$. La relación entre ambos valores de tasa de elongación (D_e y D_{10}) es:

$$D_{10} = 2,3 D_e \quad \text{con} \quad D_{10} = \frac{d\langle X_{\max} \rangle}{d \log_{10} E} \quad (7.5)$$

el D_{10} es utilizado comúnmente para expresar los resultados que provienen de los datos experimentales.

La Ec. 7.4 indica por otro lado que la tasa de elongación depende del modelo hadrónico a través del parámetro **B**. Sin embargo los modelos actualmente aceptados producen aproximadamente el mismo valor en la tasa de elongación para un mismo tipo de primario ($\sim 50 \text{ g/cm}^2$ para protones y $\sim 60 \text{ g/cm}^2$ para hierros por década de energía), concordando dentro de unos $\sim 25 \text{ g/cm}^2$ en el posicionamiento absoluto del $\langle X_{\max} \rangle$ según el modelo hadrónico considerado^[106]. Se debe mencionar que si bien la Ec. 7.4 indica que la tasa de elongación no depende de la masa del primario (sólo de un cambio en ella), simulaciones detalladas muestran el pequeño cambio entre protones y hierros anteriormente mencionado.

7.3 Mediciones de $\langle X_{\max} \rangle$ en función de la energía

Tal como se indico en el Cap. 2, el FD permite registrar el perfil longitudinal de las lluvias y por lo tanto determinar evento por evento el valor del $X_{\max}$ (siempre que este se encuentre posicionado en el campo de visión del detector). Es decir que el FD posibilita una medición casi directa de la distribución $\langle X_{\max} \rangle$ vs E .

La sensibilidad de esta técnica radica en que los valores medios de la distribución de $X_{\max}$ para primarios de protón y de hierro, posee una diferencia de entre $\sim 90 \text{ g/cm}^2$ y $\sim 100 \text{ g/cm}^2$ (la cual es esencialmente independiente de la energía y del tipo de modelo hadrónico considerado). Esta diferencia es mucho mayor que la resolución del FD, la cual se halla comprendida entre $\sim 20 \text{ g/cm}^2$ y $\sim 30 \text{ g/cm}^2$ según la energía de las lluvias^[41]. Es decir que el FD permite asignarle en forma estadística al conjunto de eventos reconstruidos su correspondiente valor de $\langle X_{\max} \rangle$, y por lo expuesto anteriormente este parámetro es indicativo de la composición química de los rayos cósmicos primarios.

El posicionamiento absoluto de $\langle X_{max} \rangle$, o sea la distancia a los valores estimados por simulaciones para primarios puros con distintos modelos hadrónicos, varía dentro de unos $\sim 25 \text{ g/cm}^2$ según el modelo hadrónico considerado, por lo tanto su valor a una dada energía corresponde a una composición que es incierta por efecto de este sistemático. Por otro lado, un cambio en la tasa de elongación experimental en la distribución del $\langle X_{max} \rangle$ con respecto a una de las dos predicciones teóricas (primarios de protones y hierros), será un claro indicio de la existencia de un cambio en la composición promedio de los rayos cósmicos. Una transición completa en la composición abarcará tres diferentes tasas de elongación, una dada al principio, luego un incremento (de pesado a liviano) o decremento (de liviano a pesado) y finalmente una nueva estabilización. Notar que de no haber variación en la composición, las tasas de elongación de la primera y tercera etapa serán muy similares independientemente del primario (ver Tabla 2).

En la figura 7.1 se muestra una compilación de resultados correspondientes a la distribución de $\langle X_{max} \rangle$ en función de E , que corresponden a distintos experimentos de rayos cósmicos. Se indican las predicciones teóricas para tres tipos de primarios (fotones, protones y hierros) y tres modelos de interacciones hadrónicas (QGSJET-01 ^[115], SIBYLL-2.1 ^[116] y DPMJET-2.55 ^[125]).

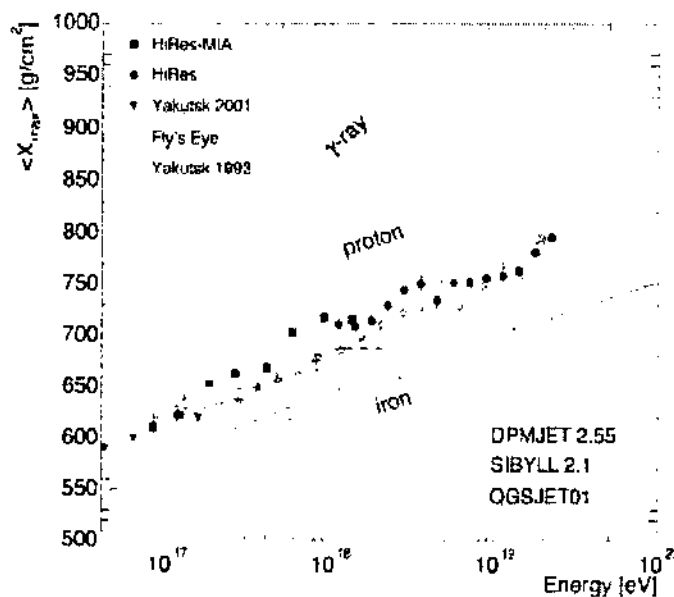


Figura 7.1: Compilación de resultados correspondientes a mediciones de $\langle X_{max} \rangle$ en función de la energía. Se indican las predicciones teóricas para tres tipos de primario (fotones, protones y hierros) y tres modelos hadrónicos (QGSJET-01, SIBYLL-2.1 y DPMJET-2.55). Figura extraída de la referencia [126].

En la figura 7.1 se observa que para un mismo modelo hadrónico es posible distinguir claramente la diferencia entre las curvas teóricas de los tres primarios considerados. Por otro lado, a una misma energía los primarios de hierro presentan diferencias menos

significativas entre los distintos modelos hadrónicos que las que poseen los primarios de protón.

Los primeros resultados de importancia publicados sobre la tasa de elongación fueron proporcionados por el detector *Fly's Eye* hace 17 años ^[4]. En el rango de energías definido por el intervalo con $17,0 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,0$ el valor establecido fue $D_{10} = (69,4 \pm 5,0^{(\text{Stad})} \pm 5,0^{(\text{Sist})}) \text{ g/cm}^2$. Estos resultados no incluyeron correcciones por efectos de *trigger* o resolución del detector, de fundamental importancia a energías más bajas ^[127]. Años más tarde estos datos fueron re-analizados en el rango de energías definido por $17,5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,0$, proporcionando un nuevo resultado, $D_{10} = (78,9 \pm 3,0^{(\text{Stad})}) \text{ g/cm}^2$, un valor ligeramente mayor al reportado inicialmente ^[128].

Gracias al advenimiento de las nuevas tecnologías el *Fly's Eye* pudo ser suplantado por un nuevo detector con mayor resolución, el denominado *HiRes* ^[26]. El *HiRes* en su fase de prototipo operó conjuntamente con un pequeño arreglo de centelladores en modo de detección híbrida, produciendo gran cantidad de eventos con alta calidad en los parámetros primarios reconstruidos. Los datos híbridos permitieron a la colaboración *HiRes-MIA* proporcionar resultados preliminares para la tasa de elongación en el intervalo de energías definido por $16,9 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,3$. El valor reportado es $D_{10} = (91,4 \pm 9,6^{(\text{Stad})} \pm 15,4^{(\text{Sist})}) \text{ g/cm}^2$ ^[129], un valor ligeramente superior al reportado a partir del re-análisis de los datos del *Fly's Eye*.

Con posterioridad, el análisis final de los datos de *HiRes-MIA* permitió establecer que en el intervalo de energías definido por $16,9 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,3$ la tasa de elongación es $D_{10} = (93,0 \pm 8,5^{(\text{Stad})} \pm 10,5^{(\text{Sist})}) \text{ g/cm}^2$ ^[130], un resultado consistente con el que había publicado esa colaboración en forma preliminar.

Un resultado mucho más recientes fue proporcionado por la colaboración *HiRes* durante su operación en modo estéreo. El valor establecido a partir de los eventos estéreos es $D_{10} = (54,5 \pm 6,5^{(\text{Stad})} \pm 18,7^{(\text{Sist})}) \text{ g/cm}^2$ ^[106], en el intervalo de energía con $18,0 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,4$. Un valor diferente del reportado por esa colaboración con datos del detector *Fly's Eye* ($D_{10} = (78,9 \pm 3,0) \text{ g/cm}^2$).

Otros experimentos también han proporcionado tasas de elongación en determinadas regiones de energía ^[10]. En particular la colaboración de *Yakutsk* ^[24], a partir de un análisis basado en el ajuste de tres parámetros observables con su detector, evaluó indirectamente el valor de la tasa de elongación en el intervalo $16,0 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 17,5$. Sus resultados indican un valor de $D_{10} = (62 \pm 4) \text{ g/cm}^2$, aunque puede ser ajustado con un valor de $D_{10} = (69 \pm 2) \text{ g/cm}^2$ en el intervalo con $16,0 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,0$, sin observar un cambio significativo en la pendiente ^[10,24].

En la figura 7.2 se muestra la compilación de resultados más recientes que ha proporcionado la colaboración de *Utah*. El prototipo *HiRes-MIA* en el rango de bajas energías ^[130], $\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,25$, y el *HiRes* estéreo a altas energías ^[106], $\log_{10}(E/\text{eV}) > 18,0$. En esta figura se muestran las predicciones teóricas para primarios de hierro y protón correspondiente a los dos modelos hadrónicos considerados (QGSJET-01 y SIBYLL-2.1),

y además los ajustes lineales realizados a los datos experimentales en cada intervalo de energía.

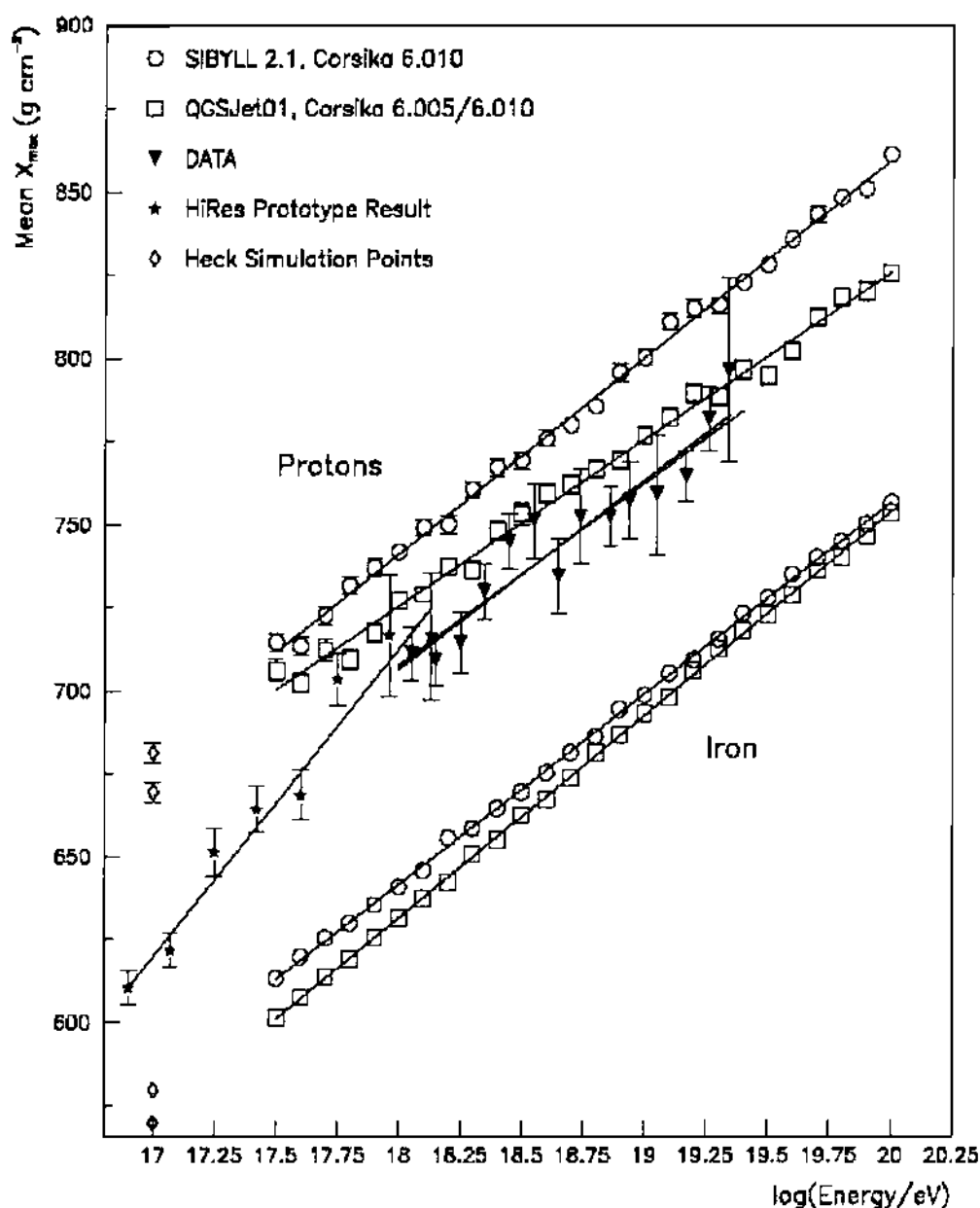


Figura 7.2: Distribuciones de $\langle X_{max} \rangle$ correspondientes a los datos del FD de Utah, HiRes estéreo ^[106] y HiRes-MIA ^[130]. Los errores indicados son estadísticos. Figura extraída de la referencia ^[106].

En la figura 7.2 se observa en la región de menor energía $\log_{10}(E/eV) \leq 18,2$, que para los dos modelos hadrónicos considerados la composición promedio sufre un fuerte cambio con la energía, estableciendo una clara transición de primarios pesados a primarios livianos.

A continuación en la Tabla 1 se indican los valores medidos para la tasa de elongación que han reportado los experimentos previamente citados. Esta tabla permite apreciar las diferencias que existen en los valores reportados por distintos experimentos.

Detector	Energía	D_{10} (gr/cm ²)
Fly's Eye (original)	$17,0 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,0$	$69,4 \pm 5,0 \pm 5,0$ ^(Sist)
Fly's Eye (re-análisis)	$17,5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,0$	$78,9 \pm 3,0$
HiRes – MIA (preliminar)	$16,9 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,3$	$91,4 \pm 9,6 \pm 15,4$ ^(Sist)
HiRes – MIA (final)	$16,9 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,3$	$93,0 \pm 8,5 \pm 10,5$ ^(Sist)
HiRes (estéreo)	$18,0 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,4$	$54,5 \pm 6,5 \pm 18,7$ ^(Sist)
Yakuts	$16,0 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 17,5$	$62,0 \pm 4,0$
Yakuts	$16,0 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,0$	$69,0 \pm 2,0$

Tabla 1: *Compilación de mediciones realizadas para la tasa de elongación con sus correspondientes errores (ver texto para mas detalles).*

7.4 Efectos sistemáticos que influyen en el valor de la tasa de elongación

Como en la distribución bidimensional $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ la energía interviene a través de su logaritmo, las pequeñas incertezas en la determinación absoluta de los valores de energía tienen poca influencia sobre dicha distribución y por ende sobre la correspondiente tasa de elongación. Esta es una gran ventaja que posee la tasa de elongación en su utilización para determinar cambios en la composición química promedio de los rayos cósmicos.

Para el $X_{\max}$ la situación es más compleja, ya que únicamente no se inducirá un cambio en la tasa de elongación si el efecto sistemático resulta independiente del intervalo de energía considerado. En esta situación cada punto de la distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ será trasladado rígidamente (por defecto o por exceso) respecto a su valor verdadero, modificando únicamente su posicionamiento absoluto. Por otro lado, si el $X_{\max}$ es determinado con un *offset* sistemático y este depende de la energía, entonces la tasa de elongación se verá modificada por el sistemático con el cual se determinan los valores de $X_{\max}$.

Las principales fuentes de error sistemático que pueden modificar el valor de $X_{\max}$ son introducidas por: variaciones en las componentes de la atmósfera (molecular y de aerosoles), errores en la reconstrucción geométrica, un tratamiento inadecuado de la evaluación y sustracción de la luz Cherenkov, la dispersión múltiple sobre las distintas componentes de la luz colectada. En particular la desviación sistemática introducida por la sustracción de la luz Cherenkov y el fenómeno de dispersión múltiple de la luz ha sido estimada como máximo en $\sim 5 \text{ g/cm}^2$ [131].

La adopción de un modelo de atenuación atmosférica de aerosoles no del todo correcto puede producir una distorsión en el perfil longitudinal de las lluvias, y por lo tanto un desplazamiento del punto donde se posiciona el $X_{\max}$. En el Cap. 5 ha sido evaluado el efecto que introducen los aerosoles medidos en el sitio con respecto al modelo paramétrico Mie. En dicho capítulo se demostró que las distribuciones de $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$ poseen desviaciones sistemáticas y estadísticas de $(6,4 \pm 8,0)$ g/cm² y (2 ± 8) %, respectivamente para $X_{\max}$ y E , siendo ambas esencialmente independientes del intervalo de energía considerado. La influencia de estas diferencias sobre los puntos de la distribución $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ y su repercusión sobre la tasa de elongación es evaluada en este trabajo incluyendo al análisis los eventos que pueden ser reconstruidos utilizando perfiles medidos para el VAOD.

Las incertezas introducidas por la determinación geométrica de las lluvias (importante en reconstrucciones monoculares) fue evaluada en el Cap. 5, donde se demostró que las distribuciones de $\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$ presentan desviaciones sistemáticas despreciables, aunque desviaciones estadísticas significativas de ~ 20 g/cm² y ~ 7 % para $X_{\max}$ y E respectivamente. La influencia de estas desviaciones sobre la tasa de elongación se evalúa directamente comparando los valores de las tasas de elongación monocular e híbrida.

7.5 Determinación de la tasa de elongación con datos del FD

En este trabajo para evaluar la tasa de elongación se tomo como punto de partida al conjunto de eventos del FD que habiendo sido reconstruidos en forma monocular e híbrida, con el modelo de atenuación de aerosoles Mie, satisfacen los cortes de calidad indicados en el Cap. 4 (eventos monoculares) y Cap. 5 (eventos híbridos). Por otro lado, para los eventos híbridos exclusivamente, se considero a posteriori la información de los perfiles del VAOD medido de aerosoles a fin de incorporar esta información a las reconstrucciones.

Siendo que los eventos seleccionados poseen una buena reconstrucción en sus parámetros primarios pueden ser utilizados para estudiar las propiedades físicas de los rayos cósmicos primarios.

7.5.1 Eventos utilizados para determinar la tasa de elongación

Los 3109 eventos reconstruidos en modo monocular (ver Cap. 4) y los 4353 eventos reconstruidos en modo híbrido (ver Cap. 5), con el modelo de atenuación de aerosoles Mie (con parámetros $L_{\text{Mie}} = 13,6$ km y $H_{\text{Mie}} = 1,2$ km que describen una atmósfera promedio), fueron utilizados para evaluar las correspondientes distribuciones de $\langle X_{\max} \rangle$ en función de $\log_{10}(E/\text{eV})$. La energía de cada lluvia fue calculada asumiendo una composición mixta de protones y hierros, con una mezcla de 50 % en cada especie de primario^[46], con el modelo hadrónico QGSJET-01.

A fin de eliminar cualquier efecto sistemático por una incorrecta evaluación y sustracción de la luz Cherenkov, se adoptó un corte destinado a eliminar todos los eventos con ángulos de visión lluvia-detector menor a 20° . Con este corte se suprimieron los

eventos reconstruidos que poseen una fracción significativa de contaminación Cherenkov donde la componente dominante es la luz del Cherenkov directo (ver Fig. 4.9 del Cap. 4). Luego de aplicar este corte se obtiene un total de 2945 eventos monoculares y 3671 eventos híbridos con energías comprendidas entre $17,5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,5$.

Posteriormente con estos eventos se evaluaron las respectivas distribuciones de $\langle X_{\text{max}} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$, considerando una resolución en la energía del 25 %, acorde a los valores actuales de resolución para el FD del *Observatorio Pierre Auger* ^[118].

Finalmente mediante regresiones lineales (dentro de determinados intervalos de energía) se calcularon los valores correspondientes para la tasa de elongación.

7.5.2 Aspecto de las distribuciones de $\langle X_{\text{max}} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$

Las distribuciones obtenidas para $\langle X_{\text{max}} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ a partir de las reconstrucciones monoculares e híbridas con el modelo Mie son cualitativamente semejantes. En la figura 7.3 se muestra la distribución que corresponde a la reconstrucción monocular e híbrida indicando el correspondiente error estadístico de cada punto. En esta figura se muestran además las rectas que corresponden a las predicciones teóricas para primarios de protón y hierro según los modelos hadrónicos *QGSJET-01* y *SYBILL-2.1*. Los valores de la tasa de elongación que establecen estos modelos hadrónicos para protones y hierros son dados a continuación en la Tabla 2:

Modelo Hadrónico	D_{10} (Protón)	D_{10} (Hierro)
QGSJET-01	50 g/cm ² /década	61 g/cm ² /década
SYBILL-2.1	57g/cm ² /década	59 g/cm ² /década

Tabla 2: Valores teóricos de la tasa de elongación para primarios de hierro y de protón con los modelos hadrónicos *QGSJET-01* y *SYBILL-2.1*

En la figura 7.4 se muestra el número total de eventos por cada intervalo de energía de la distribución $\langle X_{\text{max}} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ que corresponde a la reconstrucción híbrida con el modelo Mie. Esta figura indica que el número de eventos presente en cada intervalo disminuye cuando la energía se aparta del valor $\log_{10}(E/\text{eV}) = 18,0$. En efecto a energías con $\log_{10}(E/\text{eV}) > 18,0$ la supresión de eventos es originada por la dependencia funcional del flujo de rayos cósmicos con la energía (decae como una ley de potencias con índice espectral ~ 3). En cambio a energías con $\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,0$ la supresión de eventos es originada por la reducida apertura del FD en el rango de menores energías.

En el rango de menor energía, $\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,0$, la apertura del detector se ve notablemente reducida debido a que la mayor parte de las lluvias que producen *trigger* sobre el FD tienen su X_{max} fuera del campo de observación del ojo. Estas lluvias son mayoritariamente eliminadas durante la selección de eventos, ya que sólo son consideradas aquellas con una correcta visibilidad de su X_{max} en el perfil longitudinal. Es decir que este

corte afecta a los eventos seleccionados de acuerdo al valor de energía y según la composición del rayo cósmico primario.

A medida que la energía decrece este efecto se potencia porque el X_{max} de las lluvias viene posicionado a valores cada vez menores (que corresponden a altitudes cada vez mayores), reduciendo aún más el número de eventos que logran pasar el criterio de selección. El dramatismo de este comportamiento se aprecia observando el contenido de los primeros intervalos de energía en la figura 7.4.

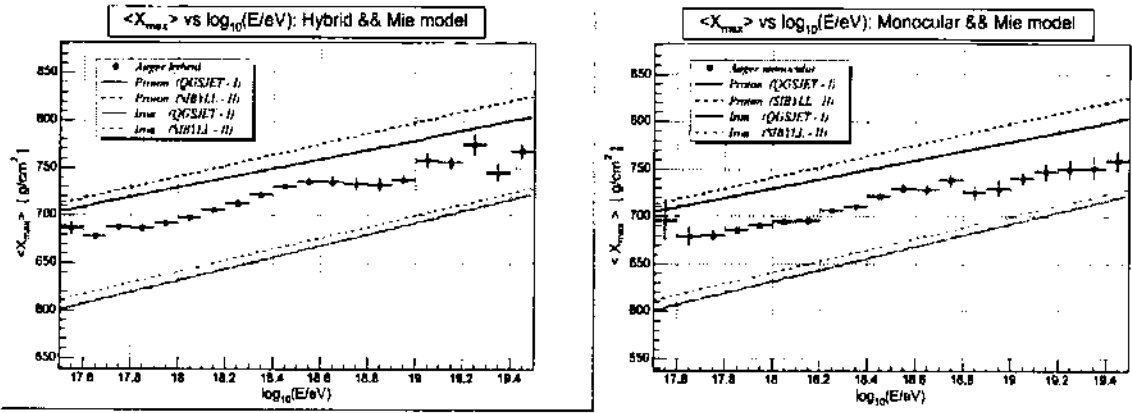


Figura 7.3: Distribución de $\langle X_{max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/eV)$ correspondiente a la reconstrucción híbrida (izquierda) y monocular (derecha) con el modelo Mie. Se indican además las predicciones teóricas para primarios de protón y hierro con los modelos hadrónicos QGSJET-01 y SIBYLL-2.1.

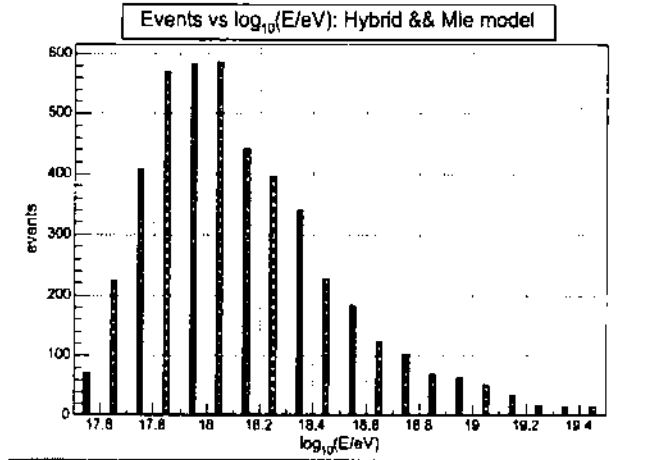


Figura 7.4: Número de eventos por intervalo de energía en la distribución de $\langle X_{max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/eV)$ de la reconstrucción híbrida con el modelo Mie.

La respuesta que presenta el FD a bajas energías indica una limitación actual para el Observatorio Pierre Auger, sin embargo en el futuro próximo será subsanada incorporando un total de tres nuevos telescopios en uno de los ojos del FD. De este modo se incrementará el campo de visión del ojo en elevación hasta un máximo de $\sim 60^\circ$ ^[132], aumentando

significativamente el número de eventos detectados con el $X_{\max}$ dentro de los límites del campo de visión del FD a bajas energías ($\log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,0$). Esto es de particular interés ya que la composición química de los rayos cósmicos a esas energías aun hoy es incierta ^[133]. En el Cap. 8 se presenta un estudio detallado del efecto de la extensión del campo de visión de uno de los ojos del FD, sobre el número y calidad de los eventos reconstruidos.

Por efecto de la reducida apertura del detector a bajas energías, $\log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,0$, una fuerte distorsión es hallada en la forma de la distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$. Esta distorsión se observa en el comportamiento que tienen los primeros intervalos de energía en la figura 7.3 (mucho mas pronunciada en el caso monocular) donde el $\langle X_{\max} \rangle$ disminuye con la energía. Este comportamiento afecta directamente a la tasa de elongación y por ende debe ser corregido introduciendo un corte *anti-bias*, de manera tal de evitar que el valor de la tasa de elongación sea falseado por la limitación actual que posee el FD a bajas energías.

7.5.3 Efecto de la apertura del detector

La apertura del detector influye fuertemente a bajas energías sobre la distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$. Sin embargo la influencia de este fenómeno no actúa de la misma forma en los primarios de hierro que en los de protón. Esto se debe a que la distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ posee en los hierros valores más chicos que para los protones (una diferencia de $\sim 100 \text{ g/cm}^2$), por ende la altitud donde se produce el $X_{\max}$ es mayor en los hierros que en los protones (considerando un mismo valor de energía). A raíz de esto y debido a que el campo de visión del ojo en elevación es limitado ($\sim 30^\circ$), las posibilidades del detector para registrar lluvias con el $X_{\max}$ bien contenido en el campo de visión del FD son menores para hierros que para protones. Es decir que, el detector discrimina según el tipo de primario favoreciendo a aquellos que tienen su $X_{\max}$ más cerca del nivel del suelo. Por lo tanto las lluvias reconstruidas que corresponden a los protones resultan en número mayoritario respecto a las de hierro. A raíz de esto un sistemático se halla presente en el valor de la distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ a energías menores (esencialmente aquellas con $\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,0$).

Este efecto se observa nítidamente en la figura 7.5, una variante de la figura 7.3 para las reconstrucciones híbridas, donde se ha extendido la recta que ajusta al intervalo de energías medias ($18,0 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,6$), para visualizar las desviaciones de los puntos de $\langle X_{\max} \rangle$ en la zona donde la apertura discrimina según la composición. Puede verse en esta figura que a medida que decrece la energía los puntos experimentales de la distribución se apartan cada vez más (con valores por exceso) de la recta indicada, es decir que la desviación se produce en el sentido de favorecer a una composición dominada por protones.

Esta discriminación del detector según el tipo de composición obliga a buscar un corte *anti-bias* para eliminar el efecto del FD sobre la distribución $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ y posteriormente calcular correctamente la tasa de elongación.

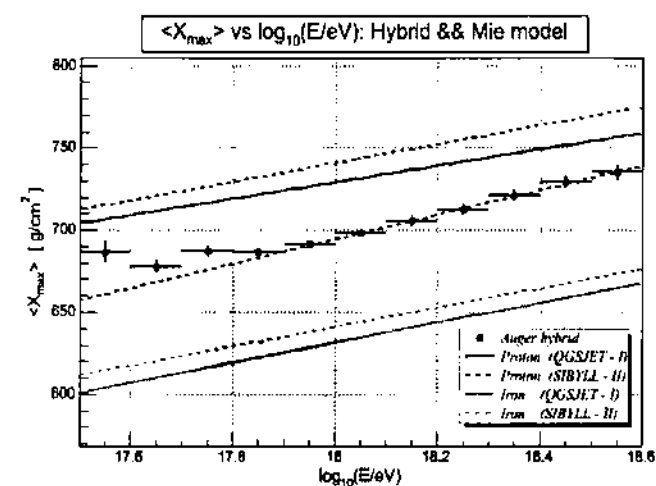


Figura 7.5: Ampliación de la distribución $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ en el rango de bajas energías correspondiente a la reconstrucción híbrida con el modelo de aerosoles Mie. La desviación de los primeros cinco bins respecto a la recta de ajuste indica la ineficiencia actual que posee el FD a bajas energías.

El corte *anti-bias* es un corte que actúa sobre la geometría de la lluvia, con el fin de compensar o uniformar la respuesta del FD para que esta resulte independiente del tipo de primario considerado, dentro del rango de energías donde es operativo el FD. Básicamente el corte *anti-bias* puede obtenerse por dos caminos:

a) Corte sobre la distancia transversal al $X_{\max}$

Una forma para obtener el corte *anti-bias* consiste en establecer un corte en la mínima distancia transversal al ojo, que elimine todas las lluvias con su $X_{\max}$ posicionado a una distancia transversal menor que un mínimo valor (el cual depende de la energía). Estableciendo esta distancia mínima resultara posible eliminar algunos eventos de protones para compensar la ausencia de hierros de forma tal que la fracción $\text{Fe}/\text{Pr} \sim 1$, en el caso de tener una composición mixta del 50 % en cada especie de primario.

En la figura 7.6 se ilustra esta idea a partir de simulaciones de lluvias para primarios de hierro y de protón con energía $\log_{10}(E/\text{eV}) = 17,75$. Antes de aplicar el corte sobre la distancia transversal mínima se tiene una fracción $\text{Fe}/\text{Pr} \sim 0,85$, en cambio luego del corte (con una distancia de $\sim 9,5$ km en este ejemplo) la fracción $\text{Fe}/\text{Pr} \sim 0,99$. De manera tal que este corte permite borrar la dependencia que introduce el FD a bajas energías sobre el tipo de primario considerado.

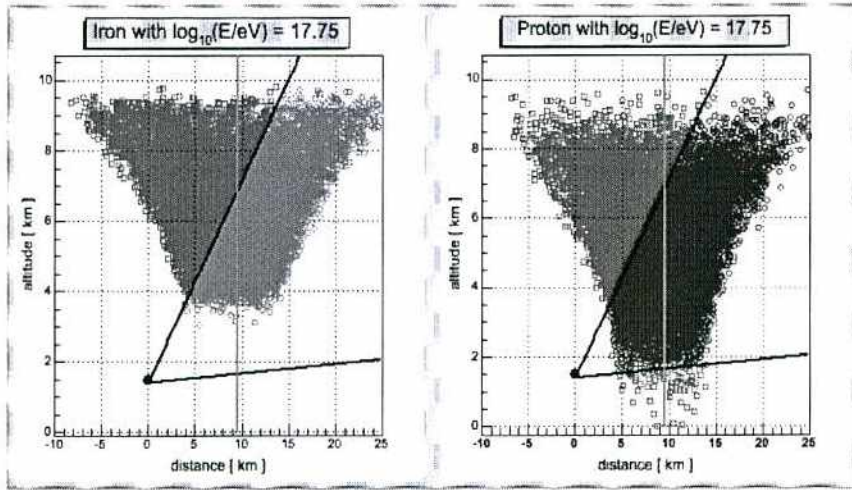


Figura 7.6: Distribución espacial de la altitud del X_{max} en función de la distancia transversal al ojo para lluvias simuladas de hierro (izquierda) y protón (derecha) con $\log_{10}(E/eV) = 17.75$. Las líneas en negro indican los límites del campo de visión del ojo en elevación y los puntos marrones a los eventos con el X_{max} fuera de los límites de visión. El corte sugerido sobre la mínima distancia transversal es indicado con una línea vertical violeta.

El valor óptimo para la distancia transversal mínima debe hallarse simulando la respuesta del FD con lluvias mono energéticas de protón y hierro ($17.5 \leq \log_{10}(E/eV) \leq 18.5$), y con el punto de impacto distribuido uniformemente en un área de gran extensión delante del campo de visión del ojo (dentro de un radio de ~ 18 km). Recién en este punto debe evaluarse que distancia es más conveniente para ajustar la relación Fe/Pr a valores próximos a la unidad.

b) Corte sobre la relación entre el X_{max} y el comienzo del perfil longitudinal

En base a simulaciones numéricas ha sido demostrado que el $\langle X_{max} \rangle$ está íntimamente relacionado con el valor de profundidad atmosférica donde se observa el comienzo del perfil longitudinal X_{low} ^[131,134,135]. Estudios realizados en la colaboración *Pierre Auger* demostraron que la dependencia de $\langle X_{max} \rangle$ con X_{low} es esencialmente plana hasta un determinado valor X_{low} (el cual depende de la energía) y a partir del cual se registra un crecimiento muy pronunciado en los valores de $\langle X_{max} \rangle$. La zona donde los puntos de $\langle X_{max} \rangle$ se apartan del comportamiento plano es dominada por aquellos eventos donde la respuesta del FD afecta según la composición de los rayos cósmicos primarios. Por lo tanto para compensar este fenómeno debe establecerse para cada energía un valor máximo permitido de X_{low} , a fin de eliminar los eventos que originan el crecimiento pronunciado de la distribución $\langle X_{max} \rangle$ vs X_{low} ^[131,134,135].

Tomando este resultado se evaluó la dependencia de la distribución $\langle X_{max} \rangle$ vs X_{low} en seis intervalos de energía, determinado luego en cada uno de estos intervalos el valor

máximo permitido para X_{low} . De esta manera se estableció el corte *anti-bias* que borra del análisis de la tasa de elongación una dependencia de la respuesta del FD por efectos de su reducida apertura a bajas energía. En la figura 7.7 se muestran las distribuciones $\langle X_{max} \rangle$ vs X_{low} obtenidas con eventos híbridos, donde se indican los eventos aceptados (en azul) y los eliminados (en rojo) por el corte *anti-bias* estimado en este trabajo.

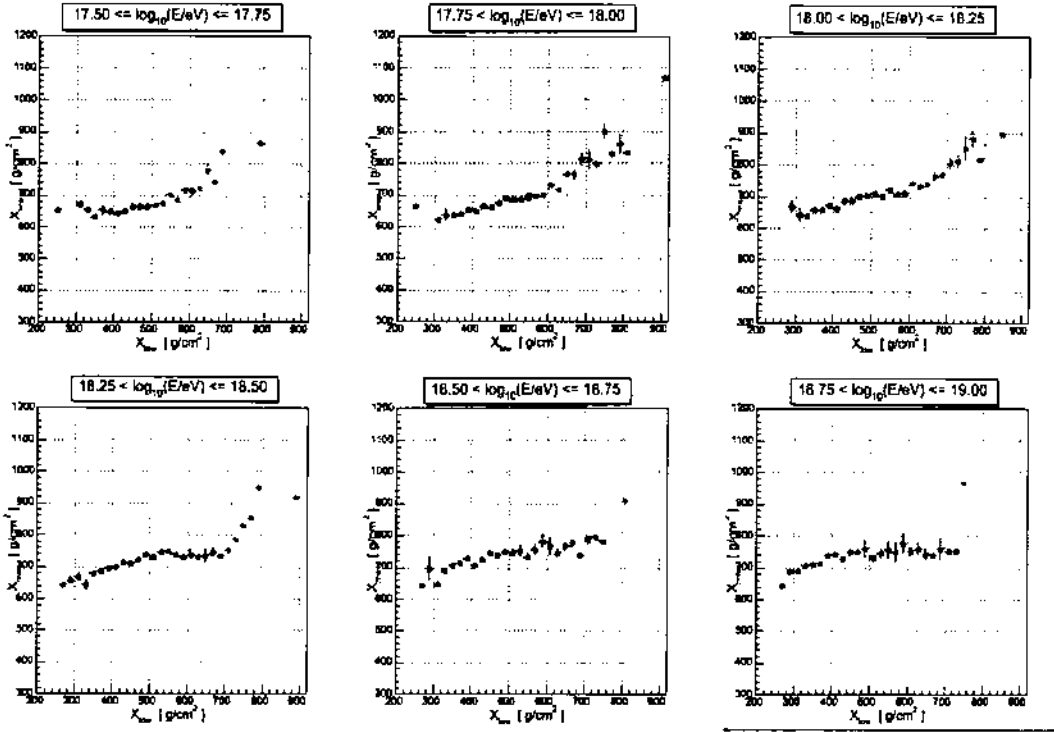


Figura 7.7: Dependencia de X_{max} en función de X_{low} a distintos intervalos de energía. El crecimiento pronunciado que posee el X_{max} en ~ 600 g/cm² a bajas energías indica el valor máximo que debe tener X_{low} a fin de compensar la discriminación ejercida por el FD de acuerdo al tipo de primario. Se indican los eventos que satisfacen el corte *anti-bias* (en azul) y aquellos que son rechazados por este corte (en rojo).

7.5.4 Resultados obtenidos para la tasa de elongación

Una vez estimado el corte *anti-bias* se reevaluaron las distribuciones de $\langle X_{max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/eV)$ aplicando este corte, eliminado así una respuesta preferencial de FD según la composición química del rayo cósmico primario.

En las figuras 7.8 y 7.9 se muestran las distribuciones de $\langle X_{max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/eV)$ obtenidas luego de aplicar el corte *anti-bias* para el caso de las reconstrucciones monoculares e híbridas con el modelo de aerosoles Mie. Análogamente en la figura 7.10 se muestra la distribución correspondiente a la reconstrucción híbrida con perfiles medidos de VAOD (junto con el modelo de aerosoles Mie). En cada una de estas figuras se indican los

ajustes lineales efectuados sobre las distintas distribuciones. Con este ajuste se obtuvieron los correspondientes valores de la tasa de elongación. En estas figuras se observa que los límites de los intervalos de energía donde se realizó el ajuste dependen del tipo de reconstrucción considerada. Los valores obtenidos para la tasa de elongación se indican a continuación en la Tabla 3:

Reconstrucción	Energía	D_{10} (g/cm ² /década)	$\chi^2/n.d.f$
Monocular (Mie)	$17,65 \leq \log_{10}(E/eV) \leq 18,50$	$90,3 \pm 7,2$	0,699
Monocular (Mie)	$18,50 \leq \log_{10}(E/eV) \leq 19,50$	$31,0 \pm 6,8$	0,536
Híbrida (Mie)	$17,50 \leq \log_{10}(E/eV) \leq 18,50$	$91,3 \pm 4,2$	1,335
Híbrida (Mie)	$18,50 \leq \log_{10}(E/eV) \leq 19,50$	$35,4 \pm 7,0$	2,050
Híbrida (VAOD y Mie)	$17,50 \leq \log_{10}(E/eV) \leq 18,50$	$71,0 \pm 5,1$	0,816
Híbrida (VAOD y Mie)	$18,50 \leq \log_{10}(E/eV) \leq 19,50$	$33,9 \pm 7,2$	2,638

Tabla 3: Valores experimentales obtenidos para la tasa de elongación con reconstrucciones monoculares e híbridas, con el modelo de aerosoles Mie y perfiles medidos del VAOD. Los errores indicados son estadísticos.

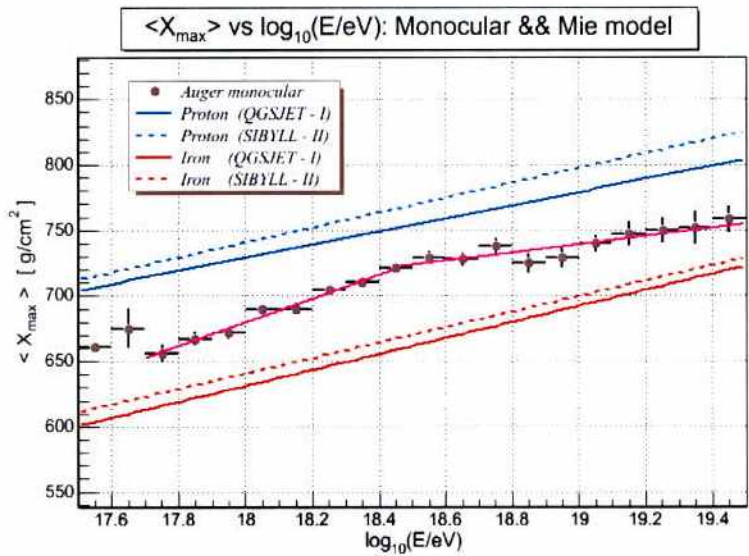


Figura 7.8: Distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/eV)$ correspondiente a la reconstrucción monocular con el modelo de Mie. Se indican los ajustes lineales realizados sobre los distintos intervalos de energía, y las predicciones teóricas para primarios de protón y hierro con los modelos hadrónicos QGSJET-01 y SIBYLL-2.1.

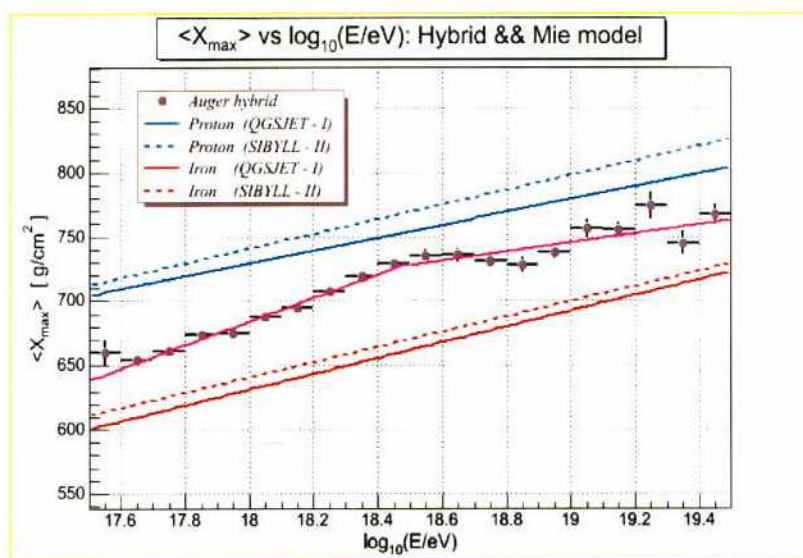


Figura 7.9: Distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/eV)$ correspondiente a la reconstrucción híbrida con el modelo de Mie. Se indican los ajustes lineales realizados sobre los distintos intervalos de energía, y las predicciones teóricas para primarios de protón y hierro con los modelos hadrónicos QGSJET-01 y SIBYLL-2.1.

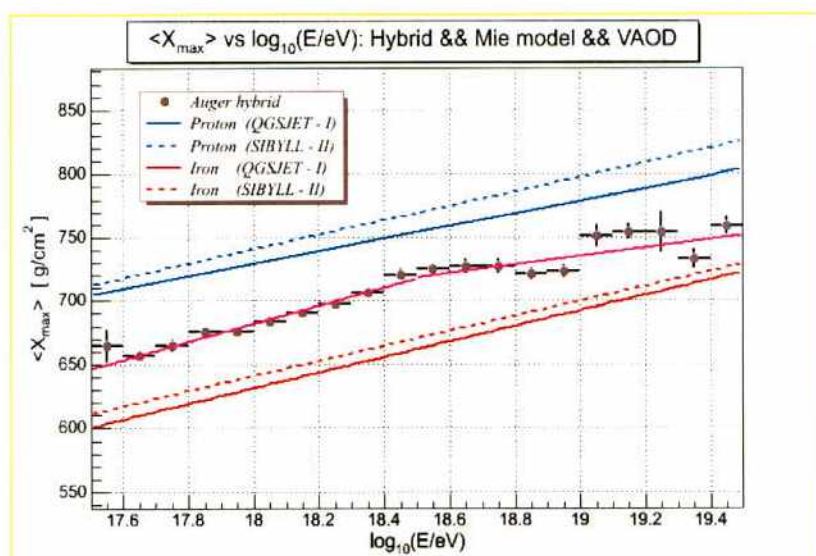


Figura 7.10: Distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/eV)$ correspondiente a la reconstrucción híbrida con el modelo de Mie y perfiles medidos del VAOD. Se indican los ajustes lineales realizados sobre los distintos intervalos de energía, y las predicciones teóricas para primarios de protón y hierro con los modelos hadrónicos QGSJET-01 y SIBYLL-2.1.

El comportamiento observado en las figuras 7.8, 7.9 y 7.10 para las distribuciones de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/eV)$ es cualitativamente semejante. Partiendo del intervalo con menor energía se observa que el $\langle X_{\max} \rangle$ crece linealmente con la energía hasta llegar a un

determinado valor ($\log_{10}(E/\text{eV}) \sim 18,5$), a partir del cual cambia la tasa de elongación y el $\langle X_{\text{max}} \rangle$ crece con cierto grado de linealidad hasta llegar al máximo valor de energía ($\log_{10}(E/\text{eV}) \sim 19,5$).

En el caso de la reconstrucción híbrida, dentro del último intervalo de energía considerado, los puntos de la distribución de $\langle X_{\text{max}} \rangle$ presentan fluctuaciones más grandes respecto al caso monocular. Esto se debe a que en esta región es más crítica la baja estadística por el reducido número de cuentas en cada uno de los últimos intervalos (ver Fig. 7.4).

7.6 Discusión de los resultados

Las distribuciones de $\langle X_{\text{max}} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ obtenidas en este trabajo a partir de reconstrucciones monoculares e híbridas, en el intervalo de energías con $17,5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,5$, presentan un comportamiento similar desde un punto de vista cualitativo.

Los respectivos valores de la tasa de elongación obtenidos en cada intervalo de energía, al igual que el punto donde se produce el cambio en la tasa de elongación una vez corregido el efecto de la apertura del FD, no muestran diferencias significativas entre las reconstrucciones monoculares e híbridas con el modelo de aerosoles de Mie (ver Tabla 3). El punto de transición encontrado corresponde a $\log_{10}(E/\text{eV}) = 18,45$ en el caso monocular y a $\log_{10}(E/\text{eV}) = 18,50$ en el caso híbrido.

A bajas energías, es decir para $\log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,45$ (caso monocular) y $\log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,50$ (caso híbrido), las distribuciones insinúan un cambio en la composición promedio, en la dirección de primarios pesados a livianos que es consistente con los dos modelos de interacciones hadrónicas utilizados (QGSJET-01 y SYBILL-2.1). Las diferencias entre los valores de la tasa de elongación son despreciables al considerar el modelo de aerosoles de Mie. En cambio, las diferencias son significativas cuando se consideran datos reconstruidos con perfiles medidos del VAOD. De acuerdo al tipo de reconstrucción considerada, $D_{10} = (90,3 \pm 7,2) \text{ g/cm}^2$ (monocular con el modelo Mie), $D_{10} = (91,1 \pm 7,0) \text{ g/cm}^2$ (híbrido con el modelo Mie) y $D_{10} = (71,0 \pm 5,1) \text{ g/cm}^2$ (híbrido con el modelo Mie y perfiles medidos del VAOD). Independientemente de estas diferencias el comportamiento observado es consistente con el que ha publicado la colaboración del detector HiRes – MIA ^[99,106].

En la región de altas energías, $18,45 < \log_{10}(E/\text{eV})$ (caso monocular) y $18,50 < \log_{10}(E/\text{eV})$ (caso híbrido), los valores obtenidos para la tasa de elongación indican valores de, $D_{10} = (31,0 \pm 6,8) \text{ g/cm}^2$ (monocular con el modelo Mie), $D_{10} = (35,4 \pm 7,0) \text{ g/cm}^2$ (híbrido con el modelo Mie) y $D_{10} = (33,9 \pm 7,2) \text{ g/cm}^2$ (híbrido con el modelo Mie y perfiles medidos del VAOD). Estos valores sugieren un cambio en el comportamiento de la composición promedio respecto a la región de bajas energías, observable en las tres reconstrucciones consideradas.

La incorporación de los eventos híbridos reconstruidos con perfiles medidos del VAOD, no produce cambios significativos en las distribuciones de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$, en la región de altas energías ($\log_{10}(E/\text{eV}) > 18.5$). Sin embargo la inclusión de los perfiles medidos del VAOD afecta fuertemente al intervalo de bajas energías ($\log_{10}(E/\text{eV}) < 18.5$), y en consecuencia modifica sustancialmente el valor de la tasa de elongación a estas energías (ver Tabla 3).

Los resultados de la tasa de elongación obtenidos en este trabajo con reconstrucciones híbridas del FD, en el intervalo de energías con $17.5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19.5$, una vez corregida el efecto de la apertura del FD, son consistentes dentro del error calculado, con los resultados obtenidos por otros grupos de la colaboración *Pierre Auger*. En particular los resultados de este trabajo están en buena concordancia con los resultados presentados por el grupo de la universidad de *Karlsruhe* ^[134].

A continuación en la Tabla 4 se indican los resultados de la tasa de elongación que han presentados otros grupos de la colaboración *Pierre Auger*. Las diferencias entre los diferentes resultados indican que aun es prematuro establecer un valor conclusivo y cual es su dependencia con la energía.

Grupo	Energía	D_{10} (g/cm ² /década)
Adelaida – Utah ^[135]	$\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,30$	97 ± 6
Adelaida – Utah ^[135]	$\log_{10}(E/\text{eV}) > 18,30$	34 ± 8
Karlsruhe ^[134]	$\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,35$	71 ± 5
Karlsruhe ^[134]	$\log_{10}(E/\text{eV}) > 18,35$	40 ± 4
Pennsylvania ^[136]	$\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,30$	80 ± 3
Pennsylvania ^[136]	$\log_{10}(E/\text{eV}) > 18,30$	35 ± 4
Este trabajo	$\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,50$	$71,0 \pm 5,1$
Este Trabajo	$\log_{10}(E/\text{eV}) > 18,50$	$33,9 \pm 7,2$

Tabla 4: Valores de la tasa de elongación a energías, obtenidos por distintos grupos de la colaboración *Pierre Auger*. Los errores indicados son estadísticos.

Los resultados presentados por estos tres grupos de la colaboración *Pierre Auger*, al igual de los obtenidos en este trabajo con reconstrucciones híbridas del FD, si bien difieren de los resultados publicados por la colaboración del detector *HiRes-MIA* ($\log_{10}(E/\text{eV}) < 18,50$) y *HiRes* estéreo ($\log_{10}(E/\text{eV}) > 18,50$), resultan consistentes cuando se considera el error experimental (ver Tabla 1).

La mayor importancia científica del trabajo de composición realizado en este capítulo radica en entender una de las características del espectro de energía de los rayos cósmicos, el tobillo. En la figura 7.11 se indica el espectro medido por el *Observatorio Pierre Auger* ^[137] normalizado por E^3 . En esta zona de energías la forma del espectro claramente se aleja de un decaimiento potencial y presenta una hondonada, o sea un decaimiento precedido de un incremento en el flujo. El punto intermedio en donde se produce el cambio de pendiente es denominado tobillo.

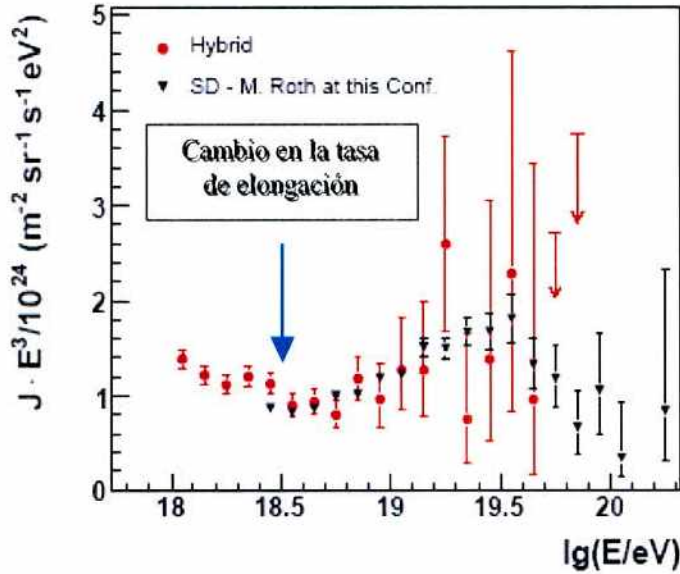


Figura 7.11: Flujo de rayos cósmicos medidos por Auger en forma híbrida (rojo) y con el arreglo de superficie (negro). La línea azul indica la posición donde cambia la tasa de elongación según este trabajo. Figura extraída de [137].

La interpretación física del tobillo es uno de los tópicos más interesantes de la física de rayos cósmicos y está íntimamente ligada a la composición. Los resultados aquí mostrados, como aquellos realizados por otros grupos de la colaboración *Pierre Auger* (ver Tabla 4) parecen indicar que en la zona del tobillo se estabilizaría el cambio de composición en un valor más liviano que a energías inmediatamente inferiores, pues se tiene concordancia entre la energía del tobillo y la del cambio en la tasa de elongación. Probablemente esto se deba a un cambio en el tipo de fuentes de rayos cósmicos por ejemplo un pasaje de fuentes galácticas a extra galácticas ^[47,138]. Este tema será nuevamente abordado en el próximo capítulo.

7.7 Conclusiones

- Se evaluaron las distribuciones de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ en el rango de energías definido por el intervalo $17,5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,5$, utilizando reconstrucciones del FD monocular e híbrido con el modelo paramétrico de Mie y perfiles medidos del VAOD. Con estas distribuciones se evaluaron los valores de la tasa de elongación en dos regiones de energía.
- En el intervalo de menor energía, $\log_{10}(E/\text{eV}) < 18$, la apertura del FD influye fuertemente los resultados y distorsiona el comportamiento real que posee la tasa de elongación, este inconveniente fue subsanado estableciendo un corte *anti-bias*.

- En el intervalo de bajas energías, $17,5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,5$, la distribución híbrida de $\langle X_{\text{max}} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ tiende a insinuar un cambio en la composición promedio en la dirección de primarios pesados a livianos. Este comportamiento es caracterizado por una tasa de elongación de $D_{10} = (71,0 \pm 5,1) \text{ g/cm}^2$.
- En el intervalo de mayor energía, $18,5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 19,5$ la distribución híbrida de $\langle X_{\text{max}} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ presentan una tasa de elongación menos pronunciado de $D_{10} = (33,9 \pm 7,2) \text{ g/cm}^2$.

Finalmente indicamos que la composición química promedio de los rayos cósmicos parece disminuir hasta energías de $10^{18,4} - 10^{18,6} \text{ eV}$ en donde habría una transición y se estabiliza luego en una composición promedio más liviana que la inicial. Resultados más conclusivos podrán ser obtenidos con los nuevos sistemas de detección y procedimientos que serán discutidos en el próximo capítulo.

CAPÍTULO 8

Optimización de la detección híbrida de los nuevos detectores del Observatorio Auger

8.1 Introducción

En este capítulo se evalúa como el incremento del actual campo de visión en elevación (de $\sim 30^\circ$) hasta un máximo de $\sim 60^\circ$ en uno de los ojos del FD del *Observatorio Pierre Auger*, afecta al número total de eventos que pueden ser reconstruidos con $X_{\max}$ bien definido dentro del perfil longitudinal.

Mediante simulaciones numéricas se evalúa la eficiencia total promedio del ojo y la resolución con la cual se reconstruyen los parámetros que caracterizan a las lluvias (E , $X_{\max}$, θ , etc.). Se simulan lluvias con el punto de impacto distribuido uniformemente dentro de un área circular a distancias comprendidas entre 3,5 km y 11 km, en el rango de energías definido por $17,50 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,25$ y dos tipos de primario (protón y hierro).

Se muestra en este estudio que en el rango de energía considerado la extensión del campo de visión en elevación hasta $\sim 60^\circ$ [139], es mucho más ventajosa respecto a la configuración actual de seis telescopios por ojo, ya que incrementa notablemente el número de eventos donde se observa directamente el $X_{\max}$.

8.2 Extensión del Observatorio Pierre Auger a $E \leq 10^{18}$ eV

Como se mencionó en el Cap. 3, el *Observatorio Pierre Auger* fue optimizado para registrar con alta estadística lluvias de partículas originadas por los rayos cósmicos de mayor energía ($E \geq 10^{19}$ eV) [9,48], teniendo eficiencia unitaria para FD y SD a energías mayores o iguales que 10^{18} y 3×10^{18} eV, respectivamente. Como el registro del perfil longitudinal de la lluvia con el FD posibilita la observación directa del punto donde la cascada desarrolla su máximo número de partículas, y el $X_{\max}$ es un parámetro sensible a la

composición del rayo cósmico su correcta determinación es crucial para estudiar la composición química del primario de los eventos detectados ^[9,47,49,99,106].

En el rango de energías menores, $17,50 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,00$, donde aún hoy la composición química de los rayos cósmicos es incierta ^[133], las lluvias desarrollan el X_{max} en las zonas más altas de la atmósfera, no pudiendo en general ser registrado por la actual configuración de ojos del FD del *Observatorio Pierre Auger* (ya que el X_{max} queda fuera del campo de visión de observación del detector). Para suplir este inconveniente, la colaboración *Pierre Auger* decidió extender el campo de visión de uno de los ojos del FD (incorporando tres nuevos telescopios), de forma tal de aumentar el nivel máximo de observación en elevación (de -30° hasta -60°). Esto permitirá que el FD opere con mayor eficiencia a energías menores de 10^{18} eV ^[47,132,139,140].

En forma simultanea la colaboración *Pierre Auger* decidió instalar un conjunto de detectores de radiación Cherenkov en agua, junto con algunos contadores de muones a menor distancia entre sí, o sea con mayor densidad de detectores, en un área pequeña denominada *infill*, en las proximidades del ojo del FD con mayor elevación ^[47,141,142]. De esta forma se podrá registrar con mayor resolución a los perfiles laterales de las lluvias originadas por los rayos cósmicos de energías menores a 10^{18} eV, habida cuenta que estas lluvias impactan sobre un área menor al llegar a la superficie de la tierra.

Ambos detectores, ojo con mayor elevación (**HEAT** ^[132,140]) y arreglo *infill* (**AMIGA** ^[141,142]) operando en conjunto durante las noches limpias y con poca luminosidad, permitirán detectar un importante número de eventos en forma híbrida. El conjunto de estos eventos posibilitará una mejor reconstrucción de los parámetros del rayo cósmico primario y brindará información suficiente para estudiar la composición química de los rayos cósmicos registrados a energías menores de 10^{18} eV. La combinación de resultados provenientes de ambos detectores permitirá al *Observatorio Pierre Auger* estudiar la zona del espectro de los rayos cósmicos donde se espera encontrar un cambio en la naturaleza de la composición, a raíz de una posible transición en el origen de estos rayos cósmicos (transición de rayos cósmicos galácticos a extra-galácticos) ^[10,47,99,106].

Con el objetivo de maximizar la apertura híbrida del detector, debe hallarse mediante simulaciones numéricas la zona óptima donde corresponde ubicar el conjunto de detectores del *infill* con relación al ojo extendido del FD. Para esto debe requerirse que los eventos reconstruidos por el FD tengan alta eficiencia de detección y de reconstrucción. Y que además la eficiencia de reconstrucción sea independiente del tipo de primario detectado.

8.3 El ojo extendido del detector de fluorescencia

Actualmente y como se mencionó en el Cap. 3, los cuatro ojos del FD del *Observatorio Pierre Auger* están constituidos por seis telescopios de idéntica óptica y electrónica ^[48,49]. La inclusión de los tres nuevos telescopios se realizó en este trabajo considerando que poseen idénticas propiedades ópticas y electrónicas que los seis

telescopios de la actual configuración [48,49,55,143]. En la figura 8.1 se muestra la configuración de telescopios del ojo de FD adoptado en este trabajo de simulaciones.

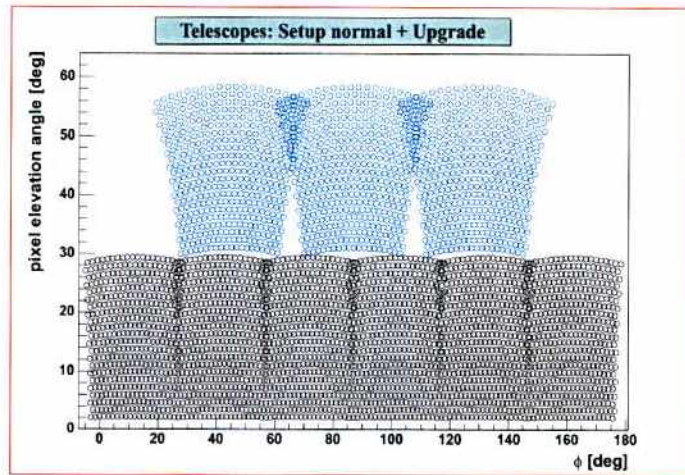


Figura 8.1: Configuración de telescopios del ojo de FD extendido en elevación. En negro se indica la actual configuración (máxima elevación de $\sim 30^\circ$) y en azul los tres telescopios adicionales que extienden el campo de observación hasta $\sim 60^\circ$.

8.4 Simulación y reconstrucción de eventos

La respuesta detallada del ojo extendido del FD se efectuó simulando y reconstruyendo chubascos cósmicos con distintos primarios. Para esto se utilizó el conjunto de módulos distribuidos en el programa de análisis *Auger Offline Software* [78]. En este estudio se modificaron algunos módulos de dicho programa a fin de adicionar los tres nuevos telescopios a la actual configuración de seis telescopios. También y en particular se debió adaptar el programa *FdEventLib* [144,145] (programa de la colaboración *Pierre Auger* externo al *Auger Offline Software*) a fin de poder asignarle a cada evento simulado los distintos niveles de *trigger* (en los tres nuevos telescopios) y posteriormente almacenar en disco los correspondientes datos en el mismo formato de datos reales del FD.

8.4.1 Simulación del perfil longitudinal de las lluvias

Los perfiles longitudinales de las lluvias utilizadas en este estudio fueron generados internamente por el mismo *Auger Offline Software* durante el proceso de simulación de eventos. Para esto se utilizó un Monte Carlo que efectúa una parametrización de los parámetros que definen a la función de *Gaisser – Hillas* [35] (función utilizada en este trabajo para describir los perfiles longitudinales de las lluvias [107]). Esta parametrización incluye las fluctuaciones de los parámetros que caracterizan a la función de *Gaisser – Hillas*, con la energía y el tipo de primario ($X_{\max}$, X_0 y $N_{\max}$).

La distribución del $\langle X_{\max} \rangle$ en función de la energía de la parametrización implementada en el *Auger Offline Software* forma parte de nuestro *input* de simulación.

Esta distribución es consistente con los resultados derivados del programa CORSIKA ^[30] (un completo Monte Carlo para la generación de lluvias extendidas en aire) con el modelo de interacciones hadrónicas QGSJET-01 ^[115] y los dos tipos de primarios considerados (protón y hierro), en el rango de energías con $17,5 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,25$.

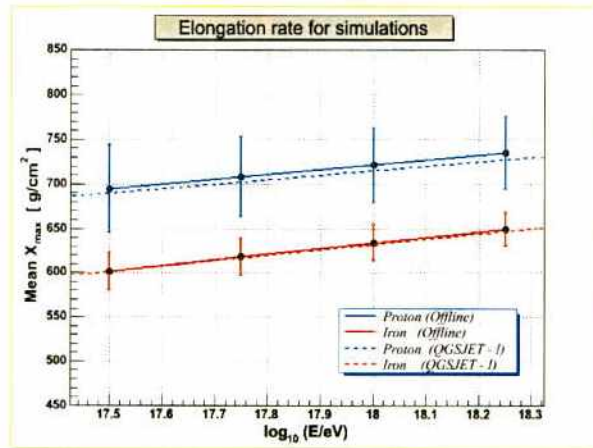


Figura 8.2: Distribución de $\langle X_{\text{max}} \rangle$ en función de $\log_{10}(E/\text{eV})$. La parametrización del Auger Offline Software es consistente con los resultados de CORSIKA para el modelo de interacciones hadrónicas QGSJET-01.

En la figura 8.2 se comparan las distribuciones de $\langle X_{\text{max}} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ de la parametrización utilizada en el programa Auger Offline Software, con las derivadas de CORSIKA. Las diferencias entre ambas curvas (*Offline* – CORSIKA) son despreciables y no tienen consecuencias observables.

El método utilizado para generar los perfiles longitudinales de las lluvias redujo en modo significativo el tiempo de máquina de las simulaciones. Este método de generación de perfiles ha sido utilizado desde hace años por la colaboración del detector HiRes ^[99,106]. En la actualidad existen programas de Monte Carlo elaborados y simultáneamente más veloces que CORSIKA o AIRES ^[28], que permiten generar perfiles longitudinales de lluvias a un muy reducido tiempo de máquina (como por ejemplo el SENECA ^[146] y CONEX ^[147]).

Las lluvias fueron generadas considerando dos distribuciones en los valores de energía (para los dos tipos de primario):

- Lluvias mono energéticas a cuatro valores fijos de energía:

$$\log_{10}(E/\text{eV}) = \{ 17,50, 17,75, 18,00, 18,25 \}$$

- Lluvias con un espectro continuo en la distribución de energía, acorde a una ley de potencias con índice espectral $-3,1$ ^[148], en el intervalo definido por $17,50 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,25$.

Las dos distribuciones de energía son complementarias y útiles para el estudio de la respuesta y resolución del FD.

El caso mono energético permite evaluar en forma directa la eficiencia de *trigger*, la eficiencia de reconstrucción, los cortes de calidad a implementar y la apertura del detector a un mismo valor de energía. En particular la apertura del detector en función de la energía es necesaria para determinar el flujo de rayos cósmicos en el rango donde opera el FD.

Un espectro continuo permite evaluar directamente la respuesta del detector pesando el conjunto de lluvias tal como estas naturalmente arriban a la tierra. En particular es útil para determinar la zona donde correspondería posicionar el arreglo de detectores del SD denominado *infill*, maximizando la eficiencia híbrida del detector. También es útil para estudiar la forma de la distribución del $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ a partir de la cual se obtiene la correspondiente tasa de elongación ^[9,10,47,99,106,132,139,140].

8.4.2 Simulación de la geometría de las lluvias

Para cada conjunto de lluvias (tipo de primario y distribución en energía) el ángulo cenital de las lluvias se generó considerando una distribución $\sin(\theta) \times \cos(\theta)$ con $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$. El ángulo azimutal se generó considerando una distribución uniforme en el intervalo $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$. Esto corresponde a un flujo de rayos cósmicos isótropo en la dirección de arribo.

El punto de impacto de las lluvias en el suelo fue distribuido de manera uniforme, dentro de una circunferencia posicionada en la zona de visión del ojo del FD. Se consideraron los siguientes radios y distancias entre la circunferencia y el ojo:

- Lluvias mono energéticas con valores de energía iguales a:

$$\log_{10}(E/\text{eV}) = \{ 17,75; 18,00; 18,25 \}$$

se adoptó una circunferencia de 4 km de radio posicionada a distancias de:

$$d = \{ 5, 7, 9, 11 \} \text{ km}$$

- Lluvias mono energéticas para una energía de:

$$\log_{10}(E/\text{eV}) = 17,50$$

se adoptó una circunferencia de 1,5 km de radio posicionada a distancias de:

$$d = \{ 3,5; 5,5; 7,5; 9,5 \} \text{ km}$$

- Lluvias con un espectro continuo en la energía, se adoptó una circunferencia de 3 km de radio posicionada a distancias de:

$$d = \{ 5; 7; 9; 11 \} \text{ km}$$

El radio adoptado para las circunferencias estuvo motivado con el tamaño supuesto del *infill* de detectores del proyecto AMIGA ^[149,150].

En la actualidad el proyecto AMIGA tiene previsto ubicar los detectores del *infill* con un espaciamiento de 750 m dentro de un hexágono de 3 km de radio para detectar las lluvias que fundamentalmente poseen energías con $17,75 \leq \log_{10}(E/\text{eV})$, centrado a 6 km del ojo. Las lluvias de energías menores, $17,50 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 17,75$, serán detectadas fundamentalmente por un segundo *infill* de dimensiones más pequeñas con detectores espaciados a 433 m dentro de un hexágono de 1,5 km de radio, centrado a 4,5 km del ojo. La distancia del primer *infill* al ojo de 6 - 7 km fue adoptada considerando los trabajos aquí realizados, mientras que la distancia del segundo *infill* aún no ha sido definitivamente acordada.

La figura 8.3 muestra un área típica donde se distribuyó el punto de impacto de las lluvias simuladas y su ubicación relativa respecto al ojo del FD.

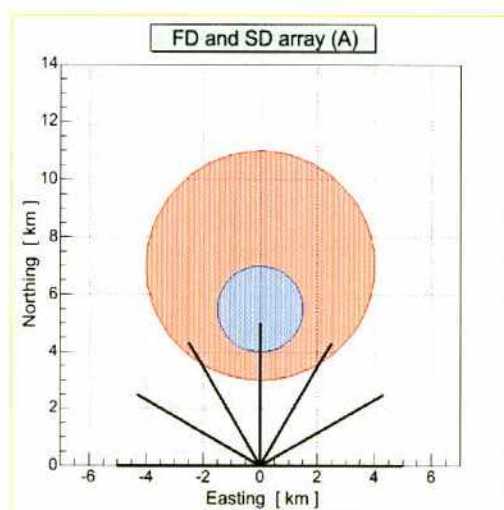


Figura 8.3: Área donde impactan las lluvias. Círculo de 4 km de radio a 7 km del ojo (en rojo) y círculo de 1,5 km de radio a 5,5 km del ojo (en azul). En negro se indican los límites azimutales del campo de visión de cada uno de los seis telescopios de la configuración con menor elevación.

El número de eventos simulados en el caso de lluvias mono energéticos, para cada tipo de primario, valor de energía y distancia (centro de la circunferencia – ojo del FD) es de 5000. Por lo tanto el número total de eventos simulados es igual a: $2 \times 4 \times 4 \times 5000 = 160000$ eventos. La densidad de lluvias / km^2 en cada uno de estos casos es igual a 99,5 (circunferencia con 4 km de radio) y 707 (circunferencia con 1,5 km de radio). En el caso del espectro continuo en energía, para cada tipo de primario y distancia, el número de eventos simulados es de 10000. Con lo cual el número total de eventos simulados resulta igual a: $2 \times 4 \times 10000 = 80000$ eventos. En este caso la densidad lluvias / km^2 es igual a 353. Estos valores de densidad de lluvias / km^2 son más que suficiente para

independizarnos de los errores estadísticos que provienen por haber generado muestras finitas de eventos.

8.4.3 Tratamiento de los procesos físicos en las simulaciones y reconstrucciones

En la simulación y reconstrucción de eventos se adoptó una misma e idéntica descripción de todos los procesos físicos que intervienen en la generación, propagación y colección de luz, desde la lluvia hasta los PMTs de las cámaras del ojo del FD. Con este propósito se consideró una misma descripción para:

- *Perfil longitudinal de atmósfera molecular dado por el modelo de atmósfera estándar 1976* ^[29].
- *Modelo de Nerling para la generación de luz Cherenkov* ^[88].
- *Modelo Rayleigh para los efectos de atenuación de luz por moléculas de aire* ^[68,151].
- *Modelo Mie para los efectos de atenuación de luz por aerosoles en aire* ^[68], con parámetros fijos de $L_{Mie} = 12 \text{ km}$ y $H_{Mie} = 1,2 \text{ km}$.
- *Modelo de Longtin para la función del factor de fase de los aerosoles* ^[73,152].
- *Modelo para el fluorescence yield de Nagano* ^[95].
- *Nivel de luz del cielo nocturno correspondiente al valor promedio de luz medida para el ojo de Los Leones* ^[153].
- *Se consideró el efecto de la curvatura de la tierra.*
- *En las reconstrucciones (únicamente), sustracción de la componente de fotones Cherenkov mediante el proceso iterativo y ajuste del perfil longitudinal con una función de Gaisser – Hillas a dos parámetros libres.*

Cada conjunto de eventos simulado fue reconstruido dos veces en forma monocular ^[9,49,94]: 1) considerando 9 telescopios (configuración del ojo extendido) y 2) considerando 6 telescopios (configuración actual del ojo).

En el segundo caso durante las reconstrucciones se eliminó toda información proveniente de los PMTs de los tres telescopios con mayor elevación, a efectos de recuperar, evento a evento, los resultados correspondientes de la configuración actual de seis telescopios por ojo.

Posteriormente cada conjunto de eventos fue reconstruido nuevamente otras dos veces fijando en forma externa, evento a evento, el valor verdadero del correspondiente ángulo ψ (ver Cap. 2) durante el ajuste del *time fit*. De esta forma se efectuó un ajuste con dos parámetros libres (R_p y T_0), obteniendo una situación

análoga a la que se obtendría si se realizase una reconstrucción híbrida perfecta [9,49,76,155]. Con este artificio se determinó directamente el efecto de las incertezas introducidas por la reconstrucción monocular en la determinación de la geometría y el perfil longitudinal. Este esquema de reconstrucción es el mismo que se empleó en el Cap. 6 para estudiar el evento *SD-737165* utilizando el módulo personal *FdFixedAxisOG*.

Las figuras 8.4 y 8.5 corresponden a dos estadios de la reconstrucción de un evento simulado para el FD. En la figura 8.4 se indica la traza de PMTs con señal en las cámaras y en la figura 8.5 se indica el correspondiente perfil longitudinal reconstruido. En este ejemplo se aprecia el beneficio de extender el campo de visión de observación del ojo.

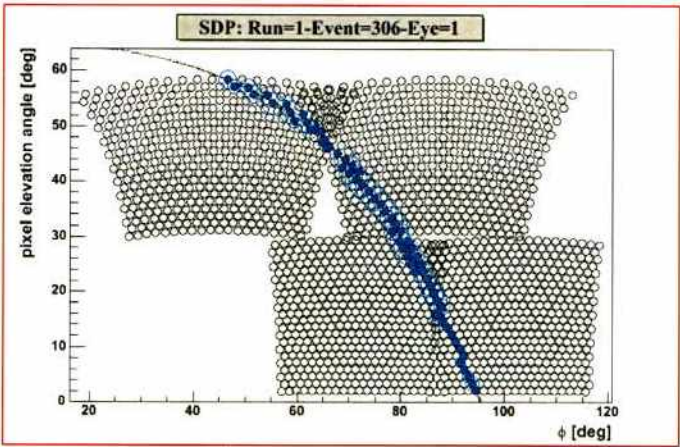


Figura 8.4: Trazo de PMTs con señal en las cámaras (protón de 1 EeV a 8 km del ojo)

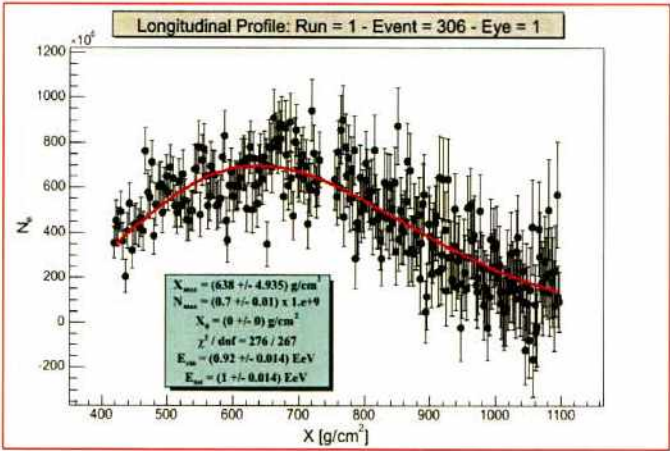


Figura 8.5: Perfil longitudinal reconstruido (protón de 1 EeV a 8 km del ojo)

En el ejemplo indicado la extensión del campo de visión del ojo permitió registrar el perfil longitudinal en toda su extensión. En la figura 8.5 se observa que los límites del perfil longitudinal se hallan entre 420 g/cm² y 1100 g/cm², el X_{max} se encuentra en 638

g/cm^2 , bien contenido dentro del perfil longitudinal gracias a la presencia de dos de los telescopios que incrementan el campo de visión en elevación.

8.4.4 Cortes de calidad para la selección de eventos reconstruidos

Reconstruidos los eventos simulados se seleccionaron aquellos que poseen una buena reconstrucción en sus parámetros primarios. Este proceso de selección se realizó imponiendo cortes de calidad sobre la información de cada evento reconstruido. Los cortes de calidad implementados para seleccionar los buenos eventos reconstruidos son los mismos que se utilizaron en el Cap. 4 para estudiar la evaluación y sustracción de la luz Cherenkov. De estos cortes los significativos son aquellos que establecen restricciones sobre los parámetros reconstruidos del perfil longitudinal.

8.4.5 Análisis de los eventos reconstruidos

Una vez seleccionados los eventos se evaluó la diferencia entre los parámetros reconstruidos y simulados más relevantes de las lluvias. Se determinó la distribución residual correspondiente a: $\Delta\theta$, $\Delta\phi$, ΔX_{core} , ΔY_{core} , ΔX_{max} , ΔN_{max} y $\Delta E/E$. También se evaluó la distribución del ángulo formado por la dirección del eje del evento simulado y el reconstruido, determinando de este modo el error con el cual se reconstruye la dirección del eje de las lluvias ($\delta\alpha$). Análogamente se evaluó la diferencia entre la posición del punto de impacto del evento simulado y el reconstruido, determinando el error con el cual se reconstruye el punto de impacto de las lluvias (ΔCore).

Con estas distribuciones se obtuvo la resolución de la reconstrucción de los eventos simulados. Finalmente se evaluó para cada distancia, tipo de primario y valor de energía, la eficiencia porcentual promedio del ojo en dos niveles: i) a nivel del *trigger* y ii) a nivel de la reconstrucción del perfil longitudinal (es decir considerando todos los cortes de calidad). En cada caso la eficiencia porcentual promedio de reconstrucción fue calculada a partir de la siguiente expresión:

$$e_{ff} = 100 \times \frac{N_{\text{Rec}}}{N_{\text{Tot}}} \quad (8.1)$$

donde N_{Rec} es el número total de eventos al nivel requerido y N_{Tot} el número total de eventos generados.

8.5 Resultados obtenidos de las reconstrucciones

8.5.1 Aspectos cualitativos

En las figuras 8.6 y 8.7 se muestran las distribuciones obtenidas a partir de las reconstrucciones monoculares para los distintos parámetros geométricos que caracterizan a

las lluvias. Las figuras corresponden a primarios de hierro con energía $\log_{10}(E/\text{eV}) = 18,00$ y el punto de impacto distribuido dentro de una circunferencia de 4 km de radio posicionada a 7 km del ojo. Se indican los resultados correspondientes a las dos configuraciones del ojo, el extendido (9 telescopios) y el actual (6 telescopios).

De estas figuras la primera observación que surge al comparar ambas configuraciones es que el número total de eventos reconstruidos es aproximadamente el mismo en ambos casos. Sin embargo la fracción de eventos que satisfacen los cortes de calidad resulta mucho mayor en la configuración extendida que en la configuración actual. La diferencia en el número de eventos bien reconstruidos en ambos casos es de un factor ~ 2 .

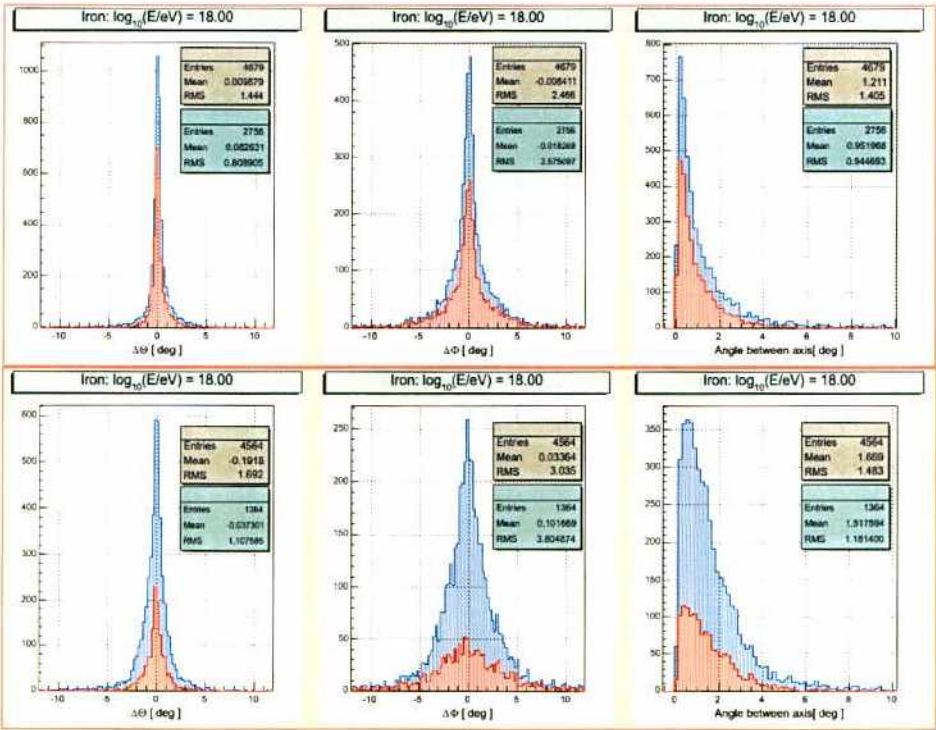


Figura 8.6: Reconstrucción monocular del eje de las lluvias. Ojo con 9 telescopios (arriba) y con 6 telescopios (abajo). En azul todos los eventos con el perfil longitudinal reconstruido y en rojo solo aquellos que satisfacen los cortes de calidad.

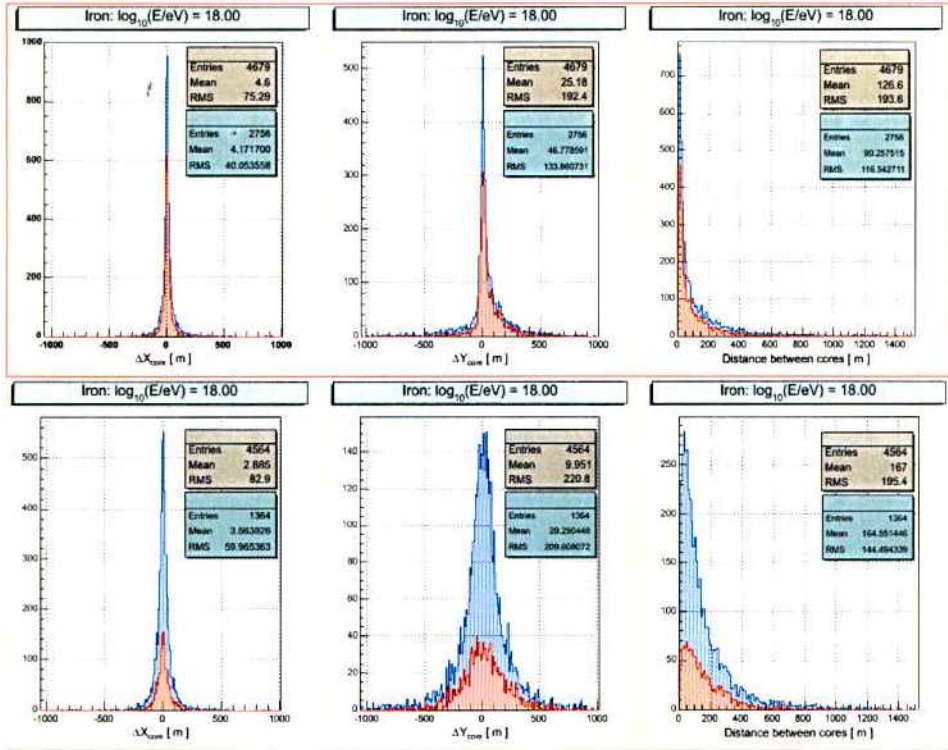


Figura 8.7: Reconstrucción monocular del punto de impacto de las lluvias. Ojo con 9 telescopios (arriba) y con 6 telescopios (abajo). En azul todos los eventos con el perfil longitudinal reconstruido y en rojo solo aquellos que satisfacen los cortes de calidad.

La figura 8.6 indica que la dirección del eje de la lluvia es reconstruida por ambas configuraciones de manera aceptable (haciendo caso omiso del número de lluvias que pasan los cortes de calidad). En ambos casos las distribuciones de $\Delta\theta$ y $\Delta\phi$ poseen valores de *offset* despreciables respecto a sus respectivos RMS. Sin embargo la configuración con 9 telescopios presenta una dispersión en las distribuciones de $\Delta\theta$ y $\Delta\phi$ menor que para el caso con 6 telescopios. Esto último es razonable ya que en la configuración extendida el número total de PMT's con señal en las cámaras es siempre mayor (evento a evento) que en la configuración actual. Como consecuencia de esto la traza en las cámaras es mayor y por lo tanto la geometría de las lluvias puede ser reconstruida con mejor resolución con un *time fit* a tres parámetros libres. Esto se refleja directamente en la distribución del ángulo espacial ($\delta\alpha$), donde la dispersión de la configuración con mayor elevación es menor que en el obtenido con la configuración actual (con valores medios de 0.95° y 1.5° respectivamente).

La figura 8.7 indica que el punto de impacto de las lluvias también es reconstruido de manera aceptable por ambas configuraciones. Las distribuciones de ΔX_{core} presentan valores de *offset* despreciables con respecto a sus valores de RMS. En cambio la distribución de ΔY_{core} en la configuración extendida presenta un pequeño valor de *offset* mayor que el obtenido con la configuración actual. Independientemente de estos valores de *offset* la diferencia absoluta entre el punto de impacto simulado y el reconstruido (que es lo que verdaderamente importa) es mayor en la configuración actual que en la con 9 telescopios (con valores medios de 164 y 90 m, respectivamente).

En la figura 8.8 se muestran las componentes “x” e “y” del error en el punto de impacto en el suelo al considerar un sistema de referencia posicionado en el ojo del FD (si bien el error absoluto es independiente del sistema de coordenadas, las componentes “x” e “y” del error dependen del sistema de referencia considerado), para el caso de la configuración extendida (para la configuración actual la distribución es semejante).

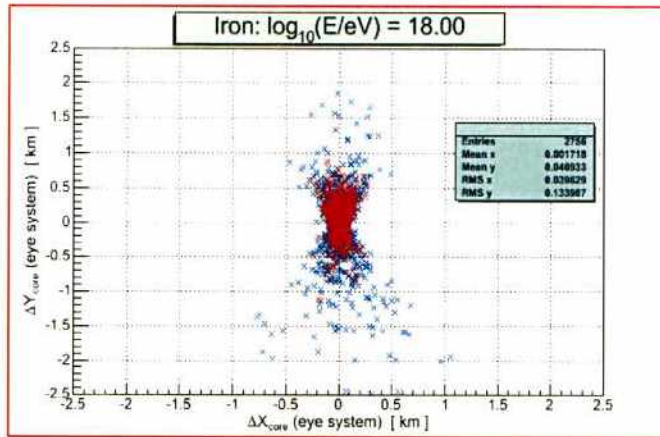


Figura 8.8: Reconstrucción monocular del ojo con 9 telescopios. Se indica la distribución del error con el cual se determina el punto de impacto. En azul todos los eventos con el perfil longitudinal reconstruido y en rojo solo aquellos que satisfacen los cortes de calidad.

La distribución del error de la componente ΔX_{core} presenta una simetría respecto al cero que evidencia la simetría azimutal del ojo respecto al área donde impactan las lluvias (el ángulo azimutal es medido en forma anti-horaria desde el eje “x” indicado en la Fig. 8.3).

A continuación en la figura 8.9 se muestra la dependencia del error en los parámetros: R_p , χ_0 y T_0 en función de la longitud de la traza, para el caso del *time fit* monocular (el ángulo χ_0 viene definido como $\pi - \psi$). Estos errores disminuyen de manera significativa cuando aumenta la longitud de la traza, debido a que aumenta la curvatura de la distribución de puntos t_i vs χ_i , sobre la cual se efectúa el *time fit*. En esta misma figura se observa que un corte sobre el mínimo valor de la longitud de la traza (fijado en 22°) tiene escasa influencia en el proceso de selección de eventos, como se indicó previamente en el Cap. 5.

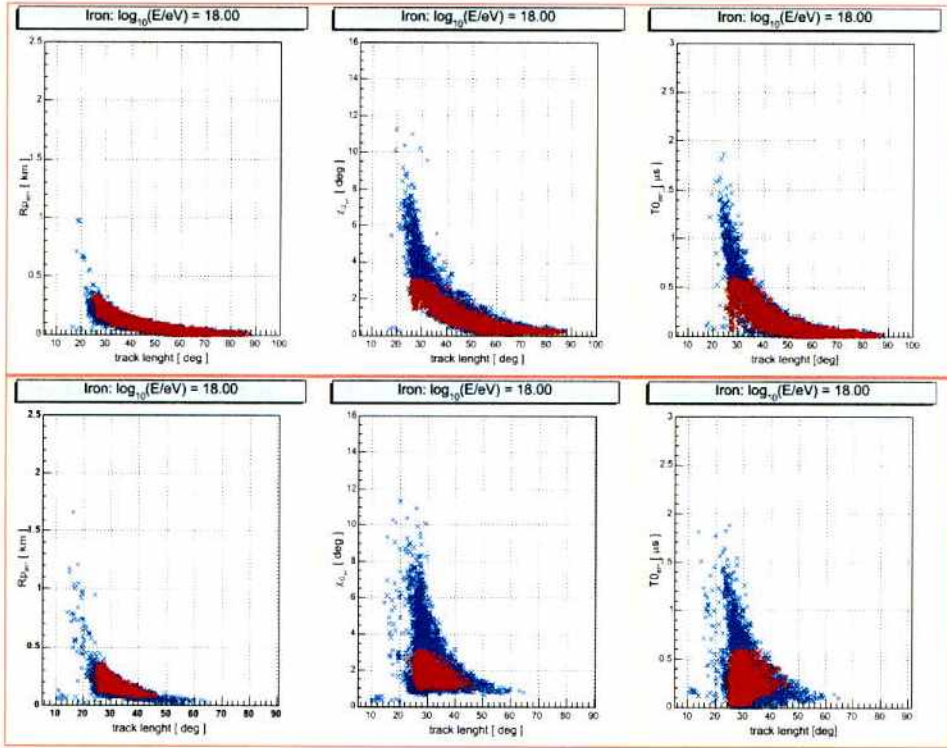


Figura 8.9: Reconstrucción monocular. Error adjudicado por el time fit a los parámetros R_p , χ_0 y T_0 y su dependencia con la longitud de la traza. En azul todos eventos con el perfil longitudinal reconstruido y en rojo solo aquellos que satisfacen los cortes de calidad. Ojo con 9 telescopios (arriba) y con 6 telescopios (abajo).

En la figura 8.10 se presentan las distribuciones monoculares correspondientes a los parámetros del perfil longitudinal. Se observa que la energía del primario es bien reconstruida en ambas configuraciones para los eventos que satisfacen los cortes de calidad. Los valores de *offset* son inferiores al 3 % y las dispersiones no mayores al 6 % según los respectivos valores de RMS. Esto demuestra que las incertezas geométricas tienen poca repercusión sobre la determinación de la energía de las lluvias.

La distribución de $\Delta X_{\max}$ presenta en la configuración extendida un valor de *offset* ligeramente mayor (de $\sim 17 \text{ g/cm}^2$) respecto al que se obtiene con la configuración actual (de $\sim 4 \text{ g/cm}^2$), aunque en ambos casos el *offset* es por defecto. Por otro lado las dispersiones que indican los valores de RMS de ambas configuraciones son similares (de $\sim 20 \text{ g/cm}^2$).

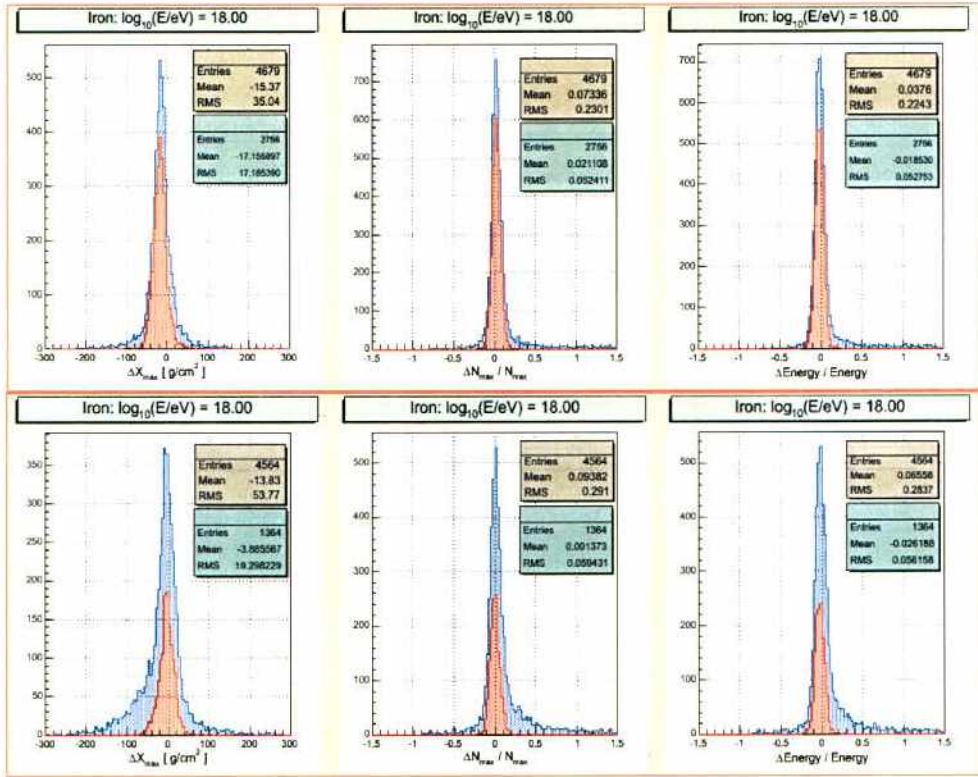


Figura 8.10: Reconstrucción monocular del perfil longitudinal. En azul todos los eventos con el perfil longitudinal reconstruido y en rojo sólo aquellos que satisfacen los cortes de calidad. Ojo con 9 telescopios (arriba) y con 6 telescopios (abajo).

La desviación que ostenta la distribución de $\Delta X_{\max}$ en la configuración extendida introduce una dificultad al momento de evaluar la distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/eV)$. Sin embargo y como experimentalmente un cambio en la composición química se vislumbra a través de la pendiente de dicha distribución (mediante la tasa de elongación [10,47,106,122]), un cambio en la composición en la dirección de primarios pesados a livianos implicará una mayor pendiente en dicha distribución, la cual debe registrarse aún bajo la presencia de un *offset* en la distribución de $\langle X_{\max} \rangle$.

Los resultados de las reconstrucciones con la mímica de la reconstrucción híbrida permiten evaluar la influencia del método de reconstrucción monocular sobre los parámetros primarios de las lluvias reconstruidas. En particular la influencia que ejerce sobre los parámetros $X_{\max}$ y E , ya que en principio las incertezas geométricas afectan el posicionamiento del $X_{\max}$ y pueden introducir valores de *offset* por una mala reconstrucción de la dirección del eje de las lluvias. Por otro lado como esta reconstrucción es una idealización de la reconstrucción híbrida, los resultados de resolución son cotas inferiores a las de una reconstrucción híbrida real (análogamente las eficiencias que provee esta reconstrucción son cotas superiores a las de una reconstrucción híbrida real).

En este tipo de reconstrucción la geometría de las lluvias es reconstruida con alto grado de exactitud debido a que el *time fit* es realizado únicamente con dos parámetros libres (R_p y T_0). Como consecuencia de esto las distribuciones de $\delta\alpha$ y ΔCore presentan

dispersiones insignificantes (valores medios de 0,15⁰ y 20 m respectivamente para la configuración extendida) y no merecen mayor atención. La única parte significativa es la que corresponde al perfil longitudinal.

La resolución alcanzada con esta técnica de reconstrucción al nivel del perfil longitudinal se muestra en la figura 8.11 para las dos configuraciones del ojo. En ambas configuraciones los valores de *offset* de las distribuciones de $\Delta X_{\max}$ presentan una disminución significativa respecto al obtenido con reconstrucciones monoculares. Sin embargo en el caso de la configuración extendida el *offset* no es completamente eliminado (sólo disminuye un 40%). Las dispersiones de las distribuciones se ven poco afectadas por el mejoramiento logrado con este tipo de reconstrucción geométrica, las que en ambos casos ($\Delta X_{\max}$ y $\Delta E/E$) se ven poco reducidas según sus valores de RMS (ver Fig. 8.11).

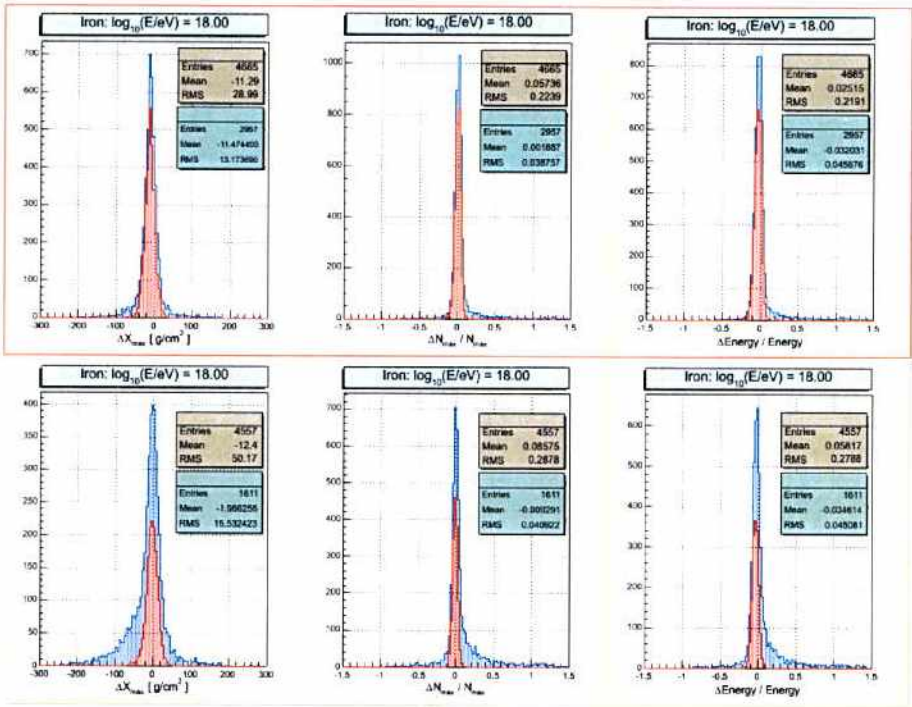


Figura 8.11: Reconstrucción con la mímica híbrida de los parámetros del perfil longitudinal. En azul todos los eventos con el perfil longitudinal reconstruido y en rojo solo aquellos que satisfacen los cortes de calidad. Ojo con 9 telescopios (arriba) y con 6 telescopios (abajo).

De estos resultados se desprende que el *offset* de la distribución del $\Delta X_{\max}$ en la configuración extendida no puede ser adjudicado completamente a una inadecuada reconstrucción geométrica de las lluvias. Es decir que la reconstrucción del perfil longitudinal introduce un efecto sistemático sobre el posicionamiento del $X_{\max}$ en el eje de la lluvia.

8.5.2 Curvas de eficiencia

En la figura 8.12, 8.13 y 8.14 se muestran las eficiencias promedio para los dos configuraciones del ojo, tanto al nivel del *trigger* del detector (Fig. 8.12) como al nivel de la reconstrucción del perfil longitudinal (Fig. 8.13 y 8.14 para el caso monocular y la mímica híbrida respectivamente), en función de la energía, la distancia y el tipo de primario. En todos los casos las eficiencias han sido calculadas utilizando la expresión previamente indicada en la sección 8.4.5.

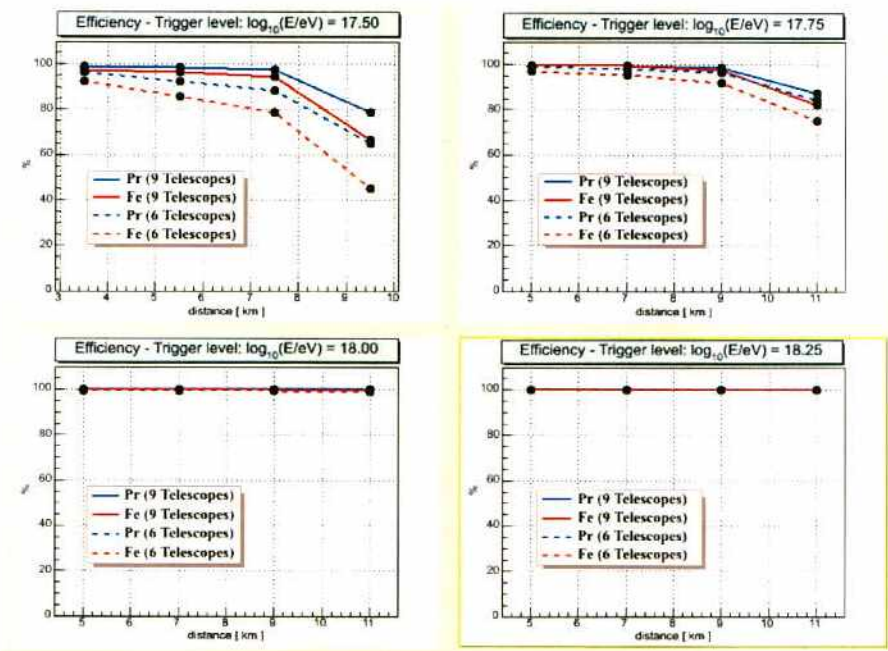


Figura 8.12: Eficiencia al nivel del trigger del detector en función de la distancia (ojo con 9 telescopios en línea continua y con 6 telescopios en línea de puntos).

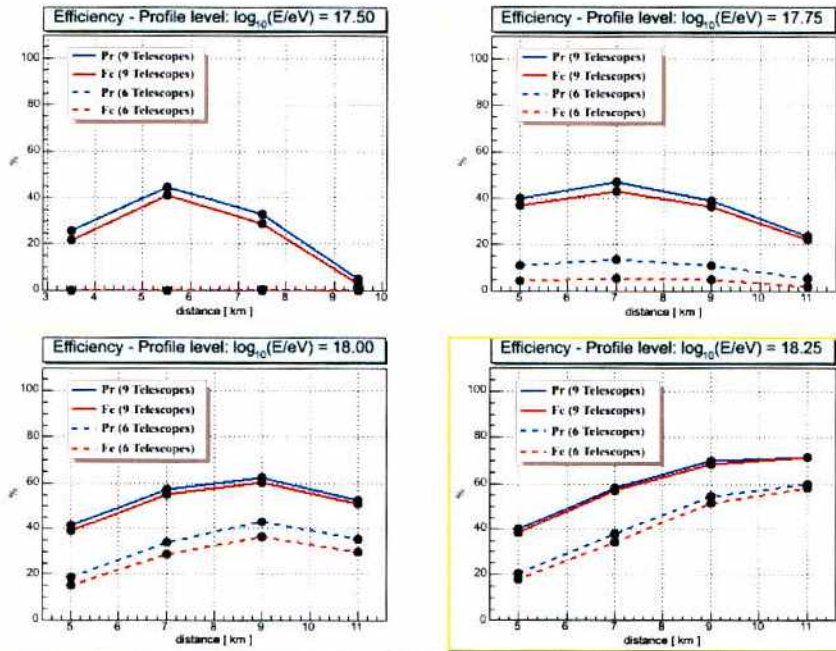


Figura 8.13: Reconstrucción monocular. Eficiencia al nivel del perfil longitudinal en función de la distancia. (ojo con 9 telescopios en línea continua y con 6 telescopios en línea de puntos).

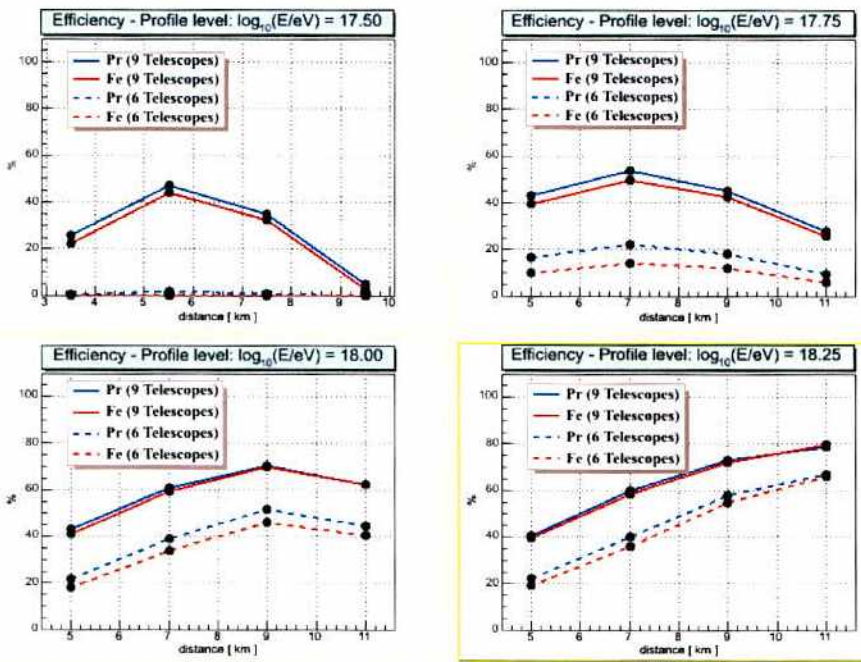


Figura 8.14: Reconstrucción con la mimica del híbrido. Eficiencia al nivel del perfil longitudinal en función de la distancia (ojo con 9 telescopios en línea continua y con 6 telescopios línea de puntos).

De la figura 8.12 se desprende que al nivel del *trigger* del detector la configuración extendida posee una eficiencia de *trigger* independiente del tipo de primario y energía, si se consideran distancias menores a 7,5 km, lo cual es óptimo para distintos tipos de estudios, incluyendo los de composición química del rayo cósmico primario.

Las figuras 8.12 y 8.13 indican que si bien la eficiencia de *trigger* de la configuración actual es similar a la del ojo extendido en un intervalo de distancias, las eficiencias de reconstrucción son completamente diferentes en ambas configuraciones.

La figura 8.13 establece la eficiencia de reconstrucción monocular al nivel del perfil longitudinal en la configuración del ojo extendido, se observa que la misma es muy superior a la que posee la configuración actual en el rango de energías con $\log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18.25$. Por otro lado la configuración extendida reduce fuertemente la desviación de la fracción **Fe/Pr** respecto a la unidad con relación a la configuración actual del ojo.

Finalmente en la figura 8.14 se muestra la eficiencia de reconstrucción con la mímica del híbrido al nivel del perfil longitudinal de las lluvias, este resultado es el más importante en relación a la extensión del campo de visión en elevación del FD. Podemos observar que en relación a las eficiencias obtenidas en forma monocular, la mímica del híbrido produce únicamente un pequeño aumento sobre las eficiencias a distancias muy lejanas del ojo. Por lo tanto el impacto de la reconstrucción híbrida en la configuración de HEAT vendrá esencialmente sobre la calidad de la reconstrucción geométrica de las lluvias.

El conjunto de estos resultados establece que la extensión del campo de visión del ojo hasta un máximo de $\sim 60^\circ$ en elevación, producirá un incremento muy significativo del número de eventos de bajas energías con el X_{max} observado en forma directa. Por otro lado la extensión mejora la respuesta del detector reduciendo la diferencia en la fracción **Fe/Pr** a valores cercanos a la unidad. La eficiencia disminuye con la energía y por ende parece adecuado centrar a AMIGA a 6 – 7 km de distancia del ojo, distancias a las cuales se optimizan las energías más bajas, sumado a esto, un radio de 3 km para AMIGA permitirá abarcar las zonas de interés mostradas en las figuras 8.13 y 8.14. Estas recomendaciones llevaron al proyecto AMIGA a instalarse a la distancia aquí sugerida.

8.5.3 Resolución

A partir de las respectivas distribuciones se evaluó la resolución con la cual son reconstruidos los eventos que satisfacen los cortes de calidad. Esto se realizó para los eventos reconstruidos en forma monocular y con la mímica del híbrido, considerando únicamente en ambos casos la configuración extendida del ojo.

Se indican ahora los valores de las resoluciones a una distancia de 7 km (distancia aproximada de AMIGA) con respecto al ojo del FD. En la Tabla 1 se indican los parámetros evaluados: $\delta\alpha$ (error en la dirección del eje) y ΔCore (error en el punto de impacto) ambos evaluados al 68 % de cada distribución. Las desviaciones ΔX_{max} y $\Delta E/E$ se evaluaron a partir de un ajuste con una función de *Gauss*.

	$\delta\alpha$ (deg)	ΔCore (m)	ΔX_{max} (g/cm ²)		$\Delta E/E$ (%)	
	Mono	Mono	Mono	Mímica Híbrida	Mono	Mímica Híbrida
17,50	1,4	80	24	20	8,0	7,5
17,75	1,1	80	20	18	7,5	6,5
18,00	1,1	80	20	16	7,0	6,0
18,25	0,9	80	20	16	6,0	6,0

Tabla 1: Resolución monocular y con la mímica del híbrido para la configuración con 9 telescopios a una distancia de posicionamiento infill – FD de 7 km.

8.6 Resultados con un espectro de energía

En esta sección se presentan los resultados obtenidos del análisis efectuado considerando los eventos simulados con una distribución continua en la energía. El procedimiento seguido es idéntico al realizado con los eventos mono energéticos, tanto en las reconstrucciones monoculares como con la mímica de la reconstrucción híbrida. En este caso sólo se considero la configuración del ojo con 9 telescopios. La configuración con 6 telescopios no ha sido evaluada debido a que en el rango de energía aquí estudiado, $17,50 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18,25$, el mayor número de eventos corresponde a lluvias de más baja energía ($dN/dE \propto E^{-3.1}$) y de acuerdo a lo ya estudiado con lluvias mono energéticas, los valores de eficiencia a bajas energías son muy pequeños como para asignarles importancia cuando se considera la configuración actual del ojo.

8.6.1 Aspectos cualitativos

Los resultados obtenidos para la geometría y perfil longitudinal de las lluvias son cualitativamente semejantes a los obtenidos previamente al considerar lluvias mono energéticas. El aspecto más relevante es dado por la distribución del ΔX_{max} , ya que la misma posee un *offset* que no desaparece aún con una mímica de la reconstrucción híbrida. La distribución para $\Delta E/E$ es bien reconstruida y resulta poco sensible al tipo de reconstrucción geométrica utilizada.

En la figura 8.15 se muestra la forma del espectro de energía simulado y reconstruido en forma monocular (con y sin cortes de calidad), para el caso de primarios de hierro con el punto de impacto dentro de una circunferencia de 3 km de radio a 7 km del ojo. Análogamente en la figura 8.16 se muestra la forma de la distribución del X_{max} simulado y reconstruido con la técnica monocular (con y sin cortes de calidad). En estas figuras se observan las desviaciones entre las correspondientes distribuciones de *inputs* y *outputs*.

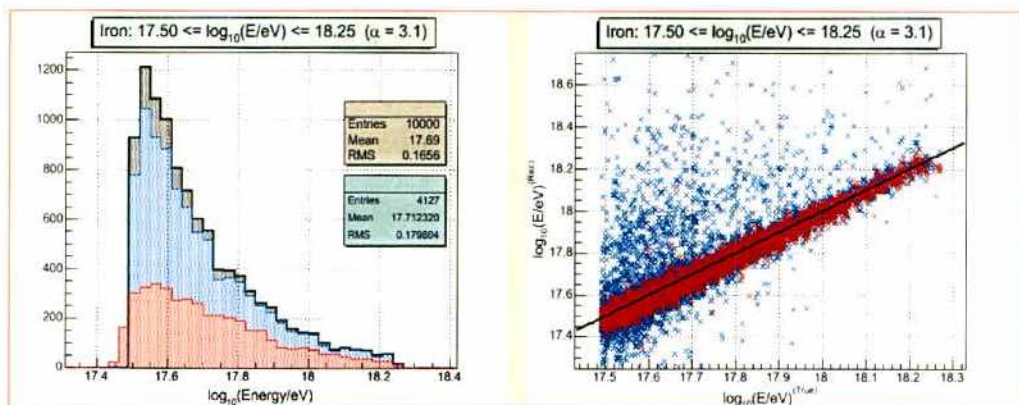


Figura 8.15: Reconstrucción monocular del ojo extendido. A la izquierda espectro de energía simulado (en negro), de todos los eventos con el perfil longitudinal reconstruido (en azul) y de los eventos que satisfacen los cortes de calidad (en rojo). A la derecha desviación entre los valores de $\log_{10}(E/eV)$ reconstruido y el simulado.

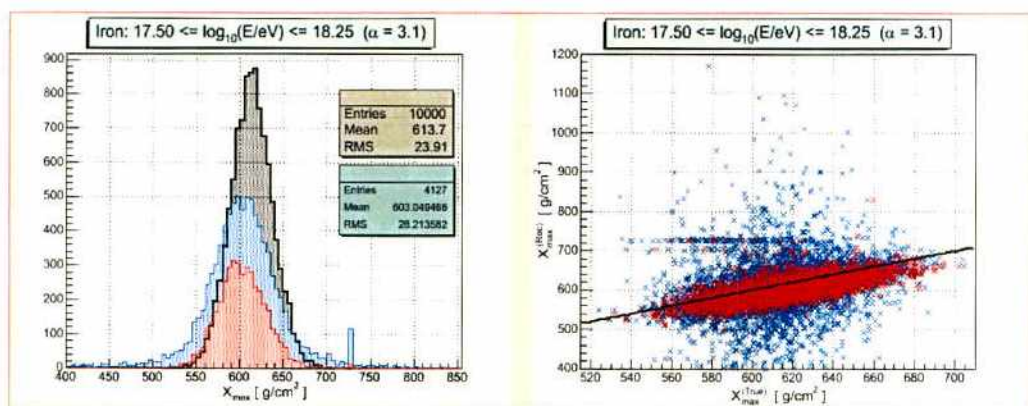


Figura 8.16: Reconstrucción monocular del ojo extendido. A la izquierda X_{max} simulado (en negro), eventos con el perfil longitudinal reconstruido (en azul) y eventos que satisfacen los cortes de calidad (en rojo). A la derecha desviación entre el X_{max} reconstruido y el simulado.

En la figura 8.15 se observa que el número de eventos reconstruidos que satisfacen los cortes de calidad se incrementa a medida que aumenta la energía de las lluvias. Por otro lado en la figura 8.16 puede verse claramente como la distribución del X_{max} reconstruido se encuentra levemente desfasada respecto a la simulada en ~ 12 g/cm².

8.6.2 Curvas de eficiencia

La curva de eficiencia promedio al nivel del *trigger* del detector en función de la distancia para las lluvias con un espectro en energía se muestra en la figura 8.17. La escala vertical de esta figura ha sido ampliada para observar con claridad las diferencias entre los dos primarios.

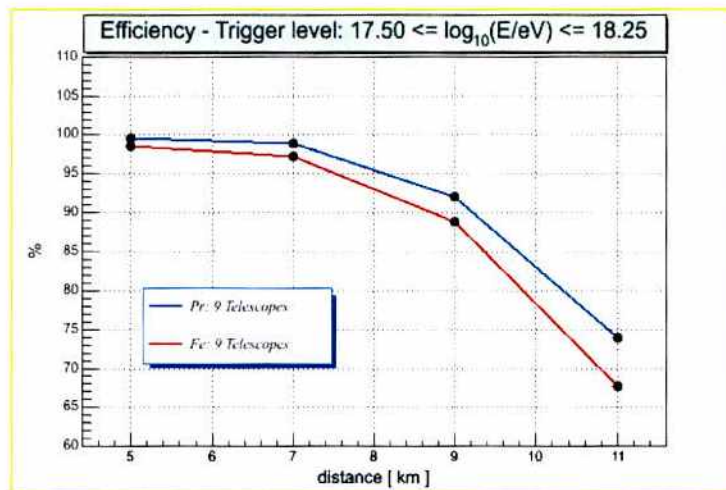


Figura 8.17: Eficiencia al nivel del trigger del detector con el ojo extendido, correspondiente a lluvias con un espectro en la energía.

Análogamente en la figura 8.18 se muestra la eficiencia promedio al nivel de reconstrucción del perfil longitudinal considerando la reconstrucción monocular y la mímica del híbrido.

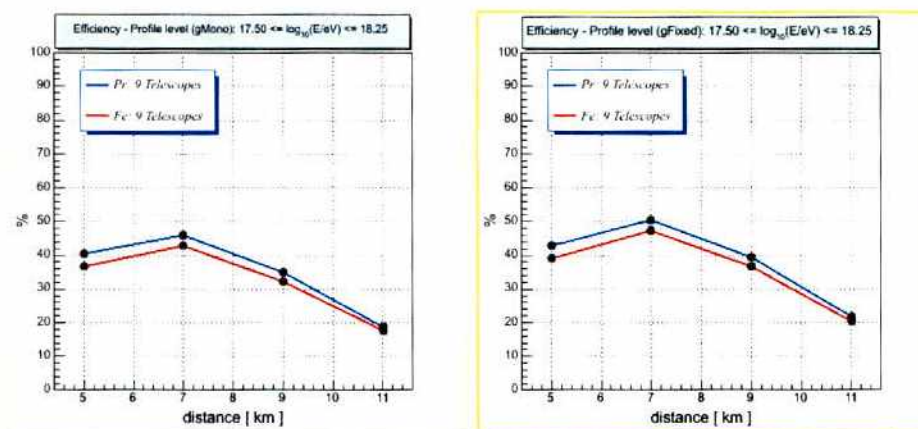


Figura 8.18: Eficiencia al nivel del perfil longitudinal de lluvias con un espectro en la distribución de energía. El caso monocular (izquierda) y la mímica del híbrido (derecha) se indican para la configuración del ojo extendido.

Los resultados de la figura 8.18 señalan que al nivel del perfil longitudinal la reconstrucción con la mímica del híbrido produce resultados similares a los que provee la reconstrucción monocular. El máximo valor de eficiencia promedio es $\sim 45\%$. A continuación en la figura 8.19 se muestra el cociente entre los valores de eficiencia **Fe/Pr** al nivel del *trigger* del detector y al nivel de reconstrucción del perfil longitudinal de las lluvias en función de la distancia.

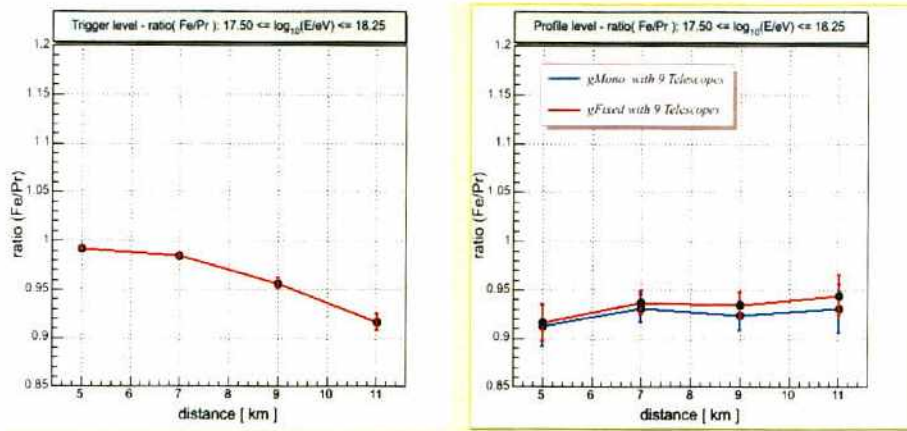


Figura 8.19: Cociente Fe/Pr entre eficiencias de trigger (izquierda) y al nivel del perfil longitudinal (derecha) de lluvias con un espectro en la distribución de energía. El caso monocular (en azul) y la mímica del híbrido (en rojo) son indicados en la parte derecha de la figura.

El resultado de la figura 8.19 es sumamente importante ya que la fracción Fe/Pr posee una pequeña dependencia con el tipo de primario. En particular se puede ver que a una distancia de 7 km el valor de la fracción Fe/Pr al nivel del *trigger* es del $\sim 99\%$ y al nivel de reconstrucción del perfil longitudinal del $\sim 94\%$, un déficit de hierros del 6% con relación a protones.

La pequeña asimetría observada en la fracción Fe/Pr tiene su origen en que los primarios de hierro desarrollan su X_{max} a niveles de altitud más elevados que los de protón. Por lo tanto a ángulos cenitales grandes ($\theta > 45^\circ$) la fracción de lluvias con el X_{max} fuera del campo de visión del ojo resultara mayor en los hierros que en los protones (ya que estos penetran más en la atmósfera). Como los cortes de calidad requieren la visibilidad del X_{max} , este corte probablemente actúe eliminando una mayor cantidad de hierros que protones. Esto es lo que introduce la pequeña asimetría en el cociente Fe/Pr respecto a la unidad.

Para compensar este efecto se requiere de un corte extra sobre alguna propiedad geométrica de las lluvias que permita eliminar algunos eventos de protón y de hierro, y así balancear la correspondiente fracción Fe/Pr . Una forma de lograr esto consiste en reducir el máximo valor del ángulo cenital de las lluvias (el proyecto AMIGA de hecho está optimizado para $\theta_{max} = 45^\circ$). Si bien una diferencia de 6% no es necesariamente crítica, es conveniente estudiar con distintos cortes, como el aquí sugerido en θ_{max} , en el afán de contrastar las predicciones de las simulaciones numéricas, no sólo de esta pequeña asimetría sino de las simulaciones presentadas en eficiencias de *trigger* y de reconstrucción (ver sección 8.6.5).

8.6.3 Resoluciones

Análogamente a lo efectuado con las lluvias mono energéticas se evaluó la resolución con la cual son reconstruidos los parámetros que caracterizan a las lluvias, con reconstrucciones monoculares y la mímica híbrida para la configuración del ojo extendido. En la Tabla 2 se indican los parámetros evaluados: $\delta\alpha$ (error en la dirección del eje) y ΔCore (error en el punto de impacto) ambos evaluados al 68 % de cada distribución. Las desviaciones ΔX_{max} y $\Delta E/E$ fueron evaluadas a partir de un ajuste con una función de Gauss.

	$\delta\alpha$ (deg)	ΔCore (m)	ΔX_{max} (g/cm ²)		$\Delta E/E$ (%)	
	Mono	Mono	Mono	Mímica Híbrida	Mono	Mímica Híbrida
5 km	0.9	55	19	17	7.0	6.5
7 km	1.1	75	22	18	7.5	7.0

Tabla 2: Resolución monocular y con la mímica del híbrido para la configuración con 9 telescopios considerando lluvias con un espectro de energía. Se evalúa la resolución a una distancia de posicionamiento infill - FD de 5 km y 7 km.

Los resultados indicados en la Tabla 2 son consistentes con los indicados previamente en la Tabla 1 para el caso de eventos mono energéticos. Estos valores de resolución son cotas superiores a las resoluciones si se considera el caso monocular, y son cotas inferiores si se considera la mímica del híbrido. Por lo tanto es de esperar con reconstrucciones híbridas reales valores similares a los aquí indicados.

8.6.4 Tasa de Elongación

Los resultados obtenidos presentan en las distribuciones de ΔX_{max} valores de *offset* que no pueden despreciarse. Estos valores son más significativos en los primarios de protón que en los de hierro. En ambos casos estos valores aumentan con la distancia. La reconstrucción con la mímica del híbrido produce una reducción en el valor del *offset* del - 40 % pero no logra suprimirlo por completo.

Este inconveniente puede subsanarse en cierta medida parametrizando el *offset* de cada distribución de ΔX_{max} en función de la distancia, el tipo de primario y el método de reconstrucción geométrica utilizado. Luego con esta parametrización es posible corregir los datos reconstruidos siguiendo el mismo procedimiento adoptado por la colaboración del detector *HiRes* para compensar los *offsets* significativos que introduce la técnica de reconstrucción ^[155].

Las distribuciones de $\Delta E/E$ también presentan valores de *offset* pero pueden ignorarse por ser muy pequeños (inferiores al 6 %). En caso de evaluar la distribución $\langle X_{\text{max}} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ el efecto de un pequeño *offset* en la energía es aún menos importante debido a que la energía interviene en esa distribución a través de su logaritmo.

Si siguiendo el esquema indicado se parametrizaron los *offsets* correspondientes a las distribuciones de $\Delta X_{\max}$. Luego utilizando esta parametrización se corrigió el valor de la distribución del $X_{\max}$ de los eventos reconstruidos y posteriormente se determinó la distribución $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$. Para esto se consideró una resolución en la energía del FD de 25 % [118]. La distribución correspondiente al caso monocular se indica en la figura 8.20.

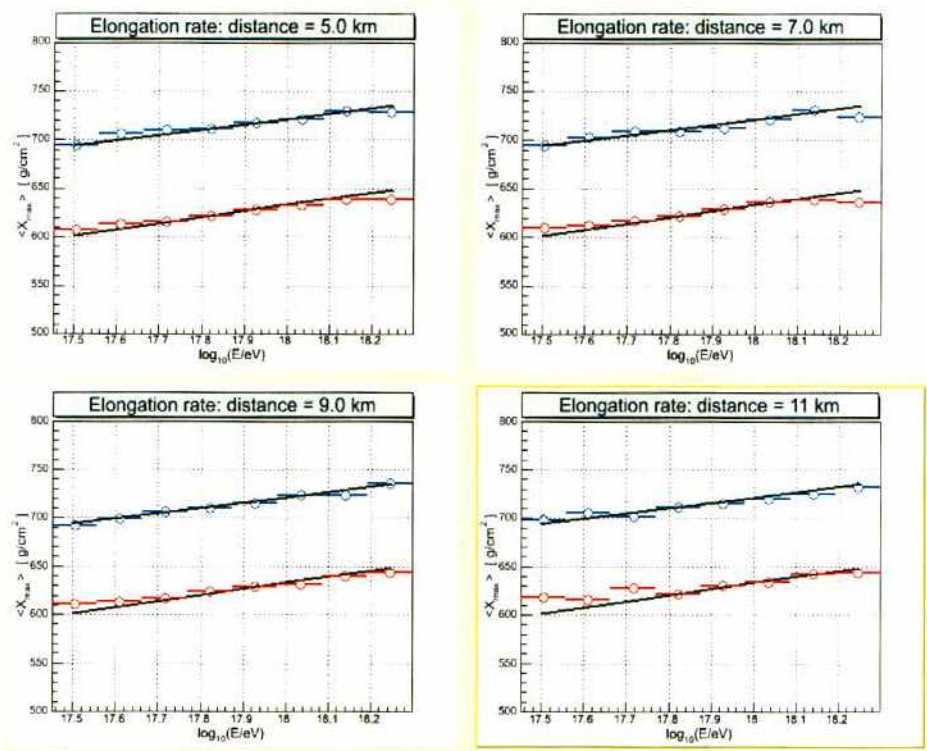


Figura 8.20: Distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ obtenido a partir de las reconstrucciones monoculares (hierro en rojo y protón en azul). Las rectas (en negro) indican los inputs de simulación.

En la figura 8.20 se observa que independientemente de la distancia al ojo los puntos derivados de las reconstrucciones monoculares ajustan muy bien a las curvas teóricas utilizadas como *inputs* de las simulaciones. Este resultado demuestra que extendiendo el campo de visión del ojo en elevación hasta 60° , el detector del FD tendrá capacidad de proveer la información necesaria para estudiar la composición química de los rayos cósmicos en el rango de energía menores a 10^{18} eV. Un punto importante de destacar es que el análisis de la tasa de elongación de la configuración del ojo del FD extendido no requiere de un corte *anti-bias*, a diferencia de lo que sucede con la actual configuración del FD tal como se mostró en el Cap. 7.

8.6.5 Fracción Fe/Pr

Para evaluar la dependencia de fracción Fe/Pr con el máximo ángulo cenital de las lluvias se desarrollo un simple Monte Carlo que determina el posicionamiento del $X_{\max}$ en la zona de visión del ojo, para cada primario y valor de energía. Las simulaciones con este Monte Carlo se realizaron siguiendo el mismo esquema utilizado para generar las lluvias de los eventos simulados con el programa *Auger Offline Software* (ver sección 8.4 de este capítulo).

Se evaluó para cada tipo de primario y energía, que fracción de los eventos tienen el $X_{\max}$ bien contenido dentro de los limites del campo de visión del ojo. Los resultados de 5000 lluvias simuladas con energía $\log_{10}(E/\text{eV}) = 17.75$ se muestran en la figura 8.21 para el caso en que $\theta_{\max} = 60^\circ$.

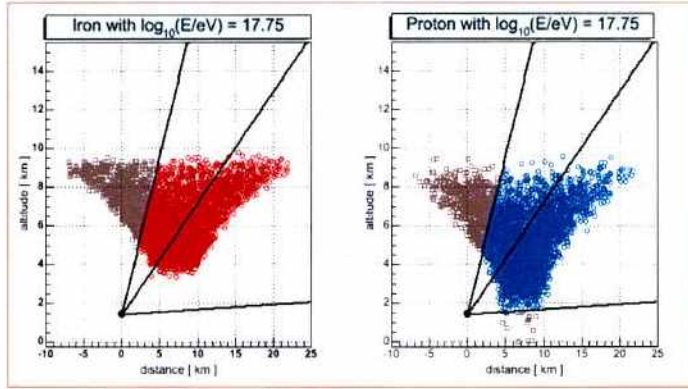


Figura 8.21: Posición del $X_{\max}$ en función de la distancia al ojo. Lluvias simuladas de hierro (izquierda) y de protón (derecha). Las rectas (en negro) indican los limites del campo de visión de los telescopios, mientras que las lluvias con el $X_{\max}$ fuera del campo de visión son indicadas en marrón.

Para el caso en que $\theta_{\max} = 60^\circ$ la cantidad de lluvias con el $X_{\max}$ fuera del campo de visión del ojo es levemente mayor en el caso de los hierros que en los de protones (puntos marrones en la Fig. 8.21). A raíz de esto la fracción Fe/Pr de las lluvias con el $X_{\max}$ dentro del campo de visión es ~ 0.95 . Si se restringe el $\theta_{\max}$ a 45° , la cantidad de eventos con el $X_{\max}$ fuera del campo de visión se reduce en ambos primarios y aumenta la fracción Fe/Pr a ~ 0.97 .

Este procedimiento se aplicó a los eventos de lluvias simuladas con un espectro continuo en la distribución de energía. Al aplicar un corte en $\theta_{\max} = 45^\circ$, los valores de eficiencia promedio al nivel del *trigger* del detector y al nivel de la reconstrucción del perfil longitudinal se incrementan respecto a los obtenidos previamente con $\theta_{\max} = 60^\circ$ (ver Fig. 8.18), sobre todo para el caso de la mímica híbrida. Estos resultados se indican en la figura 8.22.

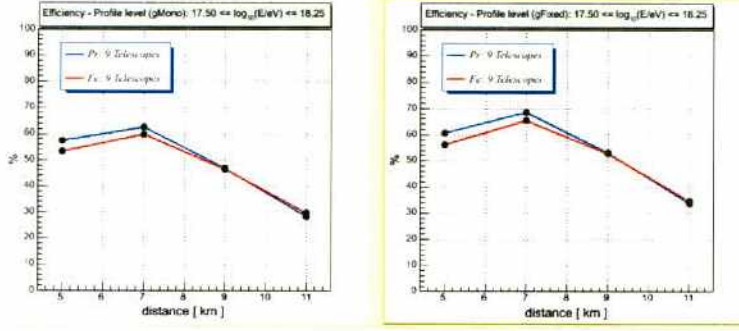


Figura 8.22: Ojo con 9 telescopios. Eficiencia promedio de reconstrucción al nivel del perfil longitudinal para lluvias con $\theta_{\max} = 45^\circ$. Los resultados de la reconstrucción monocular (izquierda) son similares a los de la mímica del híbrido (derecha). Hierro en rojo y protón en azul.

En la figura 8.23 se muestra la fracción Fe/Pr correspondiente al caso $\theta_{\max} = 45^\circ$. La reducción del máximo ángulo cenital produce valores en la fracción Fe/Pr más cercanos a la unidad. En particular se observa que a 7 km esta fracción al nivel de la reconstrucción del perfil longitudinal es de $\sim 0,96$.

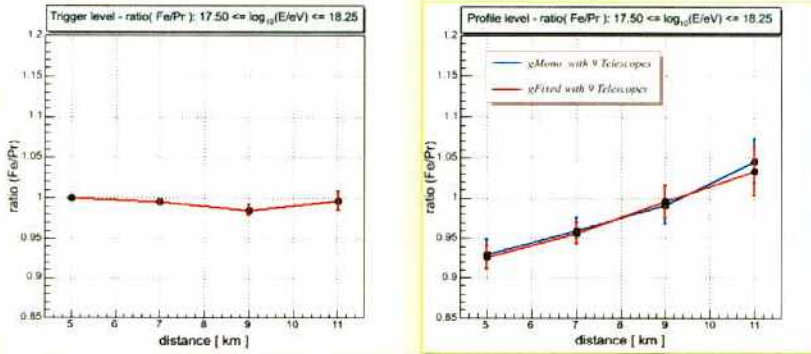


Figura 8.23: Ojo con 9 telescopios. Fracción Fe/Pr de las eficiencias promedio de reconstrucción al nivel del trigger del detector (izquierda) y de reconstrucción del perfil longitudinal (derecha), para lluvias con $\theta_{\max} = 45^\circ$.

8.7 Conclusiones

- El efecto producido por la extensión del campo de visión en elevación en uno de los ojos del FD del *Observatorio Pierre Auger* fue estudiado con sumo detalle a partir de simulaciones y reconstrucciones del FD. La resolución de las reconstrucciones ha sido evaluada en función de la distancia, primario y energía de las lluvias. En eventos mono energéticos y con un espectro continuo en la distribución de energía, en el intervalo $17,50 \leq \log_{10}(E/eV) \leq 18,25$. El estudio realizado comprende reconstrucciones monoculares y una mímica idealizada de la reconstrucción híbrida. En base a este estudio se sugiere un posicionamiento de AMIGA entre 6 y 7 km del ojo extendido del FD.

- La extensión del campo de visión en elevación en el ojo del FD incrementa significativamente la cantidad de eventos bien reconstruidos que permiten la observación directa del $X_{\max}$ con respecto a la configuración actual del ojo. La respuesta del FD con el ojo extendido presenta una débil dependencia con el tipo de partícula primaria (ver Fig. 8.18, 8.19, 8.22 y 8.23).
- Las distribuciones del $\Delta X_{\max}$ presentan valores de *offset* significativos. El origen de estas desviaciones no se debe enteramente a las incertezas que provienen de una inadecuada determinación geométrica de las lluvias. Una parte del mismo es introducido por la técnica de reconstrucción del perfil longitudinal (ver Fig. 8.10 y 8.11) y en este estudio ha sido tratado a través de una parametrización.
- Las distribuciones de la tasa de elongación fueron evaluadas con reconstrucciones monoculares y con la mímica de la reconstrucción híbrida. Las dos técnicas de reconstrucción reproducen en modo satisfactorio las curvas teóricas de los *inputs* de simulación (ver Fig. 8.20).

CONCLUSIONES

Este trabajo de tesis se centro en el estudio de los datos colectados por el FD del *Observatorio Pierre Auger* que han sido originados por las lluvias de partículas de las más altas energías. Para estudiar estas lluvias ha sido necesario desarrollar y verificar las herramientas que permiten una correcta simulación y reconstrucción de eventos del FD, determinado además las incertezas que conlleva nuestro análisis según el tipo de aproximación adoptada en el procesamiento de los datos. Solo así, estando seguros de que conocemos como responde nuestro detector, podemos producir datos confiables con el objetivo de estudiar la física de los rayos cósmicos, evaluando el flujo de energía, la tasa de elongación, las anisotropías en las direcciones de arribo, etc., y comenzar a vislumbrar alguna conclusión que permita explicar que son y de donde vienen estos rayos cósmicos ultra energéticos. Los resultados que hoy produce el *Observatorio Pierre Auger* son consecuencia del trabajo y esfuerzo realizado por una enorme cantidad de personas en distintas áreas del experimento, lo expuesto en esta tesis es mi pequeño aporte a ese trabajo conjunto.

En el Capítulo 1 indique los aspectos básicos de la física de los rayos cósmicos, centrando la descripción en aquellos que poseen energías ultra elevadas ($E \geq 10^{20}$ eV), ya que su búsqueda es el objetivo principal del *Observatorio Pierre Auger*. Explique cuales son los mecanismos principales que han sido propuestos en la literatura para explicar el origen de los rayos cósmicos de semejante energía (mecanismos convencionales y exóticos), que fenómenos ocurren durante la propagación de estos rayos cósmicos, y finalmente como estos fenómenos afectan las direcciones de arribo, composición y espectro de energía observado en la tierra.

En el Capítulo 2 indique las propiedades más relevantes que posee una lluvia de partículas y como de estas propiedades se puede extraer información para establecer una identificación de los rayos cósmicos, considerando las dos técnicas de detección utilizadas por el *Observatorio Pierre Auger*: detectores de superficie y telescopios de fluorescencia atmosférica. También indique como es el procedimiento de detección y reconstrucción de las señales colectadas por estos detectores, y como utilizando información conjunta de ambos se obtiene la reconstrucción híbrida, con la cual el *Observatorio Pierre Auger* produce datos con una excelente resolución en los parámetros primarios de los rayos cósmicos.

En el Capítulo 3 di una descripción de los detectores del SD y FD que al operar en conjunto permiten la operación híbrida del *Observatorio Pierre Auger*. Hice hincapié en la descripción del FD (su óptica, electrónica y procesamiento de las señales colectadas), ya que en base al estudio de la respuesta de este detector realice mi trabajo de tesis. También indique el trabajo realizado en conjunto dentro de las instalaciones del Laboratorio TANDAR, con el que finalmente llegamos a establecer el método de calibración remota que actualmente utilizan los tanques Cherenkov del SD del *Observatorio Pierre Auger*. Por otro lado di una descripción del sistema de monitoreo atmosférico elaborado por la colaboración *Pierre Auger* que permite calibrar correctamente las propiedades de la atmósfera que observan los ojos del FD. Señale mi participación en el montaje y puesta a punto de la primera estación de LIDAR (ubicada en proximidades del ojo del FD en el cerro Los Leones). Finalmente indique mi trabajo sobre la evaluación del efecto de los aerosoles en la atmósfera considerando perfiles medidos del VAOD (derivados a partir de los disparos verticales del CLF), que posteriormente explye en el Capítulo 5.

En el Capítulo 4 estudie la física concerniente con la evaluación de la componente de la luz Cherenkov que producen las partículas cargadas de una lluvia, su posterior propagación hacia el detector y finalmente su colección por parte de los PMT's que conforman las cámaras de los telescopios del FD. Como la luz Cherenkov contamina a la señal de fluorescencia que arriba al FD, la misma debe ser sustraída para no sobreestimar el valor de la energía del rayo cósmico primario y también para evitar un corrimiento sistemático en el posicionamiento del $X_{\max}$ de la lluvia. Con este propósito indique como implemente los algoritmos que evalúan y sustraen en forma iterativa la componente de la luz Cherenkov dentro del programa oficial de análisis *Auger Offline Software* que utiliza la colaboración *Pierre Auger* para llevar a cabo el análisis de los datos. En este programa incorpore además las tres parametrizaciones que existen para el espectro diferencial de energía y distribución angular de los electrones de la lluvia (Hillas, Nerling y Giller), a fin de que el usuario pueda optar por la parametrización a utilizar antes de cada corrida de simulación o de reconstrucción. Luego reconstruí eventos del FD con la técnica monocular para probar las bondades del método iterativo de sustracción Cherenkov, estableciendo de este modo las propiedades de los eventos reconstruidos. Determine que el método no reconstruye eventos con una fracción de fotones Cherenkov mayor al 40 % o con un ángulo de visión lluvia-detector menor a 20° . Finalmente evalúe las diferencias que producen sobre los parámetros reconstruidos del perfil longitudinal, $X_{\max}$ y E, las parametrizaciones de Nerling y Giller con relación a la de Hillas. Los resultados obtenidos al comparar las distintas parametrizaciones difieren muy poco respecto del obtenido con la parametrización de Hillas; las diferencias sistemáticas y estadísticas correspondientes al caso Nerling – Hillas establecen valores de $\Delta X_{\max} = (0,6 \pm 1,1) \text{ g/cm}^2$ y $\Delta E/E = (0,24 \pm 0,44) \%$, mientras que para el caso Giller – Hillas corresponden a $\Delta X_{\max} = (1,7 \pm 2,4) \text{ g/cm}^2$ y $\Delta E/E = (0,6 \pm 1,7) \%$, estas ultimas algo mayores a halladas en el caso Nerling – Hillas.

En el Capítulo 5 estudie tres aspectos que influyen directamente sobre la reconstrucción de los eventos del FD y que por lo tanto es necesario conocer a fin de tener confiabilidad en los eventos reconstruidos que finalmente seleccionamos para estudiar la física de los rayos cósmicos: 1) la geometría de la lluvia, 2) la evaluación de la atenuación

atmosférica por aerosoles y 3) el ajuste del perfil longitudinal con una función de Gaisser – Hillas.

Con este propósito evalúe en primer lugar como afecta la reconstrucción geométrica monocular a los parámetros de las lluvias reconstruidas utilizando las reconstrucciones híbridas de esos mismos eventos. El análisis monocular de los eventos del FD es importante ya que independientemente de que un evento del FD sea híbrido o no (por ejemplo por haber impactado fuera y lejos del arreglo del SD), siempre resulta posible reconstruirlo con la técnica monocular. Conociendo las incertezas sistemáticas y estadísticas de esta reconstrucción es posible determinar si un análisis monocular puede ser utilizado para producir resultados confiables que permitan estudiar la física de los rayos cósmicos. Los resultados obtenidos en esta comparación monocular – híbrida indican que no hay desviaciones sistemáticas y que las desviaciones estadísticas se encuentran dentro de los valores que fueron establecidos durante la etapa de diseño del *Observatorio Pierre Auger*. En particular las desviaciones estadísticas obtenidas en los parámetros del perfil longitudinal establecen valores de $\sim 20 \text{ g/cm}^2$ y $\sim 7 \%$ para el X_{max} y E respectivamente; para la geometría las desviaciones son de $2,75^\circ$ y 346 m para la inclinación del eje y el posicionamiento del punto de impacto de la lluvia en el suelo. También evalúe que un corte sobre la mínima longitud de la traza, fijado en 22° , no produce una mejora ostensible en la resolución de los parámetros reconstruidos con la técnica monocular al considerar el conjunto de cortes de calidad utilizados en este trabajo. Por otro lado a partir de una comparación entre eventos del FD híbrido y los del SD puro, evalúe la resolución de la reconstrucción del SD al nivel de la geometría de las lluvias. De este análisis se concluye que las desviaciones en la dirección del eje y el posicionamiento del punto de impacto de las lluvias con el SD corresponden a 1.5° y 265 m , valores mucho más pequeños que los obtenidos con reconstrucciones monoculares del FD. Esta comparación indica que el análisis del FD monocular se ve desfavorecido para estudiar las posibles anisotropías de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos, aunque es útil para estudiar el flujo en energía y composición química de los rayos cósmicos.

En segundo lugar estudie como afecta a la reconstrucción de los perfiles longitudinales de las lluvias la utilización de un modelo paramétrico Mie en vez de un perfil medido de aerosoles. Esto es importante ya que cuando la atmósfera no es monitoreada por problemas técnicos del CLF o de las estaciones LIDAR, los eventos detectados por el FD bien pueden ser reconstruidos utilizando un modelo paramétrico Mie representativo de una atmósfera promedio. Con este fin reconstruí en forma híbrida los eventos del FD utilizando los perfiles medidos en el sitio para el VAOD (derivados a partir de los disparos de láser del CLF), y con un modelo paramétrico Mie caracterizado por $L_{\text{Mie}} = 13,6 \text{ km}$ y $H_{\text{Mie}} = 1,2 \text{ km}$ a fin de considerar una atmósfera intermedia entre una atmósfera muy sucia y otra muy limpia. Las diferencias encontradas establecen pequeñas desviaciones sistemáticas y estadísticas que esencialmente son independientes del ojo considerado (Los Leones y Coihueco). Estas desviaciones corresponden a valores de $\Delta X_{\text{max}} = (6,4 \pm 8,0) \text{ g/cm}^2$ y $\Delta E/E = (2 \pm 8) \%$, para X_{max} y E respectivamente, que además son independientes de la energía de las lluvias. Las diferencias encontradas entre ambas reconstrucciones no son relevantes desde un punto de vista estadístico, pero pueden ser significativas al considerar eventos individuales, en particular en aquellos eventos que son más distantes del ojo donde se observa que dichas lluvias se ven más afectadas por el tipo de perfil de aerosoles considerado.

En tercer lugar estudie como afecta a la reconstrucción del perfil longitudinal un ajuste con dos o tres parámetros libres en la función de Gaisser – Hillas. Con este fin reconstruí dos veces el conjunto de los eventos híbridos del FD, considerando en un primer caso al parámetro $X_0 = 0 \text{ g/cm}^2$ y en un segundo caso considerando al parámetro X_0 libre (sin ninguna restricción). Las diferencias obtenidas entre ambos ajustes indican en primer lugar que un ajuste a tres parámetros libres reconstruye solo el 42 % de los eventos reconstruidos con un ajuste a dos parámetros libres. Las diferencias sistemáticas y estadísticas entre ambas reconstrucciones indican valores de $\Delta X_{\text{max}} \sim (12 \pm 30) \text{ g/cm}^2$ y $\Delta E/E \sim (-3,0 \pm 4,5) \%$, para X_{max} y E respectivamente. Un análisis similar con eventos simulados, donde los valores de X_{max} y E son conocidos a priori, produce resultados similares a los obtenidos con datos híbridos. Por lo tanto lo más conveniente consiste en reconstruir al perfil longitudinal ajustando la función de Gaisser – Hillas con dos parámetros libres, a fin de reconstruir el mayor número de eventos con la menor incerteza posible.

En el Capítulo 6 estudie el evento de ultra elevada energía *SD-737165* que encontré al reanalizar datos del FD con el objetivo de probar la técnica de sustracción de la luz Cherenkov, que recientemente había implementado en el programa de análisis *Auger Offline Software* durante una estadía de capacitación en el INFN de Turín. Realice la reconstrucción monocular e híbrida de este evento considerando el modelo de atenuación Mie con parámetros $L_{\text{Mie}} = 15.6 \text{ km}$ y $H_{\text{Mie}} = 1.2 \text{ km}$ (que corresponde a una atmósfera muy limpia), hallando entre ambas reconstrucciones pequeñas diferencias que no merecen importancia. Esta reconstrucción híbrida establece para el evento *SD-737165* detectado por el ojo de Coihueco una inclinación de 48° y una energía de $1,77 \times 10^{20} \text{ eV}$ para un primario de protón. Posteriormente con el objetivo de evaluar la resolución de la reconstrucción monocular e híbrida realice simulaciones del FD utilizando como *inputs* de simulación los parámetros obtenidos de la reconstrucción híbrida del dato real. Al reconstruir los eventos simulados para los dos ojos del FD (Coihueco y Los Leones), con la técnica monocular y una mímica de la reconstrucción híbrida, determine que efectivamente este evento fue un excelente evento estéreo, que reproduce la signatura del evento real para el ojo de Coihueco, y obtuve las desviaciones sistemáticas y estadísticas de las respectivas reconstrucciones. Las desviaciones encontradas a partir de las simulaciones para el ojo de Coihueco son: $\Delta X_{\text{max}} = (32,6 \pm 46,9) \text{ g/cm}^2$ y $\Delta E/E = (6,7 \pm 7,5) \%$ en el caso monocular, mientras que para la mímica del híbrido son de: $\Delta X_{\text{max}} = (8,2 \pm 3,5) \text{ g/cm}^2$ y $\Delta E/E = (3,6 \pm 1,5) \%$. Considerando las simulaciones del evento para el ojo de Los Leones las resoluciones monoculares mejoran, debido a que la traza de PMT's con señal en este ojo es mas larga (en $\sim 5^\circ$) que la traza del ojo de Coihueco. Finalmente evalué el efecto de las distintas fuentes de error sistemático sobre el valor de la energía reconstruida para el caso híbrido, encontrando que el conjunto de las incertezas sistemáticas es menor al 25 %, un valor consistente con la resolución actual de FD, motivo por el cual aún en el caso más desfavorable la energía del evento *SD-737165* corresponde a una energía mayor a la del GZK cutoff para rayos cósmicos de protón. Estos resultados han permitido establecer la validez y confiabilidad del código de simulación y reconstrucción del programa *Auger Offline Software*, ya que los primeros estudios que realice para este evento sirvieron para corregir errores en algunos de los algoritmos del programa de análisis *Auger Offline*

Software, como así también para corregir el algoritmo del *trigger* T3 en el sistema de adquisición del ojo de Los Leones.

La energía reconstruida para el evento *SD-737165* ubica a este evento como el de mayor energía detectado hasta el presente por el *Observatorio Pierre Auger*. Por otro lado este evento se encuentra entre los tres eventos más energéticos que hasta el momento han sido reportados por los distintos detectores de rayos cósmicos. Los eventos más energéticos son: 1) el del Fly's Eye con $3,20 \times 10^{20}$ eV, 2) el de AGASA con $2,10 \times 10^{20}$ eV y 3) el de Pierre Auger con $1,77 \times 10^{20}$ eV (el cual en caso de considerar un modelo de atenuación atmosférica mucho más realista incrementa su energía a valores de $\sim 2 \times 10^{20}$ eV).

En el Capítulo 7 estudie las distribuciones del $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ que obtuve al seleccionar los buenos eventos del FD que reconstruí en forma monocular e híbrida para el periodo de tiempo comprendido entre abril de 2004 y diciembre de 2006. Estas distribuciones son de vital importancia ya que permiten determinar cambios en la composición química promedio de los rayos cósmicos de ultra elevada energía a partir de la tasa de elongación. Del análisis de estas distribuciones evalué la necesidad de establecer un corte *anti-bias* a fin de homogenizar la respuesta del FD para primarios pesados y livianos en la región de energías $< 10^{18.5}$ eV, y compensar el efecto que introduce la limitada apertura del FD a las energías más bajas. Estime el corte *anti-bias* y lo aplique a las distribuciones de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ para obtener luego mediante regresiones lineales una estimación del valor experimental de la tasa de elongación. El valor obtenido para el caso de la reconstrucción híbrida con perfiles medidos del VAOD es:

$$\begin{aligned} D_{10} &= (71.0 \pm 5,1) \text{ g/cm}^2, & \text{si } E < 10^{18.5} \text{ eV} \\ D_{10} &= (33,9 \pm 7,2) \text{ g/cm}^2, & \text{si } E > 10^{18.5} \text{ eV} \end{aligned}$$

Estos valores de la tasa de elongación junto al comportamiento observado en las distribuciones de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ son consistentes con los resultados del análisis realizado por otros grupos de la colaboración *Pierre Auger*. En particular los resultados obtenidos en este trabajo al considerar reconstrucciones híbridas con perfiles medidos de aerosoles son consistentes con los resultados que ha presentado el grupo de Karlsruhe. Dentro de los errores experimentales los resultados obtenidos también son consistentes con los que ha publicado la colaboración HiRes.

Por otro lado evalúe como afecta a la tasa de elongación la incerteza de la reconstrucción geométrica que introduce la técnica monocular y la atenuación debida a los aerosoles en función del tipo de perfil considerado (modelo paramétrico Míe o perfiles medidos del VAOD). En cada caso indique los correspondientes valores de la tasa de elongación a fin de establecer las respectivas diferencias. De este estudio se concluye que es vital realizar el monitoreo de la atenuación atmosférica a fin de poder reconstruir el mayor número de eventos con perfiles medidos del VAOD, y de esta forma evitar el uso de una atmósfera promedio, que como se vio puede dar lugar a una fuerte desavenencia en la tasa de elongación.

El punto de quiebre en la pendiente de la tasa de elongación observado en cercanía a $10^{18.5}$ eV, en caso de ser confirmado en el futuro, podría indicar una transición en la naturaleza del origen de los rayos cósmicos (de galácticos a extragalácticos). Sin embargo aun es prematuro sacar una conclusión definitiva. El estudio de la tasa de elongación

mejorara a altas y bajas energías considerando más estadística, algo que en particular a energías menores de 10^{18} eV será posible gracias a la extensión del *Observatorio Pierre Auger* por la futura implementación y posterior operación conjunta de los detectores de HEAT y AMIGA.

En el Capítulo 8 estudie la extensión del campo de visión en elevación hasta un máximo de 60° en uno de los ojos del FD, con el objetivo de aumentar la cantidad de eventos bien reconstruidos (con el $X_{\max}$ observado en forma directa) de lluvias con $E \leq 10^{18}$ eV, y determinar la zona óptima donde corresponde ubicar el arreglo de detectores del experimento AMIGA para maximizar la eficiencia híbrida de la extensión del *Observatorio Pierre Auger* a bajas energías. Para esto modifique el programa *FdEventLib* (encargado de procesar los niveles de *trigger* del FD) y el programa *Auger Offline Software* (para incorporar los nuevos telescopios a la configuración actual del ojo), y de este modo realice simulaciones y reconstrucciones de eventos con el ojo extendido. Simule eventos mono energéticos y con una distribución continua en la energía considerando lluvias originadas por primarios de protón y de hierro, en el rango de energía $17.50 \leq \log_{10}(E/\text{eV}) \leq 18.25$, con el punto de impacto distribuido uniformemente dentro de una circunferencia de 1,5 km y 4 km de radio posicionada delante del ojo a distancias de entre 3,5 km y 11 km. Evalué la eficiencia de *trigger* y de reconstrucción del FD reconstruyendo los eventos simulados en forma monocular y con una mímica de la reconstrucción híbrida para ambas configuraciones (ojo con 6 y 9 telescopios), especificando en cada caso la dependencia con el tipo de primario, energía y distancia al ojo. Análogamente evalué la resolución de los parámetros primarios que caracterizan a las lluvias reconstruidas. Los resultados obtenidos con el ojo extendido indican que en el rango de energía considerado la técnica monocular proporciona resultados similares a los de la mímica de la reconstrucción híbrida. A partir de los valores de las eficiencias de reconstrucción de ambas configuraciones demostré que a las energías consideradas resulta más que beneficioso extender el campo de visión del ojo en elevación hasta 60° . La extensión del ojo en elevación además de incrementar notoriamente la eficiencia de reconstrucción, produce una fracción Fe/Pr con valores próximos a la unidad (~ 0.94 para la mímica híbrida a 7 km), independizando la respuesta del instrumento de detección de la naturaleza química del rayo cósmico primario. La versión utilizada del programa *Auger Offline Software* produce una incerteza sistemática en las distribuciones de $X_{\max}$, que esta presente en los resultados de las dos reconstrucciones consideradas (monocular y símil híbrido), sin embargo con la mímica de la reconstrucción híbrida este *offset* sistemático se reduce un $\sim 40\%$. Siendo el $X_{\max}$ un parámetro sensible a la composición química del rayo cósmico primario evalué la distribución de $\langle X_{\max} \rangle$ vs $\log_{10}(E/\text{eV})$ corrigiendo el *offset* sistemático en los valores reconstruidos del $X_{\max}$. Los resultados obtenidos indican concordancia entre los valores utilizados como *inputs* de simulación y los *outputs* de reconstrucción, demostrando que el ojo extendido del FD es de suma utilidad para proveer información relevante sobre la composición química de los rayos cósmicos. Finalmente basándome en los resultados de estas reconstrucciones determine que la zona más conveniente para posicionar el *infill* de detectores de radiación Cherenkov del experimento AMIGA (con un espaciamiento entre tanques de 750 m), debe estar comprendida entre 6 km y 7 km a fin de garantizar la máxima eficiencia híbrida de reconstrucción.

Resumiendo, señalo que mi participación dentro de la colaboración *Pierre Auger* permitió: Definir el método de calibración que utilizan los detectores Cherenkov del SD. Instalar y poner en funcionamiento la estación LIDAR del ojo de Los Leones con la que se realiza el monitoreo del perfil de aerosoles en la atmósfera. Incorporar los algoritmos que evalúan la luz Cherenkov en el programa oficial de análisis *Auger Offline Software* e implementar una técnica de sustracción iterativa de la luz Cherenkov, a fin de que la colaboración *Pierre Auger* pueda reconstruir correctamente los eventos del FD. Reportar la existencia del evento SD-737165 de ultra elevada energía que había sido ignorado por el resto de la colaboración *Pierre Auger*, algo que tuvo gran repercusión dentro y fuera de la colaboración por tratarse de un evento súper GZK con una energía de $1,77 \times 10^{20}$ eV. En base al análisis realizado para el evento SD-737165 la colaboración *Pierre Auger* modifico el algoritmo del *trigger* T3 en el sistema de adquisición del ojo de Los Leones para evitar a futuro la pérdida de eventos. Contribuí a solucionar y mejorar la cadena de reconstrucción de eventos del FD. A evaluar la influencia de los perfiles medidos de aerosoles en la reconstrucción de eventos del FD, estableciendo como afectan a los valores de $X_{\max}$ y E. A estudiar la extensión del campo de visión en elevación de un ojo del FD determinando la zona donde se maximiza la eficiencia híbrida de reconstrucción para el *infill* de detectores de AMIGA, estableciendo las incertezas estadísticas y sistemáticas de las reconstrucciones, y las posibilidades de la operación híbrida de HEAT + AMIGA.

APÉNDICE

Descripción de la cadena de reconstrucción

En el Cap. 4 se indico la secuencia de módulos que componen la cadena de reconstrucción de eventos del FD. En este apéndice se da una breve descripción de las funciones que lleva a cabo cada uno de estos módulos. La descripción dada a continuación mantiene la misma secuencia con la cual son llamados los módulos durante la ejecución del programa. Tal como se indico en la Fig. 4.6 (ver Cap. 4), la cadena de reconstrucción comienza con el módulo *EventFileReaderOG* y finaliza con el módulo *UserModule*.

- **EventFileReaderOG:** Este módulo conecta al programa el fichero (o los ficheros en caso de ser más de uno) que contiene los eventos que van a ser reconstruidos.
- **FdCalibratorOG:** El módulo cumple dos funciones. Sustrae de cada PMT con señal la correspondiente línea de base. Posteriormente convierte el número de cuentas analógicas digitales de cada PMT al correspondiente número de fotones equivalentes (de 370 nm al diafragma del detector), efectuando de este modo la calibración absoluta en cada PMT.
- **FdPulseFinderOG:** El módulo calcula para cada PMT calibrado los parámetros básicos que caracterizan al pulso: tiempo del centroide, duración temporal y relación señal – ruido.
- **PixelSelectorOG:** El módulo elimina de la lista de PMTs calibrados a todos aquellos PMTs que tienen una señal defectuosa (y que por lo tanto deben ser excluidos de las etapas siguientes de la reconstrucción). Los PMTs con una relación señal – ruido por debajo de un determinado valor umbral (*tipicamente en 5*), con una duración temporal menor a un mínimo valor (*tipicamente 300 ns*) o con una duración temporal superior a un máximo valor (*tipicamente 40 μ s*), son eliminados de la lista de PMT's y no se pueden utilizar en los siguientes estadios de la reconstrucción.
- **FdSDPFinderOG:** El módulo efectúa el cálculo del plano SDP. El SDP es reconstruido utilizando la información de todos los PMTs que sobrevivieron la selección efectuada por el módulo *PixelSelectorOG* y que además poseen una correcta secuencia espacio – temporal en la cámara. Con un proceso de minimización se determinan los parámetros angulares que definen la normal al plano y sus respectivos errores.
- **FdAxisFinderOG:** El módulo efectúa el cálculo de la dirección del eje de la lluvia en el plano SDP y posteriormente evalúa el punto de impacto de la lluvia. Se utilizan los PMTs empleados para determinar el SDP, chequeando previamente si algún PMT debe ser descartado o readmitido de la lista. Con un proceso de minimización donde intervienen los tiempos de los pulsos seleccionados y las respectivas direcciones angulares de los PMTs, se determinan los tres parámetros que definen la geometría (R_p , ψ y T_0).

Independientemente de la topología del evento, al menos en teoría, siempre es posible reconstruir la geometría en modo monocular. En caso de que el evento haya sido registrado en forma estéreo, con múltiples ojos o en forma híbrida, se podrá además realizar una reconstrucción geométrica distinta a la monocular. En esos casos se deberá sustituir el módulo *FdAxisFinderOG* por el módulo compatible con la topología del evento; por ejemplo para eventos híbridos el módulo *HybridGeometryFinderOG* debe remplazar al módulo *FdAxisFinderOG*.

- ***FdApertureLightFinderOG***: El módulo calcula el número total de fotones equivalentes de $370 \text{ nm} / \text{m}^2 / 100 \text{ ns}$ al diafragma del detector en función del tiempo de arribo. El método utilizado determina el tamaño óptimo del *spot* de luz que maximiza la correspondiente relación señal – ruido.
- ***FdProfileFinderOG***: El módulo calcula el número total de partículas cargadas en el eje de la lluvia. Propaga el número de fotones equivalentes de $370 \text{ nm} / \text{m}^2 / 100 \text{ ns}$ de fluorescencia al diafragma del detector considerando la atenuación atmosférica. Simultáneamente los tiempos de llegada de los fotones al detector son convertidos a valores de profundidad atmosférica en el eje de la lluvia.
- ***FdEnergyFinderOG***: El módulo efectúa el ajuste al perfil longitudinal de la lluvia a partir de una minimización, con una función de *Gaisser – Hillas* a dos o tres parámetros libres. Los parámetros obtenidos X_{max} , X_0 , N_{max} son utilizados posteriormente para calcular la energía electromagnética y con esta, la energía del primario (*asumiendo un modelo para las interacciones hadrónicas y un tipo de primario*). Finalmente son calculados los respectivos errores.
- ***UserModule***: El módulo extrae a disco la información que el usuario desea conservar de cada evento reconstruido. Efectúa histogramas y gráficos en función de las necesidades individuales a fin de facilitar el posterior análisis de los datos.

REFERENCIAS

- 1) Victor Hess. Physik Zeitschr 13 (1912). 1084
- 2) **Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy 10^{20} eV.** J. Linsley. Physics Review Letters 10 (1963). 146
- 3) **Measurement of open beauty production at LHC with CMS.** V.P. Andreev et al. DPF/JPS 2006, Honolulu, Hawaii (2006)
- 4) **The Utah Fly's Eye Detector.** R.M. Baltrusaitis et al for the Fly's Eye Collaboration. NIM A250 (1985). 410
- 5) **Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation.** D.J. Bird et al. The Astrophysical Journal 441 (1995). 144
- 6) **In search of a source for the 320 EeV Fly's Eye cosmic ray.** J.W. Elbert and P. Sommers. The Astrophysical Journal 441 (1995). 151
- 7) **The "Big" Event detected from Coihueco: SD 737165.** D.G. Melo. Nota Interna Auger GAP-2005-045 (2005)
- 8) **An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} eV from the Pierre Auger Observatory.** The Pierre Auger Collaboration. Astrop. Phys. 27 (2007).155
- 9) **The Pierre Auger Design Report.** Second Edition (1997)
<http://www.auger.org>
- 10) **Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays** M. Nagano and A.A. Watson. Review of Modern Physics 72 (2000). 689
- 11) **Extensive Cosmic-Ray Showers.** P. Auger. Review of Modern Physics 11 (1939). 288
- 12) **Ultra High Energy Cosmic Rays.** T. Stanev. astro-ph/0411113 (2004).
- 13) **On the Origen of the Cosmic Radiation.** E. Fermi. Physics Rev. 75 (1949). 1169
- 14) **Galactic Magnetic Fields and the Origen of Cosmic Radiation.** E. Fermi. Astrophysical Journal. 119 (1954). 1
- 15) **The Highest Energy Astrophysics.** B. Dawson. Nota Interna Auger GAP-1998-06 (1998).

- 16) **The acceleration of cosmic rays by shock waves.** W.I. Axelford, E. Leer and G. Skadron. Proc. 15th ICRC Plovdiv, Bulgaria (1977).
- 17) **Cosmic Rays and Particle Physics.** T.K. Gaisser. Cambridge University Press (1990).
- 18) **The intergalactic propagation of ultra-high energy cosmic ray nuclei.** Dan Hooper et al. astro-ph/0608085
- 19) **End for the Cosmic-Ray Spectrum?** K. Greissen. Phys. Rev. Lett. 16 (1966). 748
- 20) **The highest-energy cosmic rays.** J.W. Cronin. Nota Interna Auger GAP-2004-011 (2004).
- 21) **Extremely Energetic Cosmic-Ray Event.** J. Linsley, L. Scarsi and B. Rossi. Phys. Rev. Lett. 6 (1961). 485
- 22) **The cosmic ray spectrum at energies above 10^{17} eV.** D. M. Edge et al. J. Phys. A 6 (1973). 1612
- 23) **The upper end of the observed cosmic ray energy spectrum.** C. Bell et al. J. Phys. A 7 (1974). 990
- 24) **Recent Results form Yakutsk Experiment.** B. N. Afanasiev et al. Tokio Workshop on Techniques for the Study of Extremely Hugo Energy Cosmic Rays. M. Nagano editor (1993). 35
- 25) **Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km^2 area.** N. Chiba et al for AGASA Collaboration. NIM A311 (1992). 338
- 26) **The prototype high-resolution Fly's Eye cosmic ray detector.** T. Abu-Zayyad et al for HiRes Collaboration. NIM A450 (2000). 253
- 27) **The Search for the Highest Energy Particles in Nature.** A. A. Watson. Proc. de la Escuela Mexicana de Astrofísica (2002)
- 28) **AIRES System 2.6.0.** S. J. Sciutto. (2006)
- 29) **US standard atmosphere 1976.** NASA Technical Report NASA-TM-X-74355 (1976)
- 30) **CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers.** D. Heck et al. Report FZKA 6019 (1998)
- 31) **Arrival Direction Measurement of Ultra High Energy Cosmic Rays. Small-Scale Clustering Analysis and Search for Point Sources.** M. Horvat (Doctoral Thesis). Nota Interna Auger. GAP-2006-080 (2006)

- 32) **Pierre Auger Observatory hybrid events: design, analysis, and preliminary results.** M. A. Du Vernois and C. Song for Pierre Auger Collaboration. Nota Interna Auger. GAP-2002-035. (2002)
- 33) **Measurement of the Lateral Distribution Function of UHECR Air Showers with the Pierre Auger Observatory.** D. Barnhill et al for Pierre Auger Collaboration. Proc 29th ICRC Pune, India (2005). 101
- 34) **Statistical and systematic uncertainties in the event reconstruction and S(1000) determination by the Pierre Auger surface detector.** P.L. Ghia for Pierre Auger Collaboration. Proc. 29th ICRC Pune, India (2005). 101
- 35) **Reliability of the Method of Constant Intensity Cuts for Reconstructing the Average Development of Vertical Showers.** T. K. Gaisser and A. M. Hillas. Proc. 15th ICRC Plovdiv, Bulgaria, 8 (1977). 353
- 36) **First Estimate of the Primary Cosmic Ray Energy Spectrum above 3 EeV from the Pierre Auger Observatory.** P. Sommers for the Pierre Auger Collaboration. Proc. 29th ICRC Pune, India (2005). 101
- 37) **Muon-Track Studies in a Water Cherenkov Detector.** A. Etchegoyen, P. Bauleo, X. Bertou, C. B. Bonifazi, A. Filevich, M.C. Medina, D. Melo, A. Rovero, A.D. Supanitsky, y A. Tamashiro for the Pierre Auger Collaboration. NIM A545 (2005). 602.
- 38) **Influencia de los Modelos Hadrónicos de Altas Energías en la Determinación de la Composición de los Rayos Cósmicos de Ultra Alta Energía.** 90° Reunión de la Asociación Física Argentina, Anales AFA 17 (2005) 69-72. A.D. Supanitsky, D.G. Melo, M.I. Micheletti, y A. Etchegoyen.
- 39) **Measurement of Light Emission from Remote Cosmic-Ray Air Showers.** H.E. Bergeson et al. Phys. Rev. Lett. 39 (1977). 847
- 40) **Fluorescence Detector Techniques.** B. R. Dawson. Nota Interna Auger. GAP-96-017 (1996).
- 41) **The hybrid aperture and precision of the Auger observatory.** B. R. Dawson and P. Sommers. Proc. ICRC 27th Hamburg (2001). 714
- 42) **The Lidar System of the Pierre Auger Observatory.** S.Y. BenZvi et al. NIM A574 (2007) 171
- 43) **Influencia de los Aerosoles en la Reconstrucción de Eventos de Lluvias de Rayos Cósmicos Con Datos de Fluorescencia del Observatorio Auger.** 91° Reunión de la Asociación Física Argentina, Villa de Merlo, San Luis Sep/2006 (Anales AFA) M.I. Micheletti, D. Melo, A. Etchegoyen.

- 44) **Evaluación de la Contribución de Luz Cherenkov en el Detector de Fluorescencia Atmosférica del Observatorio Pierre Auger.** D.G. Melo, A. Etchegoyen, M.I. Micheletti y A.C. Rovero. 89ª Reunión Nacional, Asociación Física Argentina, septiembre/2004, Bahía Blanca, Buenos Aires, Argentina.
- 45) **Highlights from the Pierre Auger Observatory – the birth of the Hybrid Era.** A.A. Watson for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 30th Mérida (México) (2007).
- 46) **Determination of the calorimetric energy in extensive air showers.** H.M.J. Barbosa et al. Astroparticle Phys. **22** (2004). 159
- 47) **Pierre Auger Enhancements: Transition from Galactic to Extragalactic Cosmic Ray Sources.** A. Etchegoyen, D. Melo, A.D. Supanitsky and M.C. Medina. Proc. VI Simp. Latinoamericano de Física de Altas Energías, SILAF AE 2006, November 1-8, 2006, Puerto Vallarta México (2007). AIP Conf. Proc. **917** (2007). 210
- 48) **Layout of the Pierre Auger Observatory.** A. Etchegoyen for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 27th Hamburg (2001). 703
- 49) **Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory.** The Pierre Auger Collaboration. NIN A532 (2004). 50
- 50) **Auger Progress Report.** P. Mantsch. Auger mailing list (2007).
- 51) **Communications in the Auger Observatory.** P.D.J. Clark and D. Nitz for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 27th Hamburg (2001).
- 52) **Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory.** M. Aglietta et al. for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 29th Pune, India (2005) **00**. 101
- 53) **The Pierre Auger Observatory.** J.W. Cronin for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 27th Hamburg (2001).
- 54) **The Analog Signal Processing System for the Auger Fluorescence Detector Prototype.** S. Argiro, et al. IEEE Trans.Nucl.Sci. **48** (2001). 444
- 55) **The Auger Fluorescence Detector Electronics.** H. Gemmeke for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 27th Hamburg (2001).
- 56) **Proposal for the optical system of the fluorescence detector of the Auger Project.** A. Cordero et al., Nota Interna Auger. GAP-97-045 (1997).
- 57) **The aperture, sensitivity and precision of the AUGER Fluorescence Detector.** R. Cester for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 27th Hamburg (2001). 711

- 58) **Optics and Mechanics of the Auger Fluorescence Detector.** G. Matthiae for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 27th Hamburg (2001).
- 59) **Evaluation of Commercial UV Glass Filters for the Auger Prototype Fluorescence Detector.** R. Cester et al., Nota Interna Auger. GAP-99-031 (1999).
- 60) **Quality Measurements of the Mirror Segments for the Second Prototype Fluorescence Telescope.** E. Bollmann and M. Vlcek. Nota interna Auger. GAP-2001-017 (2001).
- 61) **The camera of the AUGER Fluorescence Detector.** C. Aramo et al., Nota Interna Auger. GAP-99-027 (1999).
- 62) **Study of the Philips Hexagonal PMT XP3062 for the FD Camera.** G. Matthiae and P. Privitera. Nota Interna Auger. GAP-99-011 (1999).
- 63) **Design of the Trigger System for the Auger Fluorescence Detector.** H. Gemmeke et al., IEEE-NSS 47 (2000). 519
- 64) **Fluorescence Detector Optical Calibration Source Test.** J.A.J. Matthews et al., Nota Interna Auger. GAP-2000-050 (2000).
- 65) **Optical Calibration of the Auger Fluorescence Telescopes.** J.A.J. Matthews. Nota Interna Auger. GAP-2002-029 (2002).
- 66) **Dome Calibration of Auger Telescopes.** P. Sommers. Nota Interna Auger. GAP-99-006 (1999).
- 67) **Absolute Calibration of the Auger Fluorescence Detectors.** P. Bauleo et al., for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 29th Pune, India (2005).
- 68) **Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics.** P. Sokolsky. Addison Wesley (1989).
- 69) **Atmospheric Profiles at the Southern Pierre Auger Observatory and their Relevance to Air Shower Measurement.** J. Blümer et al., for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 29th Pune, India (2005).
- 70) **Molecular Atmosphere Profiles for Malargüe.** B. Keilhauer, B. Wilczynska and H. Wilczynski. Nota Interna Auger. GAP-2005-021 (2005).
- 71) **Atmospheric aerosol monitoring at the Pierre Auger Observatory.** R. Cester et al. for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 29th Pune, India (2005).

- 72) **The Central Laser Facility at the Pierre Auger Observatory.** F. Arqueros et al. for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 29th Pune, India (2005).
- 73) **Atmospheric characterization for the Auger fluorescence detector using vertical laser beams.** M:D. Roberts. Nota Interna Auger. GAP-2001-056 (2001).
- 74) **Effect of the aerosol profiles on showers reconstruction: a general and seasonal study.** M.I. Micheletti and D.G. Melo. Nota Interna Auger. GAP-2007-104 (2007).
- 75) **Measurement of Aerosol at the Pierre Auger Observatory.** S.Y. BenZvi et al. for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 30th Mérida (México) (2007).
- 76) **Capabilities of A Giant Hybrid Air Shower Detector.** P. Sommers. Astroparticle Physics 3 (1998). 349
- 77) **The UHECR spectrum measured at the Pierre Auger Observatory and its astrophysical implications.** T. Yamamoto for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 30th Mérida (México) (2007).
- 78) **The Offline Software Framework of the Pierre Auger Observatory.** S. Argiro et al for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 29th Pune, India (2005).
- 79) **Proposed Design for Auger DPA Software.** S. Argiro et al. Nota Interna Auger. GAP-2002-021 (2002).
- 80) **Classical Electrodynamics.** J. D. Jackson. John Wiley and Sons, 2^{da} edition (1975)
- 81) **Handbook of Chemistry and Physics.** R. C. Weast, 67th edition (1986).
- 82) **Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes.** M. P. Kertzman and G. H. Semobrosky. NIM A343 (1994). 629
- 83) **GEANT 3.21, Detector Description and Simulation Tool.** CERN Program Library Long Writeups (1994).
- 84) **Angular and energy distributions of charged particles in electron-photon cascades in air.** A. M. Hillas. J. Phys. G: Nucl. Phys. 8 (1982). 1461.
- 85) **On the Cherenkov Light Contribution to the Fluorescence of the Highest Energy Air Showers.** M. Giller et al. Proc. 28th ICRC Tsukuba (2003). 619
- 86) **Energy spectra of electrons in the extensive air showers of ultra-high energy.** M. Giller et al. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 (2004). 97
- 87) **Analytical versus Monte Carlo Description of Cherenkov Contribution in Air Showers.** F. Nerling et al. Proc. ICRC 28th Tsukuba, Japon (2003).

- 88) **Universality of electron distributions in high-energy air showers-Description of Cherenkov light production.** F. Nerling et al. *Astroparticle Phys.* **24** (2006). 421
- 89) **Similarity of extensive air showers with respect to the shower age: energy – and angular distribution of electrons.** M. Giller and G. Wieczorek. *Nota Interna Auger.* GAP–2005–049 (2005).
- 90) **Similarity of extensive air showers with respect to the shower age.** M. Giller et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **31** (2005). 947
- 91) **Shower Profile Reconstruction from Fluorescence and Cherenkov light.** M. Unger. *Nota Interna Auger.* GAP–2006–010 (2006).
- 92) **Suggested Improvements for the Treatment of FD Light in the Offline (Corrected Corrected Version).** B. Dawson. *Nota Interna Auger.* GAP–2004–055 (2004).
- 93) **Reconstructing the light profile.** B. Dawson. *Bad Liebenzell FD Meeting August 2000*
- 94) **The angular Reconstruction and Angular Resolution of Air Showers Detected at the Auger Observatory.** P. Privitera for the Pierre Auger Collaboration. *Proc. ICRC 28th Tsukuba, Japon* (2003). 357
- 95) **New measurement on photon yield from air and the application to the energy estimation of primary cosmic rays.** M. Nagano et al. *Astropart. Phys.* **22** (2004). 235
- 96) **Auger Offline Software v2r0-DrEvil.**
<http://www.hep.physics.neu.edu/auger/AugerDoc/dist/Offline/>
- 97) **The Pierre Auger Observatory and its Fluorescence Detector.** S. Argiro. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* **125** (2003). 230
- 98) **Documentation of HybridGeometryFinderOG.** J. Bellido (2004).
- 99) **Measurement of the cosmic-ray energy spectrum and composition from 10^{17} to $10^{18.3}$ using a hybrid technique.** T.Abu-Zayyad et al. *The Astrophysical Journal* **557** (2001). 686
- 100) **Michela Chiosso.** Comunicación privada. Torino - Italia (2004).
- 101) **Resolution Studies of Monocular FD Reconstruction with Golden Hybrid Events.** A. Zech. *Nota interna Auger.* GAP–2005–055 (2005).

- 102) **The time-structure of the raw data in Auger events (SD, FD and Hybrids).** A.F. Barbosa and A. Letessier-Selvon. Nota Interna Auger. GAP-2006-019 (2006).
- 103) **AugerTribune.** http://www.cfcp.uchicago.edu/~yamamoto/auger/auger_tribune
- 104) **Fluorescence Detector Optical Calibration and Atmospheric Monitoring for the Pierre Auger Experiment.** R. Clay et al. Nota Interna Auger. GAP-2000-033 (2000).
- 105) **Pierre Auger Collaboration.** T. Paul. Malargue meeting (noviembre de 2006).
- 106) **A Study of the Composition of Ultra High Energy Cosmic Rays Using the High Resolution Fly's Eye.** R.U. Abbasi et al. Astroph/0407622 (2004).
- 107) **Gaisser – Hillas Profiles and FD simulations.** L. Perrone et al. Nota Interna Auger. GAP-2005-087 (2005).
- 108) **Comunicación privada.** H-J. Mathes y S. Argiro. Octubre de 2004
- 109) **Comunicación privada.** P. Bauleo. Noviembre de 2004
- 110) **Comunicación privada.** M. Santander. Octubre de 2004
- 111) **Notions of geodesy and the UTM coordinate system. Proposition of a local cartesian coordinate system for the southern Auger site.** B. Revenu and P. Billoir. Nota Interna Auger. GAP-2001-038. (2001).
- 112) P. Sommers and B. Fick. <http://www.casab.physics.utah.edu/apr-04>
- 113) **A measurement of the air fluorescence yield.** F. Kakimoto et al. NIM A372 (1996). 527
- 114) **Present and possible Future Implementation of Fluorescence Yield in FD Analysis.** B. Dawson. Nota Interna Auger. GAP-2002-067. (2002).
- 115) **Quark-Gluon String Model and EAS Simulation Problems at Ultra-High Energies.** N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko and A.I. Pavlov. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 52B (1997). 17
- 116) **Sibyll: An Event Generator for Simulations of High-Energy Cosmic Rays.** R.T. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari and T. Stanev. Phys. Rev. D 50 (1994). 5710
- 117) **Comunicación privada.** A.C. Rovero, Junio de 2005.
- 118) **Pierre Auger Collaboration - Spectrum list.** Comunicación privada (2005).

- 119) **Spectral resolved Measurement of the Nitrogen Fluorescence Yield in Air induced by Electrons.** Tilo Waldenmaier. PHD Thesis. Nota Interna Auger. GAP-2006-011
- 120) **Pierre Auger Collaboration - Meeting.** P. Privitera. Noviembre de (2006).
- 121) **Updated AGASA event list above 4×10^{19} eV.** N. Hayashida et al. Astronomical Journal. **120** (2000). 2190
- 122) **Structure of large air showers at depth 834 g cm^{-2} applications.** J. Linsley. Proc. 15th ICRC Plovdiv **12** (1977). 89
- 123) **Validity of Scaling to 10^{20} eV and High-Energy Cosmic-Ray Composition.** J. Linsley and A.A. Watson. Physical Review Letters **46** (1981). 459
- 124) **A Heitler model of extensive air showers.** J. Matthews. Astroparticle Physics **22** (2005). 387
- 125) **Dual parton model at cosmic ray energies.** J. Ranft. Phys. Rev. D **51** (1995). 61
- 126) **Experimental results: an update.** R. Engel and H. Klages. Comptes Rendus Physique **5** (2004). 505
- 127) **Measurements of cosmic-ray shower development at energies above 10^{17} eV.** G.L. Cassiday et al. The Astrophysical Journal **356** (1990). 669
- 128) **Re examination of cosmic-ray composition around 10^{18} eV from Fly's Eye data.** L.K. Ding et al. The Astrophysical Journal **474** (1997). 490
- 129) **Evidence for Changing of Cosmic Ray Composition between 10^{17} and 10^{18} eV from Multicomponent Measurements.** T. Abu-Zayyad et al. Phys. Rev. Lett. **84** (2000). 4276
- 130) **Measurement of the Cosmic-Ray Energy Spectrum and Composition from 10^{17} to $10^{18.3}$ eV Using a Hybrid Technique.** T. Abu-Zayyad et al. The Astrophysical Journal **557** (2001). 686
- 131) **Pierre Auger meeting.** M. Unger and J. Bellido. Malargue – Noviembre de 2006.
- 132) **FD Enhancement.** H. Klages. Auger Enhancements Meeting – Buenos Aires, 13 Marzo de 2006.
- 133) **Observations of Ultra-High Energy Cosmic Rays.** A.A. Watson. Nucl. Phys. Proc. Suppl **151** (2006). 83
- 134) **Pierre Auger meeting.** M. Unger. Malargue – Abril de 2007.

- 135) **MC Studies of the Quality and Anti-bias Cuts for Elongation Rates.** J. Bellido. Nota Interna Auger. GAP-2007-049 (2007).
- 136) **A Study of the Elongation Rate and Air Shower Properties of Ultra High Energy Cosmic Rays from the Southern Pierre Auger Observatory.** B. Sanjeevi (Thesis). Nota Interna Auger. GAP-2007-105 (2007).
- 137) **Measurement of the UHCR energy spectrum from hybrid data of the Pierre Auger Observatory.** The Pierre Auger Collaboration - L. Perrone (disertante). Proc. ICRC 30th, Mérida, México (2007). 0316
- 138) **Astrophysics Motivation venid the Pierre Auger Southern Observatory Enhancements.** G. Medina Tanco for the Pierre Auger Colaboration. Proc. ICRC 30th Mérida, México (2007). 0991
- 139) **Estudio de la Extensión del Campo de Visión de un Detector de Fluorescencia del Observatorio Auger.** 91^o Reunión de la Asociación Física Argentina, Villa de Merlo, San Luis Sep/2006 (Anales AFA). D.G. Melo, A. Etchegoyen, A. M.I. Micheletti, y A.C. Rovero.
- 140) **HEAT (High Elevation Auger Telescopes) Design Report.** Septiembre de 2006.
- 141) **Infill and Muons.** A. Etchegoyen. Auger Enhancements Meeting – Buenos Aires, 13 Marzo de 2006.
- 142) **AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) Design Report.** Septiembre de 2006.
- 143) **The Performance of the Corrector Lenses for the Auger Fluorescence Detector.** R. Sato and C.O. Escobar for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 29th Pune, india (2005).
- 144) **FdEventLib.** <http://www.ik.fzk.de/~mathes/auger/auger.html>
- 145) **The FD Numbering scheme and its usage from the programmers view.** H-J. Mathes. Comunicación privada (2001).
- 146) **Longitudinal Development of Extensive Air Showers: Hybrid Code SENECA and Full Monte Carlo.** J.A. Ortiz, G. Medina Tanco and V. De Souza. Astropart. Phys 23 (2005). 463
- 147) **First Results of Fast One-dimensional Hybrid Simulation of EAS Using CONEX.** T. Pierong et al. Astrp-ph/0411260 (2004).
- 148) **A Theory of Cosmic Rays.** A. Dar and A. De Rújula. hep-ph/0606199 (2006).

- 149) **Acceptance and Angular resolution of an Infill Array for the Pierre Auger Surface Detector.** VI Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications, Iguazú, Oct/2005. M.C. Medina et al. Am. Inst. of Physics, Conference Proceeding Series 884, (2007) 405-410.
- 150) **Enhancing the Pierre Auger Observatory to the 10^{17} to $10^{18.5}$ Ranging: Capabilities of an Infill Surface Array.** M.C. Medina, M. Gómez Berisso, I. Allekotte, A. Etchegoyen, G. Medina-Tanco y D. Supanitsky. NIM A566 (2006) 302-311 y astro-ph/0607115.
- 151) **New Rayleigh Scattering Implementation in the Offline.** B. Dawson. Nota Interna Auger. GAP-2006-007 (2006).
- 152) **Atmospheric Monitoring for Transmission Corrections to Air Fluorescence Signals.** J.A.J. Matthews et al for the HiRes Collaboration. Proc. ICRC 26th Salt Lake City OG.4.5.19 (1999).
- 153) **Measurement of the Sky Photon Background Flux at the Auger Observatory.** R. Caruso et al for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 29th Pune, India (2005).
- 154) **Validation of the Real and Simulated Data of the Pierre Auger Fluorescence Telescopes.** A. Ewers et al. for the Pierre Auger Collaboration. Proc. ICRC 29th Pune, India (2005).
- 155) **Monocular Measurement of the Spectrum of UHE Cosmic Rays by the FADC Detector of the HiRes Experiment.** R.U. Abbasi et al. Astroparticle Phys. 23 (2005). 157

Trabajos Publicados

Lista de trabajos publicados con referato internacional

- 1) **Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory.** The Pierre Auger Collaboration (lista de autores disponible en <http://auger.cnrs.fr/authors.html>). Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, **523**, 1, (2004). 50
- 2) **Muon – track studies in a water Cherenkov detector.** A. Etchegoyen, P. Bauleo, X. Bertou, C.B. Bonifazi, A. Filevich, M.C. Medina, D.G. Melo, A.C. Rovero, A.D. Supanitsky, A. Tamashiro. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, **545**, 3, (2005). 602
- 3) **An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} eV from the Pierre Auger Observatory.** The Pierre Auger Collaboration (lista de autores disponible en <http://auger.cnrs.fr/authors.html>) Astrop. Phys. **27** (2007).155
- 4) **Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory.** The Pierre Auger Collaboration (lista de autores disponible en <http://auger.cnrs.fr/authors.html>). Astrop. Phys. **27** (2007). 244
- 5) **The Lidar System of the Pierre Auger Observatory.** S.Y. BenZvi, R. Cester, M. Chiosso, B.M. Connolly, A. Filipcic, B. Garcia, A. Grillo, F. Guarino, M. Horvat, M. Iarlori, C. Macolino, J.A.J. Matthews, D. Melo, R. Mussa, M. Mostafa, J. Pallota, S. Petrerá, M. Prouza, V. Rizi, M. Roberts, J.R. Rodríguez Rojo, F. Salamida, M. Santander, G. Sequeiros, A. Tonachini, L. Valore, D. Veberic, S. Westerhoff, D. Zavrtanik, M. Zavrtanik. Nucl. Inst. And Meth. in Phys. A, **574** (2007). 171
- 6) **Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects.** The Pierre Auger Collaboration (lista de autores disponible en <http://auger.cnrs.fr/authors.html>). Science, **318** (2007). 938

Lista de trabajos publicados con referato nacional

- 1) **Influencia de los modelos hadronicos de altas energías en la determinación de la composición de los rayos cósmicos de ultra alta energía.** A.D. Supanitsky, D.G. Melo, M.I. Micheletti y A. Etchegoyen, Anales 90ª Reunión Nacional, Asociación Física Argentina, septiembre/2005, La Plata, Buenos Aires, Argentina.
- 2) **Estudio de la extensión del campo de visión de un detector de fluorescencia para el Observatorio Pierre Auger.** D.G. Melo, A. Etchegoyen, M.I. Micheletti y

A.C. Rovero. Anales 91ª Reunión Nacional, Asociación Física Argentina, septiembre/2006, Merlo, San Luis, Argentina.

- 3) **Influencia de los aerosoles atmosféricos en el valor de la energía reconstruida de lluvias de rayos cósmicos en el Observatorio Auger Sur.** M.I. Micheletti, D.G. Melo y A. Etchegoyen. Anales 91ª Reunión Nacional, Asociación Física Argentina, septiembre/2006, Merlo, San Luis, Argentina.

Lista de proceedings de conferencias con referato

- 1) **Simulation of Pierre Auger Surface Detector Response to Muons.** A.K. Tripathi, K. Arisaka, D. Barnhill, A. Etchegoyen, A. Filevich, J. Gonzalez, T. McCaulley, M.C. Medina, D. Melo, T. Onhuki, T. Paul, W. Slater, D. Supanitsky, A. Tamashiro. Proceedings of the 28th International Conference on Cosmic Ray, Tsukuba, Japan (2003).
- 2) **Atmospheric aerosol monitoring at the Pierre Auger Observatory.** R. Cester, M. Chiosso, J. Chirin, R. Clay, B. Dawson, B. Fick, A. Filipcic, B. Garcia, A. Grillo, M. Horvat, M. Iarlori, M. Malek, J. Matthews, J.A. Matthews, D. Melo, R. Meyhandan, M. Mostafa, R. Mussa, M. Prouza, B. Raefert, V. Rizi, M. Roberts, J. Rodriguez, M. Santander, G. Sequeiros, A. Smith, P. Sommers, L. Wiencke, L. Valore, D. Veberic, M. Zavrtanik for the Auger Collaboration. Proceedings of the 29th International Conference on Cosmic Ray, Pune, India (2005).
- 3) **Measurement of Aerosol at the Pierre Auger Observatory.** S.Y. BenZvi, F. Arqueros, R. Cester, M. Chiosso, B.M. Connolly, B. Fick, A. Filipcic, B. Garcia, A. Grillo, F. Guarino, M. Horvat, M. Iarlori, C. Macolino, M. Malek, J. Matthews, J.A.J. Matthews, D. Melo, R. Meyhandan, M. Micheletti, M. Monasor, M. Mostafa, R. Mussa, J. Pallota, S. Petrera, M. Prouza, V. Rizi, M. Roberts, J.R. Rodriguez Rojo, D. Rodriguez-Frias, F. Salamida, M. Santander, G. Sequeiros, P. Sommers, A. Tonachini, L. Valore, D. Verberic, E. Visbal, S. Westerhoff, L. Wiencke, D. Zavrtanik, M. Zavrtanik, for the Pierre Auger Collaboration. Proceedings of the 30th International Conference on Cosmic Ray, Merida, Mexico (2007).
- 4) **Pierre Auger Enhancements: Transition from galactic to extragalactic cosmic ray sources.** A. Etchegoyen, D. Melo, A.D. Supanitsky and M.C. Medina. Proc. VI Simp. Latinoamericano de fisica de altas energías, SILAF AE 2006, November 1-8, 2006, Puerto Vallarta México (2007). AIP Conf. Proc. **917** (2007). 210
- 5) **Study of the fluorescence detector upgrade of the Auger Observatory of Cosmic Rays.** D.G. Melo, M.I. Micheletti, A. Etchegoyen and A.C. Rovero. Submitted to Proceedings AIP of the Latin American Symp. on Nucl. Phys. and Applic (2007).

Lista de publicaciones internas de la colaboración Pierre Auger

- 1) **Sensitivity of muon data to the water level in a Water Cherenkov Detector.** M.C. Medina, X. Bertou, C.B. Bonifazi, A. Filevich, D.G. Melo, D. Supanitsky and A. Tamashiro. **Note Internal Pierre Auger Observatory** (2004). GAP-2004-001
- 2) **The “Big” Event detected from Coihueco: SD 737165.** D.G. Melo. **Note Internal Pierre Auger Observatory** (2005). GAP-2005-045
- 3) **Effect of the aerosol profiles on shower reconstruction: a general and seasonal study.** M.I. Micheletti and D.G. Melo. **Note Internal Pierre Auger Observatory** (2007). GAP-2007-107

