



Universidad Nacional de La Plata

Facultad de Ciencias Exactas
Departamento de Física

Tesis Doctoral

**Estudio de rayos cósmicos
ultraenergéticos en el Observatorio
Pierre Auger: Nuevo modelo de
profundidad atmosférica y su
influencia en observables.**

Lic. Juan Cruz Moreno

Director: Dr. Sergio Sciutto

Abril de 2012

a Ceci,

banca completa en este lío.

Índice general

Índice general	5
Introducción	9
1. Breve reseña temática e histórica	13
2. Física de Rayos Cósmicos	19
2.1. Origen de los Rayos Cósmicos	19
2.2. Propagación de los Rayos Cósmicos	22
2.2.1. ¿Isotropía o Anisotropía?	30
3. Los Rayos Cósmicos en la Atmósfera	31
3.1. Evolución de las cascadas	32
3.2. Modelización de la cascada	37
3.2.1. El Modelo de Heitler	37
3.2.2. El Teorema del <i>Elongation Rate</i>	39
3.3. Detectores de Superficie: Determinación de los parámetros de la lluvia	42
3.3.1. El eje y la dirección de la lluvia	42
3.3.2. La Energía de la partícula primaria	47
3.3.3. La función de distribución lateral	48
3.4. Detector de Fluorescencia: Determinación de los parámetros de la lluvia	49
3.4.1. Geometría de la lluvia	50
3.4.2. Determinación de la Energía del primario	52
4. El Observatorio Pierre Auger	57
4.1. Características generales del Observatorio Auger	57
4.2. El arreglo de detectores de superficie	59
4.2.1. Calibración de los tanques Cherenkov	60
4.2.2. <i>Trigger</i> y Adquisición de Datos	61

4.2.3.	Algunos comentarios adicionales sobre los tanques SD	66
4.3.	Detectores de fluorescencia	69
4.3.1.	<i>Trigger</i>	71
4.3.2.	Calibración de las cámaras	73
4.4.	Otros detectores en desarrollo	75
4.5.	El monitoreo atmosférico	77
4.5.1.	BLS : Estación de lanzamientos de globos	79
4.5.2.	Las estaciones meteorológicas	80
4.5.3.	LIDAR	81
4.5.4.	Central y eXtreme Laser Facilities (CLF/XLF)	83
4.5.5.	Cámaras infrarrojas para nubosidad	84
4.5.6.	Otros sistemas de monitoreo atmosférico	85
4.6.	Adquisición, procesamiento y análisis de datos	85
5.	Los perfiles de profundidad atmosférica	87
5.1.	Breve descripción de la Atmósfera.	87
5.2.	Los Modelos Clásicos	90
5.2.1.	Modelo Isotérmico	90
5.2.2.	Modelo de Linsley	93
5.3.	Modelos recientes	96
5.3.1.	El Modelo Mensual (<i>Malargüe Monthly Model</i>)	96
5.3.2.	El Nuevo Modelo Mensual (<i>New Malargüe Monthly Model</i>)	99
6.	El modelo GAMMA	103
6.1.	Ideas motivadoras	103
6.2.	La base de datos	104
6.3.	La función de ajuste	110
6.4.	Resultados de los ajustes	111
6.5.	Verificando el Modelo GAMMA	115
6.5.1.	Estudio de Residuos	115
6.5.2.	Otra comparación con Linsley	119
6.5.3.	El uso en el Observatorio Auger: más sobre las predicciones del Modelo GAMMA y del Modelo NMMM	121
6.5.4.	Chequeo de consistencia	123
6.6.	Rango de validez de GAMMA	125
7.	Estudios sobre el Modelo GAMMA	131
7.1.	Modelo de capas no isotérmico	131
7.1.1.	Construcción de la función	132
7.1.2.	El ajuste	134

7.1.3.	Discusión y Resultados	135
7.2.	Parametrización polinómica de los c_l	141
7.3.	Modelo aumentando grados de libertad	143
7.4.	Estudio en otros sitios	148
7.4.1.	Síntesis del Procedimiento	150
7.4.2.	Dodge City	150
7.4.3.	Base Halley	157
7.4.4.	Comentario final acerca de GAMMA en otros sitios	158
8.	GAMMA y los observables	165
8.1.	Distribución lateral al nivel del suelo	165
8.1.1.	Más sobre la función de distribución lateral (LDF)	165
8.1.2.	Análisis con GAMMA	167
8.2.	Desarrollo longitudinal	181
8.2.1.	Modelos atmosféricos y Desarrollo Longitudinal	181
8.2.2.	GAMMA y X_{\max}	182
8.2.3.	GAMMA y el número de partículas cargadas	190
9.	Resumen, Conclusiones y Perspectivas	199
	Appendices	204
	A. Obtención de los parámetros de X_{GAMMA}	207
	B. Geometría de las lluvias para el cálculo de la LDF	209
	C. Parámetros β	213
	Bibliografía	215

Introducción

Los rayos cósmicos son partículas subatómicas con un amplio espectro de energía que alcanzan la Tierra provenientes de diferentes sitios del espacio. En los últimos años se ha ampliado la posibilidad de registrar eventos producidos por rayos cósmicos con energías mayores a 10^{18} eV. Su estudio permite establecer propiedades características de la propagación en el medio intergaláctico, identificar los cuerpos celestes capaces de permitirles adquirir esa energía, profundizar sobre modelos teóricos acerca de los procesos ligados a los mecanismos de aceleración y dilucidar la naturaleza de las partículas primarias.

Sobre esos objetivos se construyó el Observatorio Pierre Auger, el mayor experimento actual para la detección de rayos cósmicos y en el que trabajan desde 1998 una colaboración de 450 científicos de 17 países, localizado cerca de la ciudad de Malargüe en Mendoza, Argentina. El experimento detecta las partículas secundarias que conforman la llamada cascada o lluvia, producida a partir del ingreso de los rayos cósmicos a la atmósfera. La característica principal de la detección del Observatorio Pierre Auger es que utiliza un arreglo de detectores híbridos compuesto por dos técnicas complementarias de observación de las lluvias: estudia el desarrollo de la cascada en la atmósfera mediante un arreglo de detectores de fluorescencia y analiza mediante detectores de superficie aquellas partículas que alcanzan el nivel del suelo.

La presente Tesis de Doctorado está enmarcada en el estudio de rayos cósmicos dentro del Observatorio Pierre Auger. Su temática se vincula a la necesidad, propia de un experimento de estudio de rayos cósmicas, de conocer las características de la atmósfera en el instante en que sucede un evento. En particular se ha estudiado la profundidad atmosférica, parámetro de suma importancia vinculado a la cantidad de materia atravesada por las partículas en su trayecto por la atmósfera. En base a una idea original hemos construido un modelo que permite reproducir los perfiles de profundidad atmosférica en cualquier instante de tiempo, a partir de un parámetro de fácil y de permanente acceso como lo es el valor de la temperatura en el

suelo. Este modelo que hemos denominado GAMMA, fue desarrollado en base a mediciones realizadas en el sitio del Observatorio Auger. Sin embargo, y así queda reflejada en estudios indicados en el presente trabajo, su idea central es aplicable a otros sitios. El desarrollo del modelo GAMMA incluyó también una serie de análisis referidos a optimizar sus predicciones y su rango de validez.

Los resultados alcanzados con el modelo GAMMA son muy satisfactorios. Se consigue reproducir los perfiles de profundidad atmosférica con un muy bajo nivel de incerteza. Asimismo, ha salido exitoso en la comparación con otros modelos previamente aplicados en estudios del Observatorio Auger, reflejando incertezas similares o incluso menores.

Los estudios vinculados a la influencia del perfil atmosférico, éste modelizado mediante GAMMA, en el desarrollo longitudinal y lateral de las cascadas también han producidos resultados relevantes. Por ejemplo hemos identificado una sobreestimación al utilizar los modelos atmosféricos típicos en la determinación de los valores del parámetro S_{1000} vinculado a la energía en el estudio con detectores de superficie; y la confirmación de la posición del máximo desarrollo de la cascada X_{\max} como parámetro válido en la determinación de la composición primaria.

Las tareas de investigación vinculadas a esta Tesis fueron realizadas en el Instituto de Física de La Plata (CONICET-UNLP), la Universidad Tor Vergata de Roma, y el Observatorio Pierre Auger de Malargüe.

El presente documento ha sido estructurado de la siguiente manera. En el capítulo 1 se describen los comienzos y las motivaciones en el área de investigación de rayos cósmicos. El capítulo 2 presenta un breve panorama del origen y propagación de los rayos cósmicos en el medio galáctico e intergaláctico, así como de los modelos cosmológicos actuales. En el capítulo 3 se desarrolla el tema de la producción de las cascadas originadas por la interacción de las partículas primarias con los núcleos de los átomos de la atmósfera. Esta primera parte sobre rayos cósmicos se completa en el capítulo 4 con la descripción del Observatorio Pierre Auger, con especial hincapié en su técnica híbrida de detección.

La Tesis continúa en el capítulo 5 con una descripción de la atmósfera y los principales modelos para los perfiles de profundidad atmosférica. En el capítulo 6 se encuentra la descripción del modelo GAMMA, su desarrollo y la determinación de sus predicciones. Dentro del capítulo 7 se reflejan diferentes estudios realizados acerca del modelo GAMMA, vinculadas a modificar las funciones de parametrización y la aplicación del modelo en otros sitios. En el capítulo 8 se discute la influencia del modelo GAMMA en parámetros observables de las lluvias, vinculados a su desarrollo longitudinal y al desarrollo lateral al nivel del suelo. El desarrollo de esta Tesis concluye en el capítulo 9,

en donde se resumen los conceptos originales de la misma, se presentan las conclusiones alcanzadas y se incluyen asimismo breves reflexiones sobre las perspectivas a futuro. Por último se encuentran tres apéndices vinculados a temas puntuales mencionados en los capítulos previos.

Capítulo 1

Breve reseña temática e histórica

Desde las primeras civilizaciones el hombre ha sentido una enorme curiosidad por el espacio exterior. Siempre intentó comprender su conformación, su disposición, su funcionamiento, sus dimensiones. El siglo XX no ha sido la excepción. El descubrir que radiación de un amplio espectro de energía mas allá del rango visible por el ojo humano estaba continuamente llegando a la superficie terrestre, abrió una nueva puerta en el conocimiento de la naturaleza. Incluso hoy, más de 90 años después de su descubrimiento algunas incógnitas siguen desvelando a la comunidad científica.

Los números asociados a esta radiación son fascinantes. Se han detectado eventos asociados a partículas relativistas que ingresan a la atmósfera terrestre con energías superiores a 10^{20} eV. Tal energía cinética es equivalente a la de una pelota de tenis moviéndose aproximadamente a 100 km/h [1], pero concentrada en una partícula cuyo volumen es aproximadamente 10^{35} veces menor! Sin embargo el estudio de tales partículas no es sencillo: más allá de los mecanismos de detección, la probabilidad de que una de estas partículas impacte sobre la superficie terrestre es aproximadamente de una partícula por año cada 100 km² de superficie terrestre. Pero debemos tener en cuenta que estos son solo los mayores valores de energía de un espectro que comienza en 10^9 eV y se extiende hasta más allá de 10^{20} eV, y cuyo flujo de partículas resulta muy abundante a bajas energías y decrece sustancialmente conforme aumenta la energía (Figura 1.1).

Lo antedicho establece un punto que despierta el interés científico y que puede resumirse en una afirmación concluyente: los rayos cósmicos ultra energéticos son las partículas de mayor energía en la naturaleza en proporción a su masa.

Veamos un poco la génesis de los estudios en rayos cósmicos. Victor Hess

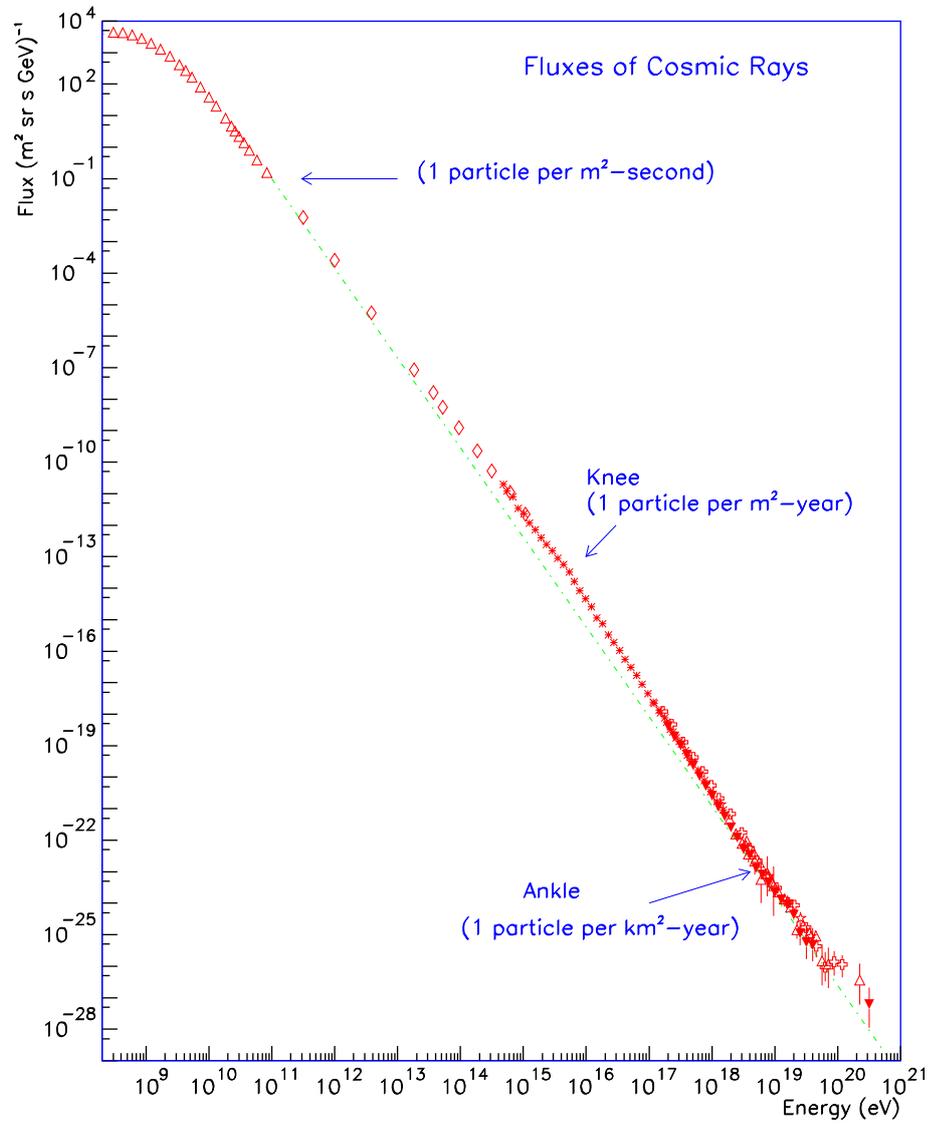


Figura 1.1: Espectro observado de rayos cósmicos en el rango de 10^{11} a 10^{20} eV. Se observan los cambios de pendiente denominados “codos” (knee) y “tobillos” (ankle)

en 1912 fue el primero en determinar la existencia de radiación cósmica a través de una serie de experimentos con globos aerostáticos con una cámara de ionización que dejaba subir hasta 5000 m de altura para medir la radiación de fondo, descubriendo que ésta aumentaba con la altura, lo que planteaba la presencia de radiación externa a la tierra. Millikan en 1925 impone a esta radiación el nombre de rayos cósmicos. Estas experiencias habían permitido detectar partículas primarias con energía de hasta 10^{14} eV.

Luego Auger y sus colaboradores ([2],[3]) reportan las primeras observaciones de las propiedades de las lluvias cósmicas. El fenómeno descubierto por Auger había sido sugerido ya por Rossi (1934) que de sus observaciones en Eritrea decía: *"He visto que de tiempo en tiempo arriban a mi equipamiento grupos muy extensos de partículas que producen coincidencias entre contadores, incluso situados a grandes distancia entre ellos"*.

Este descubrimiento de lluvias cósmicas extendidas que involucró a Auger y su grupo, provino de las mejoras técnicas en la resolución de tiempo de coincidencias que fueron capaces de medir descargas en dos contadores separados por extensas distancias. Estos contadores, del tipo Geiger-Müller, mostraban tiempos de arribos de partículas correlacionados, cuando provenían en realidad de puntos muy distantes entre sí. El meticuloso trabajo de Auger con arreglos de varios de esos contadores posicionados en montañas de distintas alturas, le permitió concluir que esas cascadas eran iniciadas por rayos cósmicos que ingresaban en la atmósfera, con una energía del primario estimada en alrededor de 10^{15} eV mediante la recientemente desarrollada teoría de cascadas. Lo que resultó evidente, y sorprendió a la comunidad científica, es que Auger había detectado partículas con energía de cinco órdenes de magnitud mayor que las reportadas por otras experiencias hasta el momento.

Estos resultados fueron el punto de partida para ahondar en la detección de partículas de altas energías mediante el uso de detectores situados sobre el suelo. Por tal motivo este tipo de detectores comenzaron a ser llamados "detectores de superficie" (SD). Con el objeto de profundizar en la precisión de los estudios, comenzaron a establecerse conjuntos de detectores tipo contadores Geiger-Müller (denominados "arreglos de detectores") abarcando cada vez superficies más extensas. Pese a que este tipo de arreglos contribuían a ir conociendo y entendiendo las estructuras de las lluvias (detectándose eventos con energías de hasta 10^{17} eV), comenzaba a hacerse evidente la baja eficacia de los contadores Geiger-Müller para determinar el eje principal de desarrollo de las lluvias.

Este inconveniente fue solucionado por un grupo del Instituto Técnico de Massachussets (MIT) dirigido por Bassi, quienes en 1953 desarrollaron una técnica de reconstrucción de la dirección de llegada a partir de mediciones de tiempo de arribo de las partículas con contadores de centelleo separados por

unas pocas decenas de metros. El grupo del MIT también desarrolló técnicas para usar la densidad de partículas observadas con arreglos de contadores de centelleo para localizar la región de mayor densidad de partículas. Entre 1954 y 1957 un arreglo de 15 contadores, cada uno de 0.9 m^2 estuvo operando en la Estación Harvard Agassiz [4]. Los datos de este arreglo permitieron explorar el espectro de energía desde $3 \times 10^{15} \text{ eV}$ a 10^{18} eV .

El arreglo de Harvard Agassiz sirvió como prototipo para diseñar los grandes arreglos de altura realizados luego en Chacaltaya, Bolivia [5] y Volcano Ranch en Nuevo México, Estados Unidos. Este último es el arreglo que le permitió a Linsley observar el primer evento con energía estimada por encima de 10^{20} eV .

Como consecuencia de que el flujo de partículas primarias disminuye notoriamente para las partículas más energéticas, el explorar esa zona del espectro conllevó la necesidad de ampliar la superficie de los arreglos a fin de generar una estadística razonable de eventos en un tiempo acorde. Debido al número de detectores involucrado en cubrir este tipo de arreglos mas extensos, y los costos económicos por detector, los detectores de centelleo fueron cediendo terreno al uso de detectores de efecto Cherenkov. Citemos como históricos experimentos con grandes arreglos de detectores tipo Cherenkov a Haverah Park (Gran Bretaña), Yakutsk (Rusia), AGASA (Japón); y como experimentos con centelleadores a Volcano Ranch (Estados Unidos).

Los grandes arreglos de detectores de superficie no constituyen el único tipo de instrumento utilizado para detectar rayos cósmicos ultraenergéticos. Suga [7] y Chudakov [8] plantearon la posibilidad de observar la emisión de fluorescencia producidas por las partículas en su paso a través de la atmósfera y realizar una medición calorimétrica de la energía allí depositada. La idea tuvo un avance posterior con el empuje de Greisen (1965) quien construyó un prototipo en Cornell, Estados Unidos. Los primeros capaces de utilizarlo en la detección de luz de fluorescencia, producida por la interacción de partículas cargadas con los átomos de Nitrógeno propios del aire, que correspondía a eventos producidos por partículas primarias de energía 10^{19} eV , fueron Tanahashi y sus colaboradores sobre el Monte Dodaira cercano a Tokio [9]. Cornell y Tokio no eran los sitios ideales para continuar con las experiencias debido a sus condiciones climáticas, con lo cual Keuffel y su grupo continuaron la investigación en Volcano Ranch. En 1976 realizaron la primera detección de emisión fluorescente proveniente de una lluvia cósmica en coincidencia con el arreglo de detectores de superficie [10]. Este suceso dió pie al desarrollo de detectores tipo *Fly's Eye*, consistentes en conjuntos de fotomultiplicadores agrupados de forma tal de componer una estructura que lleva a recordar a los ojos de las moscas. Cada uno de los fotomultiplicadores observa en una dirección determinada y la composición del evento de fluores-

cencia se logra por conjunción de las señales. Uno de los detectores emblema tipo *Fly's Eye* de alta resolución, se encuentra en el experimento HiRes que está localizado en Utah, Estados Unidos.

A comienzos de la década de 1990 un grupo de investigadores de la comunidad de rayos cósmicos, encabezados por James Cronin (Premio Nobel de Física 1980) y Alan Watson, comenzó a idear la posibilidad de combinar ambas técnicas de detección en un experimento de rayos cósmicos de ultra-alta energía. El resultado es el Observatorio Pierre Auger, funcionando desde 1998 y que combina los arreglos de superficie y de fluorescencia en el llamado “modo híbrido” de detección. Mas allá de que las características de este Observatorio serán desarrolladas en las próximas páginas, evidenciamos su magnitud en el contexto de los experimentos de rayos cósmicos previamente citados. La ya mencionada innovación en el original modo de detección híbrido es acompañada por las enormes dimensiones involucradas: 1600 detectores de superficie tipo Cherenkov que cubren 3000 km² componen el arreglo de superficie, y 42240 fotomultiplicadores distribuidos en 24 cámaras en 4 telescopios componen el detector de fluorescencia.

En definitiva buscamos que quede claro un punto: mucho se ha recorrido desde las primeras mediciones de Hess, ahora es el turno de otros experimentos referentes, y el Observatorio Pierre Auger es el presente en el campo de los experimentos de rayos cósmicos.

Capítulo 2

Física de Rayos Cósmicos

Como fue mencionado anteriormente, el eje de la investigación en el Observatorio Pierre Auger, así como en esta tesis; son los rayos cósmicos de energía superior a 10^{18} eV. Las principales inquietudes a dilucidar sobre estos rayos cósmicos ultraenergéticos están relacionados con comprender el origen, la propagación y la naturaleza de éstas partículas con tan alta energía. Si pensamos que las partículas con mayor energía detectadas (presumiblemente protones o núcleos atómicos con energía del orden 10^{20} eV) poseen una energía mayor en varios órdenes de magnitud que la obtenida a través del más poderoso acelerador de partículas construido por el hombre; una serie de cuestiones surgen inmediatamente. ¿Qué objetos astrofísicos las producen? ¿Cómo es su propagación en el espacio exterior? ¿De qué tipo de partículas primarias se trata? ¿Se podrán detectar partículas con energías superiores? La respuesta a estos interrogantes es la búsqueda actual de la comunidad de rayos cósmicos. A continuación, una serie de comentarios, brevemente desarrollados, con los consensos establecidos sobre estos tópicos.

2.1. Origen de los Rayos Cósmicos

Una discusión completa sobre las fuentes generadores de estos rayos cósmicos ultraenergéticos supera los objetivos planteados en este trabajo por la complejidad que involucran los modelos planteados. Trabajos recientes sobre estos modelos pueden encontrarse en las referencias [11], [12], [13], [14], [15]. Comentemos las líneas generales de las actuales ideas. Primeramente establezcamos la clasificación de los modelos utilizado: los mecanismos de producción de estas partículas se clasifican en dos categorías, los modelos *bottom-up* y los modelos *top-down*.

Los modelos *bottom-up* sugieren que las partículas pasan de un estado de

energía menor a otro de energía mayor mediante un proceso de aceleración, conocido como mecanismo de Fermi [16], en procesos que se sabe que suceden en objetos astrofísicos [17], [18] .

El mecanismo de la aceleración de Fermi es a menudo denominado aceleración difusiva, y se produce dentro de una región confinada en objetos astrofísicos donde la interacción permanente de algunas partículas cargadas y núcleos con otras partículas generadas por los mismos objetos les permite adquirir a los primeros altas energías que ocasionalmente les permite escapar de ese confinamiento. El campo magnético B producido en estas zonas de confinamiento juega un rol crucial.

El fenómeno de la aceleración de Fermi ya se ha comprobado aunque para rangos mucho menores de energía. Uno de esos casos ha sido la observación de la heli3sfera a trav3s del sat3lite ISEE que determin3 la aceleración de protones en el rango 10 a 100 keV por ondas de choque del viento solar. Los datos concuerdan con los valores predichos por la teor3a de la aceleración de Fermi.

Una simple estimación realizada por Hillas en 1994 sobre el modelo de la aceleración de Fermi, nos permite obtener una sencilla expresi3n para la m3xima energ3a E_{max} que puede adquirir una part3cula de carga Ze . La misma est3 dada por

$$E_{max} \sim \beta \cdot c \times k \cdot Ze \times B \times L \quad , \quad (2.1)$$

donde L es el tama3o característico de la regi3n de aceleraci3n y $\beta \cdot c$ es la velocidad de las ondas de choque. El par3metro β es del orden de 0.01 en el caso de las supernovas. Sin embargo bajo ciertas configuraciones del campo magn3tico presente, β es reemplazada por un valor mucho mayor, del orden 1-3 [18], [19]. La ecuaci3n (3.1) en definitiva establece que el radio de giro de la part3cula siendo acelerada debe ser menor que las dimensiones de las regiones de confinamiento. La especulaci3n de que estos aceleradores astrofísicos tengan una eficiencia del 100 % no es acertada; as3 que es razonable pensar en un valor de E_{max} reducido en un factor diez respecto al predicho por la ecuaci3n, dependiendo de los detalles del entorno de la regi3n (Figura 2.1).

Una de las regiones del Universo donde se considera que mediante el mecanismo de Fermi podr3an producirse part3culas con energ3a mayores a 10^{18} eV son los l3bulos de radio galaxias, en particular zonas dentro de los l3bulos, llamadas "manchas calientes".

Los modelos *top-down* implican el decaimiento de una part3cula supermasiva dando como uno de sus productos finales a los rayos c3smicos [20]. Una de las fuentes de estas part3culas ex3ticas podr3an ser los Defectos Topol3gicos que ser3an vestigios de transiciones de fase en el universo temprano con

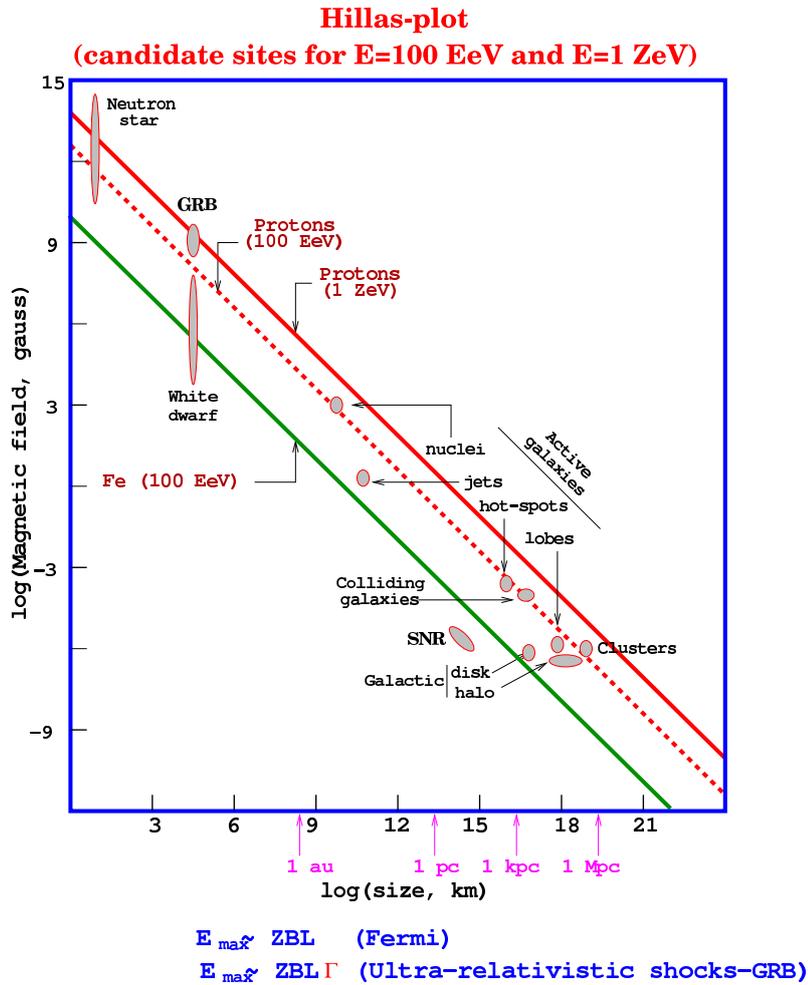


Figura 2.1: Posibles objetos astron3micos capaces de generar y acelerar part3culas ultrarenerg3ticas. Ubicaci3n en funci3n del tama1o e intensidad del campo magn3tico. Los objetos por debajo de la l3nea diagonal no pueden acelerar protones hasta energ3as de 10^{20} eV.

rupturas espont3neas de simetría. Los defectos topol3gicos podrían existir al tiempo presente y estar degradándose en sus campos constituyentes. Estas partículas X supermasivas (con energías del orden de 10^{24} eV) decaerían dando como resultados leptones y quarks

$$X \longrightarrow q \bar{q} l$$

Los leptones r3pidamente interactúan produciendo rayos γ y electrones de mucha menor energía. Sin embargo los quarks inmediatamente se fragmentan en jets de hadrones, resultando aproximadamente $10^4 - 10^5$ partículas entre bariones y mesones.

$$q \bar{q} \longrightarrow \pi^\pm, \pi^0, p, n$$

A su vez, los mesones π^\pm y π^0 producen decaimientos

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$$

Estos modelos *top-down* proveen rayos c3smicos dominados fundamentalmente por neutrinos, nucleones y rayos γ que caracterizarán a estos procesos. La componente de protones comprende sólo un pequeñito porcentaje del flujo total. A partir de esto es que se considera que varios de estos defectos topol3gicos son capaces de producir rayos c3smicos de ultra alta energía.

La teoría predice que estos mecanismos no aportan creaci3n de núcleos pesados con alta energía sino sólo protones y partículas sin masa. Adem3s se prevee que estos modelos contribuyan significativamente con partículas del orden de 10^{20} eV y no aporten de manera importante al rango de energía de $10^{14} - 10^{19}$.

Mediciones m3s precisas sobre los cuerpos celestes han hecho que actualmente los modelos bottom-up tengan m3s adeptos que los top-down, aunque estos últimos no se han descartado totalmente.

2.2. Propagaci3n de los Rayos C3smicos

Hay otro factor que debe tomarse en cuenta cuando se piensa en la búsqueda del origen de los rayos c3smicos: su propagaci3n en el medio gal3ctico y extragal3ctico y la posibilidad de la interacci3n con el fondo de radiaci3n de microondas.

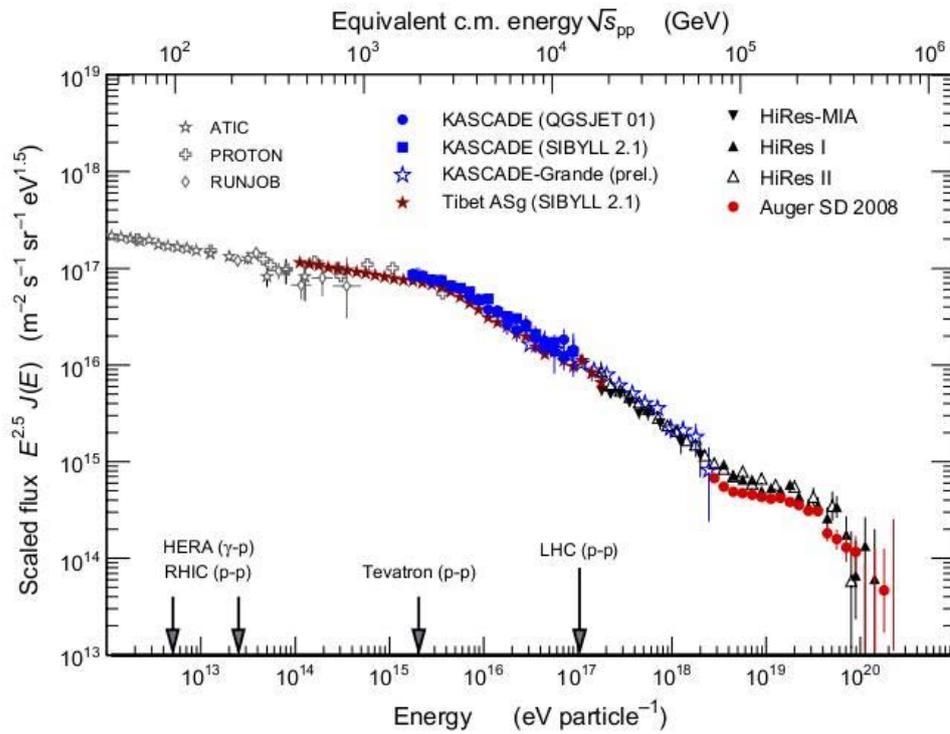


Figura 2.2: Espectro de energía de rayos cósmicos obtenido a partir de recientes mediciones [57]. Nótese los cambio de pendiente alrededor de $10^{15.5}$ eV, conocido como “rodilla”; y cercano a $10^{18.5}$ eV, conocido como “tobillo”.

La observaci3n del espectro de energía de las partículas primarias (Figura 2.2) nos revela ciertos detalles de la propagaci3n entre 1 GeV y 100 EeV. La forma del espectro sugiere una ley de potencias con pequeños cambios en la pendiente. Estas regiones donde ocurren los cambios se conocen como “rodilla” (*knee*) para el cambio alrededor de $10^{15.5}$ eV y “tobillo” (*ankle*) para el cambio aproximadamente en $10^{18.5}$ eV. Debemos considerar también que los flujos por encima de 10^9 eV, 10^{16} eV y 10^{19} eV son $\sim 1/\text{m}^2 \text{ s}$, $\sim 1/\text{m}^2$ ańo, $\sim 1/\text{km}^2$ ańo respectivamente.

Del espectro de energía se desprende un comportamiento natural, para muchos sorprendente, que relaciona el flujo con la energía. Esta relaci3n es la que antes mencionamos que se suele aproximar por una ley de potencias, dada por $J = kE^{-\gamma}$. Los últimos resultados del Observatorio Auger [58] (Figura 2.3), determinan la posici3n del tobillo en $\log_{10}(E_{ankle}/\text{eV}) = 18,61 \pm 0,01$ y el coeficiente de la funci3n resulta $\gamma = 3,26 \pm 0,04$ para la regi3n comprendida entre la rodilla y el tobillo. M3s all3 del tobillo, el espectro sigue una ley de potencias con exponente $\gamma = 2,59 \pm 0,02$. Este trabajo adem3s ajusta el flujo suavizando la ley de potencias, la expresi3n propuesta es

$$J(E; E > E_{ankle}) \propto \frac{E^{-\gamma}}{1 + \exp\left(\frac{\log_{10}E - \log_{10}E_{1/2}}{\log_{10}W_c}\right)} \quad (2.2)$$

donde $E_{1/2}$ es la energía a la cual el flujo ha disminuido a la mitad del valor de la extrapolaci3n de la ley de potencias y W_c es un coeficiente que parametriza el ancho de la regi3n de transici3n. Con esta funci3n, el coeficiente alcanzado en el ajuste para la regi3n posterior al tobillo es $\gamma = 2,55 \pm 0,04$.

Estos cambios de pendientes han sido interesantes objetos de estudio. En particular, la zona de la rodilla se considera un escenario de aceleraci3n. Se asocia al cambio de pendiente a la altura de la rodilla con una transici3n entre diferentes clases de rayos c3smicos gal3cticos, o con alguna característica de la propagaci3n de los rayos c3smicos en la galaxia [25].

Uno de los modelos sugiere que la regi3n del espectro anterior al tobillo, representa una transici3n entre los rayos c3smicos con un origen gal3ctico y aquellos que tienen un origen extragal3ctico [61], [62]. En este modelo la componente extragal3ctica se piensa como compuesta exclusivamente por protones. El tobillo representaría la energía a la cual las componentes contribuyen igualmente al flujo total.

Otro modelo [63], [64] establece que la cola del flujo tiene una composici3n mixta y el tobillo es entonces la transici3n del origen de los rayos c3smicos (Figura 2.4(izq)). Los núcleos con energías mayores a 10^{19} eV son desintegrados mediante se propagan.

Un tercer modelo [59], [65], conocido como *dip model*, considera que la

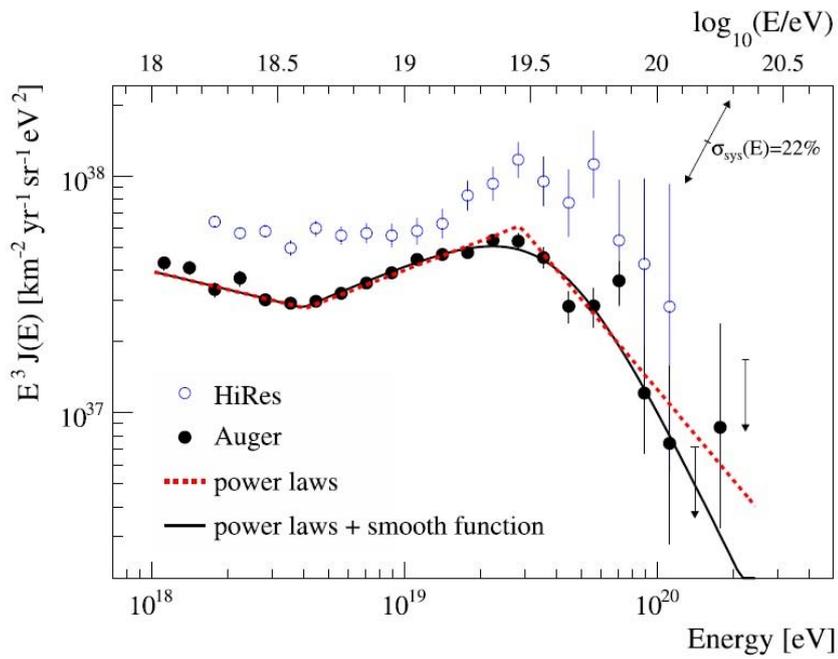


Figura 2.3: *Espectro de energía de rayos cósmicos en la region $10^{18} - 10^{20}$ eV [58]. Sobre los datos se encuentra ajustada una función continua a trozos con forma de ley de potencias $J = kE^{-\gamma}$ (en rojo), y otra suavizada de acuerdo a la ecuación (2.2) (en negro).*

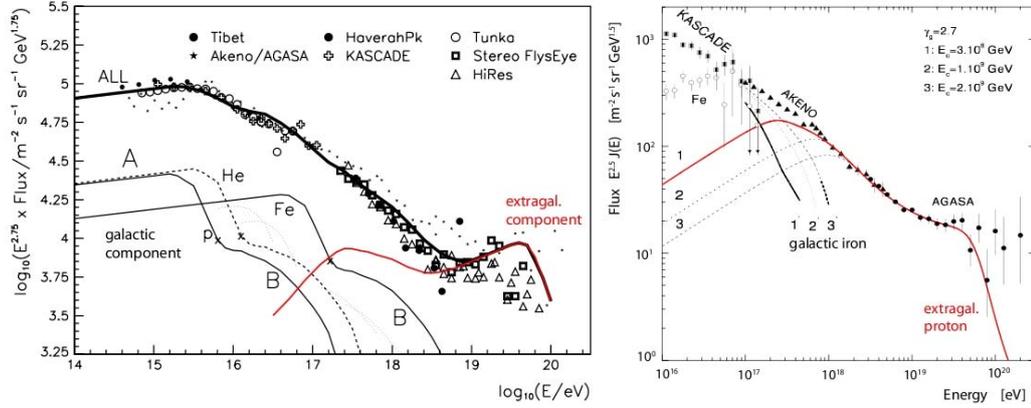


Figura 2.4: Espectro mostrando el modelo de composición mixta (izq). El Dip model con los protones dominando la componente extragaláctica a bajas energías (der).

componente extragaláctica compuesta mayormente por protones comienza a dominar a energías un poco menores (Figura 2.4(der)). En la región del tobillo la componente galáctica ya es prácticamente nula. El cambio en el índice espectral es entonces un efecto de propagación: los protones atraviesan el fondo cósmico de microondas perdiendo energía via producción de e^+ y e^- y esto causa una supresión de flujo a grandes energías y una leve acumulación a energías levemente inferior.

Si analizamos primero el caso de la propagación dentro de nuestra galaxia, los protones ultraenergéticos no sufren pérdidas de energía significantes en su viaje, pero sí sufren deflexiones por su interacción con el campo magnético galáctico. Si todos los rayos cósmicos provinieran de fuentes dentro de la galaxia, deberían exhibir una tendencia a viajar por el plano del disco de la galaxia de acuerdo al tipo de interacción magnética. Hasta el presente no hay evidencia estadística de esto, que implique una dirección preferencial en la llegada de rayos cósmicos lo cual hace razonable suponer que las partículas con $E > 10^{19}$ eV tiene origen extragaláctico.

Pero podemos hacer una verificación más fuerte de esta última afirmación. Considerando que el radio de Larmor en kiloparsecs (kpc) para un núcleo de carga Ze con energía en unidades de 10^{18} eV, y que se propaga a través de un campo magnético $B_{\mu G}$ medido en $\mu Gauss$ es

$$R_{kpc} \approx \frac{E}{ZB_{\mu G}} \quad (2.3)$$

Teniendo en cuenta que el campo magnético en nuestra galaxia es $\sim 3\mu G$, para un protón con energía de 10^{18} eV encontramos que tenemos que el valor

de R_{kpc} es de alrededor de 0.3 kpc, lo que es aproximadamente igual al espesor del disco gal3ctico. Esto implica que las part3culas ultra energ3ticas no podr3an estar confinadas en la galaxia y deber3an tener origen extragal3ctico.

Del an3lisis de las deflexiones se observa que el 3ngulo θ para peque3as deflexiones debidas a un campo $B_{\mu G}$ para una part3cula de carga Ze y energ3a E recorriendo una distancia L_{kpc} (L_{kpc} es la distancia medida en kpc) es

$$\theta \approx 0.3^\circ \frac{L_{kpc} Z B_{\mu G}}{E} \quad (2.4)$$

donde hemos usado la aproximaci3n $sen\theta \approx \theta$. Esta expresi3n es un resultado inmediato de la ecuaci3n (2.3) usando $L = R\theta$. Para distancias gal3cticas, se estima que un prot3n sufre una deflexi3n de 0.3° si su energ3a es de 100 EeV.

Consideremos el caso de un prot3n de 10^{20} eV de procedencia extragal3ctica, tenemos que desde una distancia de 50 Mpc la deflexi3n angular promedio puede ser aproximada como el producto entre $\sqrt{L_{Mpc}}$ (L_{Mpc} es la distancia medida en Mpc) y la desviaci3n angular correspondiente a 1Mpc, es decir 0.3° ; consecuentemente tenemos una desviaci3n de 2.1° .

Pero en la regi3n de mayor energ3a no s3lo se produce deflexi3n en los campos magn3ticos. Hay muchos procesos que pueden degradar la energ3a de una part3cula en su propagaci3n asociados a la interacci3n con los campos de radiaci3n como microondas, infrarrojos y ondas de radio. Inmediatamente despu3s del descubrimiento del fondo c3smico de radiaci3n hecho por Penzias y Wilson (1965) [6], Greisen (1966) [23] y Zatsepin y Kuzmin (1966) [24] predijeron la existencia de un corte en el espectro de protones alrededor de los 5×10^{19} eV principalmente debido a la producci3n de fotopiones en el fondo de microondas. Su investigaci3n plantea que los protones con energ3a mayor a 6×10^{19} eV tienen una probabilidad importante de interactuar con los fotones del fondo de radiaci3n c3smico denominados $\gamma_{2.7K}$, que siguen una distribuci3n Planckiana de 2.7K. Este l3mite en el espectro recib3, en honor a sus descubridores, el nombre de corte GZK.

Para evidenciar la importancia del corte GZK, se observa mediante una simulaci3n (Figura 2.5) la degradaci3n de energ3a de protones en t3rminos de su distancia recorrida. Puede verse que independientemente de la energ3a inicial, la energ3a una vez recorridos ~ 100 Mpc es en todos los casos menor que 100 EeV, lo que limita la distancia de las posibles fuentes de rayos c3smicos con energ3a del orden de 100 EeV .

Las interacciones que dan lugar al corte GZK y las part3culas resultantes depender3n obviamente de la naturaleza de la part3cula primaria. En el caso de los protones, las principales reacciones son:

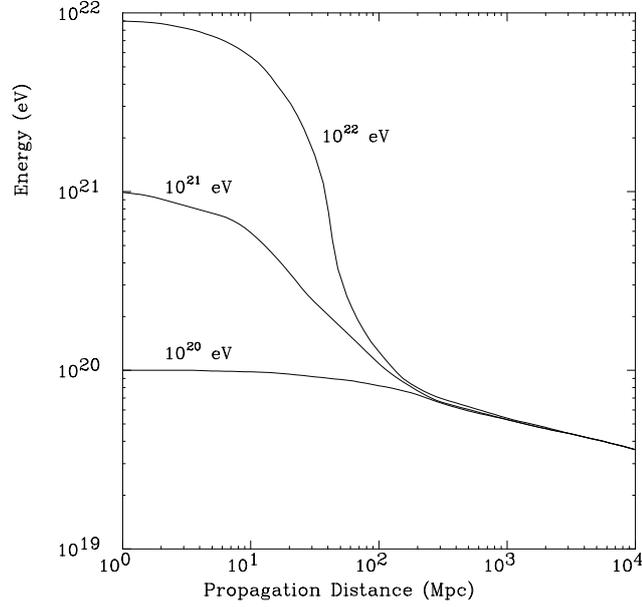
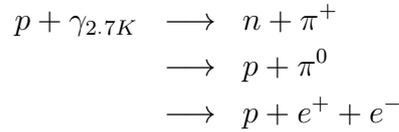


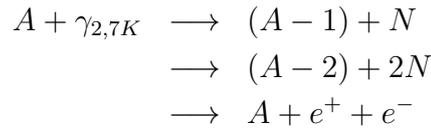
Figura 2.5: Simulación de la pérdida de energía de un protón como función de la distancia de propagación.



Los fotones dominantes del fondo cósmico pertenecen al rango de las microondas con un pico de energía en 6×10^{-4} eV y una densidad de 400 fotones por cm^3 . Aunque el umbral de energía para la producción de pares es del orden de 10^{18} eV y el camino libre medio es aproximadamente de 1 Mpc, comparadas con los $10^{19.6}$ eV de energía y los aproximadamente 6 Mpc para la producción de piones; la pérdida de energía en la partícula primaria por interacción es del 0.1 % en el caso de una producción de pares y del 20 % en el caso de una producción de piones. Esto significa que si bien es mucho más probable que una partícula con $E > 10^{19.6}$ reaccione en una producción de pares, su pérdida de energía no es importante y se verá realmente disminuida cuando la reacción sea una producción de piones.

Los cálculos detallados de la forma del espectro de los rayos cósmicos resultante de considerar la propagación de las partículas a través de ese fondo de radiación, fueron realizados en simulaciones Monte Carlo o métodos analíticos ([25],[26],[27],[28],[29],[30],[31],[32]).

Si en lugar de protones pensamos en núcleos pesados de masa A , también existen procesos que producen pérdida de energía de ese núcleo. Varios autores analizaron la importancia de la fotodesintegración ([33],[34]), y la producción de pares [35]. Las principales reacciones que se producen con un núcleo de masa A y que da como resultados a nucleones N son:



Los principales canales son (γ, n) y (γ, p) . La principal pérdida de energía ocurre con la producción de un solo nucleón, que arroja un resultado de un orden de magnitud mayor de energía perdida que en el proceso que incluye dos nucleones $(\gamma, 2n)$, (γ, np) y $(\gamma, 2p)$. Recientemente fue reevaluada la magnitud del flujo de radiación infrarroja de fondo [36] basándose en datos experimentales recogidos de 3000 galaxias por el Satélite Astronómico de Infra-Rojo (IRAS). Sus conclusiones fueron que este flujo es un orden de magnitud menor al que se pensaba [34]. La pérdida de energía debido a interacciones con fotones infrarrojos es sólo efectiva por debajo de los 5×10^{19} eV, mientras que la energía perdida en interacciones con fotones del fondo de microondas es más significativa para energías de 2×10^{20} eV ([37],[38]).

Si suponemos como partículas primarias a los rayos γ , se demostró [36] que el principal proceso que lleva a la pérdida de energía para fotones γ mayores a 10^{14} eV, es



o sea la creación de pares a partir de la interacción con el fondo cósmico de radiación.

En la actualidad hay nuevos indicios referidos a la existencia del corte GZK. Del trabajo del Observatorio Pierre Auger anteriormente mencionado [58], particularmente observado en la Figura 2.2, se desprende también una conclusión respecto al GZK. En comparación a la extrapolación de la ley de potencias, el espectro está suprimido por un factor 2 cuando $\log_{10}(E_{1/2}/eV) = 19,61 \pm 0,03$. Esta supresión es similar a la esperada por el efecto GZK para protones o núcleos pesados, pero puede en parte ser relacionado con un cambio de la forma de inyección media de las fuentes.

2.2.1. ¿Isotropía o Anisotropía?

La búsqueda de las fuentes de los rayos cósmicos ultraenergéticos tiene muchos antecedentes. Incluso cuando se han identificado muy buenos candidatos para las regiones de aceleración, como las radio galaxias cercanas [68] con sus núcleos galácticos activos (AGN) posibles contenedores de agujeros negros super-masivos con masas 6 órdenes de magnitud mayores a la solar. En estos núcleos galácticos se producen fenómenos de acreción con grandes cantidades de materia involucradas y parte de ésta es expulsada en forma de jets.

De acuerdo a las predicciones teóricas, enmarcadas en los modelos *bottom-up*, se considera que estos objetos pueden acelerar las partículas hasta alcanzar energías del orden de 10^{21} eV [69]. Se estima que los sitios de aceleración se encuentran en los finales de los jets de AGN, donde el jet golpea una nube intergaláctica de la materia [34], o en la región muy cercana al agujero negro [70] e incluso en los restos de otros jets de AGN [71].

Sin embargo las mediciones no permiten una evidencia tan determinante. Los eventos detectados con energías mayores a 10^{19} eV muestran una distribución de direcciones de arribo isotrópicas. A pesar de ello AGASA reportó además la existencia de “clusters”, es decir una serie de eventos correlacionados a un origen común, en los eventos con $E > 4 \times 10^{19}$ eV [21]. La confirmación de estos multipletes daría información sobre posibles fuentes y acerca de los campos magnéticos en la región de propagación. HiRes ha intentado confirmar este hallazgo sin resultados positivos, concluyendo que hasta el presente no hay evidencia suficiente para determinar anisotropía en las direcciones de arribo [22].

Los últimos resultados del Observatorio Pierre Auger sugieren una posible correlación entre las direcciones de arribo de rayos cósmicos de energía superior a 57 EeV y la ubicación de entornos de AGNs [67]. El trabajo plantea que 22 eventos de 27, se encuentran dentro de un ángulo de separación de 3.1° de las AGN, y la mayoría de las no correlaciones se encuentran sobre el plano galáctico, donde se esperan deflexiones muy grandes debido al campo magnético galáctico. Es importante aclarar que el trabajo no concluye que las AGN son candidatos de fuentes de rayos cósmicos ultraenergéticos, sino que establece que es el entorno de las AGN (donde se conoce que hay múltiples objetos celestes distribuidos) quien es un posible sitio de generación de los mismos.

Capítulo 3

Los Rayos Cósmicos en la Atmósfera

Si nos detenemos a pensar en el volumen del planeta Tierra, comparativamente al sistema solar o la galaxia misma; a primera vista tal vez concluyamos que hay una baja posibilidad de llegada de los rayos cósmicos a nuestro planeta. Sin embargo la producción de estas partículas es tan numerosa que luego de haberse propagado a través del espacio, un número no despreciable de ellas arriba a la Tierra. Esto sugiere que un posible estudio de los rayos cósmicos estaría ligado a una medida directa obtenida a partir de detectores situados en la estratósfera, por ejemplo en satélites o la estación internacional espacial. Pero como el flujo de las partículas ultraenergéticas resulta tan bajo, el arreglo de detectores debería tener entonces un área significativa; y si consideramos además el costo económico asociado a la puesta en funcionamiento y mantenimiento de una estructura en el espacio, este tipo de estudios no resultan muy accesibles.

Los experimentos de rayos cósmicos suelen aprovechar entonces los efectos de la llegada de estas partículas a la atmósfera terrestre. A partir del ingreso de las partículas primarias en la atmósfera, se produce una serie de interacciones con la materia presente en la atmósfera, fenómeno denominado *extensive air shower* (EAS), que suele ser traducido como cascada de partículas o lluvia de partículas. Este fenómeno, consiste en que la partícula primaria interacciona con la materia presente en la alta atmósfera, con energía suficiente para crear nuevas partículas, ellas también con energía suficiente para avanzar y crear nuevas partículas. Este proceso se repite en el avance de esas partículas hasta que la energía disponible no permite nuevas creaciones de partículas y se producen fenómenos de absorción y pérdida de energía. La energía de las partículas primarias es de tal magnitud que los procesos implicados en la creación de nuevas partículas generan del orden de 10^{11} nuevas

partículas y una importante porción de ellas puede lograr alcanzar el nivel de la superficie terrestre.

Mediante el análisis de la fenomenología de estas cascadas de partículas secundarias, es entonces que los experimentos de rayos c3smicos estudian las características de las partículas primarias de ultra-alta energía.

Estudiaremos en este capítulo las características de la evolución de las cascadas; los parámetros involucrados y su detección.

3.1. Evolución de las cascadas

La atm3sfera como gran volumen de materia para interacciones tiene, entre otras, las siguientes características que podemos enumerar:

- Su *baja densidad at3mica* permite una extensa dispersi3n de los secundarios.
- El *espesor vertical* es suficiente para que la cascadas alcancen el desarrollo m3ximo de partículas, permitiendo relacionar proporcionalmente el n3mero total de partículas con la energía total.
- La *inhomogeneidad del perfil de densidad* permite establecer para su estudio las diferentes zonas de desarrollo de las cascadas donde se producen los procesos de multiplicaci3n y absorci3n de partículas. La relaci3n que describe la variaci3n de la densidad con la atm3sfera se obtiene haciendo medidas a distintas alturas sobre el nivel del mar.

El análisis de la cascada en la superficie terrestre conlleva la desventaja de no tener medidas directas de la partícula primaria ni de las primeras interacciones. Sin embargo a partir del estudio de las partículas secundarias dispersadas en grandes áreas, se puede inferir la naturaleza de la partícula primaria y su comportamiento en las primeras interacciones.

La cascada generada por la interacci3n entre la partícula primaria y la alta atm3sfera tiene la forma aproximada, en cada instante de tiempo, de un disco centrado en el eje de la lluvia que va aumentando su diámetro a medida que avanza. Este disco se mueve pr3cticamente a la velocidad de la luz, y adquiere su m3xima extensi3n cuando coexisten el mayor n3mero de partículas secundarias, en lo que se conoce como el m3ximo de la lluvia. La profundidad atmosférica correspondiente a este m3ximo se denomina X_{\max} . Tras alcanzar este desarrollo m3ximo de partículas, el n3mero de partículas se atenúa a medida que ellas no tienen la suficiente energía como para continuar la producci3n de nuevas partículas.

Es importante destacar que en realidad el disco posee un leve espesor y pequeñas curvaturas convexas en sus caras (en la cara frontal la curvatura es menos significativa) debido al tipo de partículas generadas. El espesor del disco medido en tiempo es de unos nanosegundos en el centro y microsegundos en los extremos. Este espesor está medido en tiempos porque representa la diferencia temporal entre las primeras y las últimas partículas en cada instante de la lluvia avanzando.

Si pudiéramos observar el frente de la cascada en un instante observaríamos que ese disco concentra cercano al eje a muones que mayoritariamente avanzarán sin interactuar y a numerosos electrones y rayos γ originados por partículas cercanas al eje. A medida que nos alejamos del centro el espesor del disco aumenta producto de partículas ampliamente dispersadas, la parte frontal constituido mayoritariamente por muones, que interactuaron poco; mientras que varios μ s después se encuentra la última de las partículas electromagnéticas.

Cuando examinamos las partículas involucradas en la lluvia, observamos que en el caso de que la partícula primaria sea un nucleón o un núcleo, la cascada comienza con una interacción hadrónica. A partir de ese punto, debido al tipo de partículas involucradas en la lluvia, podemos identificar dentro de ella a tres componentes de cascada: la *componente electromagnética*, la *componente muónica* y la *componente nucleónica* (Figura 3.1).

Tras la primera interacción, el número de hadrones aumenta en cada generación de interacciones con nuevas partículas; generando la mencionada componente nucleónica. Asimismo en cada creación de hadrones aproximadamente la mitad de la energía continúa en las partículas nucleares, en promedio la mayor parte es llevada por un solo nucleón de alta energía cerca del eje de la cascada. Al nivel del suelo llega entonces un muy pequeño número de nucleones, en proporción al resto de las partículas, pero varios con importante energía.

La componente muónica se origina a partir del decaimiento de los piones cargados producidos a partir de las interacciones hadrónicas en las sucesivas generaciones de partículas. Los π^+ y π^- de la generación inicial en su mayoría no decaen, sino que realizan nuevas interacciones. Después de algunas generaciones, las energías de los piones cargados individuales ha disminuido lo suficiente, y acorde a su vida media ($[2.6033 \pm 0.0005] \times 10^{-8}$ s [39]), es que comienzan a producirse los decaimientos



generando la cascada muónica compuesta por muones y sus correspondientes neutrinos. Los muones no se multiplican y se absorben muy lentamente por ionización, con lo cual la mayoría penetra hasta alcanzar el nivel del suelo.

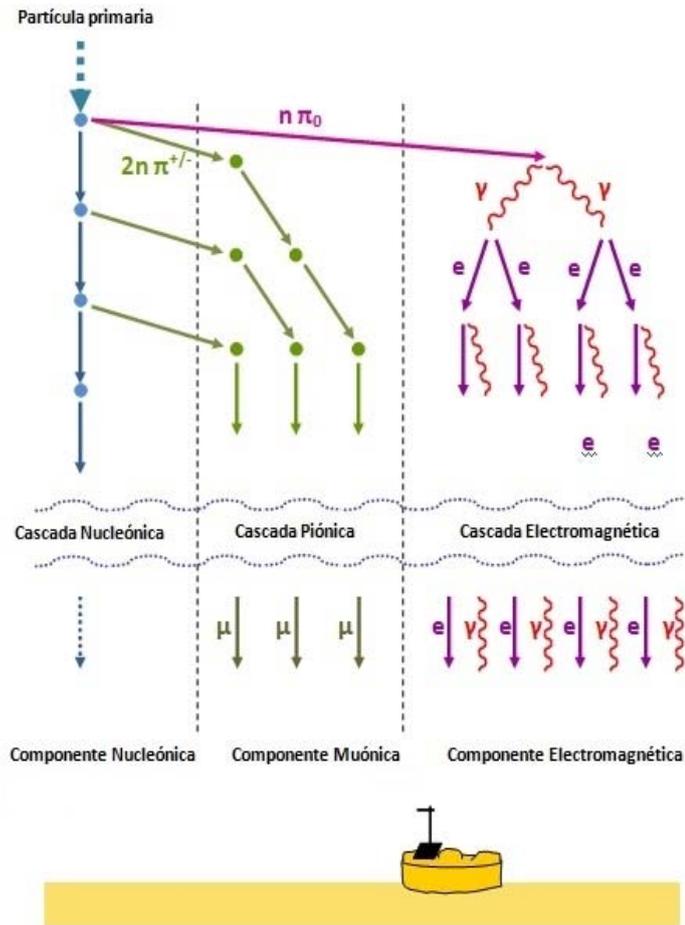


Figura 3.1: Diagrama esquem3tico mostrando los procesos principales en las cascadas. La componente nucle3nica se encuentra concentrada en un 3rea estrecha cercana al core mientras que las componentes mu3nicas y electromagn3ticas cubren un 3rea extensa. Dependiendo del tipo de partcula primaria, la energ3a y la inclinaci3n del eje de la cascada, se observar3 a nivel del suelo una distinta contribuci3n de cada una de las componentes.

La cascada electromagnética se produce debido a los numerosos π^0 surgidos también a partir de las interacciones hadrónicas. Estos tienen una breve vida media ($[8.4 \pm 0.5] \times 10^{-17}$ s [39]) de manera tal que la gran mayoría, antes de poder interactuar, decae en rayos γ de acuerdo a

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (3.2)$$

que a su vez, debido al proceso de creación de pares producto de la interacción con el campo nuclear de los átomos de la atmósfera, generan

$$\gamma \longrightarrow e^+ + e^- \quad (3.3)$$

Éstos leptones e^\pm a su vez generan fotones por radiación de *bremstrahlung*, nuevamente por la interacción con núcleos de átomos (de número másico A) de la atmósfera

$$e^- + A \longrightarrow e^- + A + \gamma \quad (3.4)$$

y más fotones por aniquilación

$$e^+ + e^- \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (3.5)$$

produciendo una numerosa cantidad de partículas. Estos procesos pueden verse claramente en el diagrama de la Figura (3.2)

Pese a que la generación de la componente electromagnética está dominada por creación de pares y *bremstrahlung*, eventualmente la energía promedio cae por debajo de un valor crítico ϵ_0 , en el cual los efectos de ionización son los relevantes en los mecanismos de pérdida de energía. Existen diversas definiciones del valor de ϵ_0 [40] de los cuales uno de los más aceptados toma la energía crítica como aquella a la que las pérdidas por longitud de radiación son iguales a la energía del electrón. El valor planteado es

$$\epsilon_0 = \frac{710 \text{ MeV}}{Z_{eff} + 0.92} \sim 86 \text{ MeV} \quad (3.6)$$

Se puede entonces categorizar el desarrollo de la lluvia en tres fases, la fase de crecimiento en la cual todas las partículas tienen energía mayor que ϵ_0 , la fase del máximo desarrollo X_{\max} , y la fase correspondiente a la cola de la lluvia dónde las partículas sólo pierden energía.

El número de partículas de la cascada electromagnética que llegan a la superficie es de varios órdenes de magnitud. Por ejemplo, para una lluvia vertical originada por un protón de 10^{11} GeV, hay alrededor de 10^{11} partículas secundarias con energía por encima de 90 keV que alcanzan la superficie

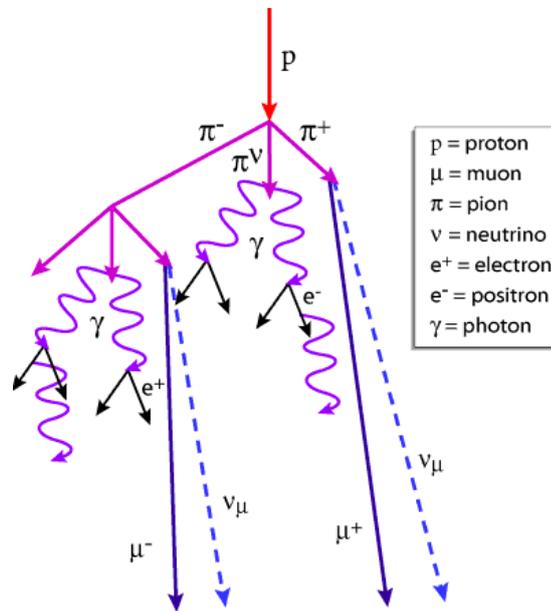


Figura 3.2: Diagrama representando la generaci3n de las nuevas part3culas secundarias.

terrestre. De esas part3culas el 99% son fotones, electrones y positrones. Su energ3a media es de alrededor de 10 MeV y transportan el 85% de la energ3a total que llega al nivel del suelo [41].

Es importante mencionar tambi3n que la cascada electromagn3tica se ve fuertemente influenciada por el 3ngulo de inclinaci3n de la lluvia. Para un 3ngulo de $\theta > 70^\circ$, la componente electromagn3tica se aten3a exponencialmente siendo completamente absorbida al nivel de la superficie. Para remarcar esto veamos que para una lluvia vertical al nivel del mar la profundidad es de 1030 g/cm^2 y una lluvia horizontal atraviesa 36 veces esa profundidad [42]. Consecuentemente para una lluvia de gran inclinaci3n, la mayor3a de la energ3a que llega a la superficie es aportada por muones.

En cuanto al ya mencionado X_{max} , que representa la profundidad del m3ximo desarrollo de la lluvia, debemos aclarar que depende de la energ3a total y de la masa del primario. Esto implica que el valor de X_{max} en lluvias originadas por un mismo tipo de primario crece coincidentemente aumenta la energ3a. Para un dado valor de energ3a se espera que una cascada producida por un n3cleo pesado tenga un desarrollo m3s r3pido que el producido por un prot3n primario. Esto es en parte debido a que los n3cleos pesados tienen una secci3n eficaz mayor y consecuentemente su probabilidad de interacci3n es mayor, lo cual se traduce en una mayor posibilidad de interactuar antes.

Incluso puede estudiarse el comportamiento de las cascadas generadas por núcleos pesados como una superposición de las generadas por los nucleones constituyentes. Para eso podemos usar el modelo de superposición como primer estimador del comportamiento medio de algunas propiedades de las lluvias. Podemos entonces por ejemplo aproximar la cascada generada por un núcleo de hierro de 56 nucleones, como una superposición de 56 lluvias originadas por nucleones primarios, donde cada uno de ellos tendría una energía equivalente a la 56-ava parte de la del núcleo de hierro primario. El principio de superposición será comprendido mejor a partir del Modelo de Heitler para cascadas que trataremos seguidamente.

Anticipemos, sin embargo, la cuantificación obtenida por el modelo de superposición de la afirmación del párrafo anterior que relaciona la composición con el valor de X_{\max} . La posición del X_{\max} para lluvias inducidas por protones aumenta en 55 g/cm^2 por cada década de energía, con lo cual al reducir la energía a la 56-ava parte el valor esperado de X_{\max} decrece en aproximadamente 100 g/cm^2 . Se espera entonces que un núcleo de hierro con una energía E tenga un X_{\max} de 100 g/cm^2 menor que el X_{\max} de un protón con la misma energía.

3.2. Modelización de la cascada

Comentaremos en esta sección el anteriormente mencionado Modelo de Heitler, un simple modelo para la modelización de cascadas. Continuaremos con una de sus exitosas aplicaciones: la determinación teórica de la tasa de elongación (en inglés *elongation rate*), que marca el cambio de X_{\max} con la energía, y su vinculación en la identificación de la composición de los primarios.

3.2.1. El Modelo de Heitler

Para poder deducir relaciones entre los parámetros de la lluvia, Heitler desarrolló un modelo muy simple que sirve como base para inferir conclusiones en el comportamiento de las cascadas electromagnéticas [51]. La idea consiste en modelizar la parte electromagnética de la cascada teniendo en cuenta que de esta manera se describirá a la mayoría de las partículas.

Los principales mecanismos de pérdida de energía en la cascada electromagnética son radiación de *bremmstrahlung* y producción de pares, por lo que el modelo supone que la partícula primaria atraviesa una cantidad de materia dada por la longitud de radiación X_0 característica del medio. El valor de X_0 está dado en buena aproximación por:

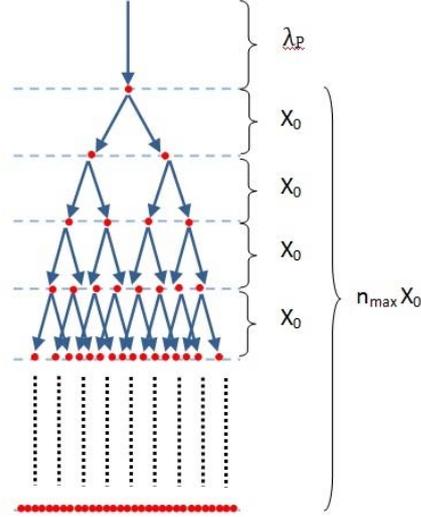


Figura 3.3: Esquema de la generaci3n de part3culas secundarias de la cascada electromagn3tica de acuerdo al Modelo de Heitler.

$$X_0 = \frac{716,4 A}{Z(Z + 1) \ln \frac{287}{Z}} , \quad (3.7)$$

donde Z es el n3mero at3mico y A es el n3mero m3sico. Teniendo en cuenta los valores promedio de sus constituyentes tenemos que el valor de X_0 en el aire es de 36.7 g/cm^2 . Ambos procesos producidos en la cascada generan un par de nuevas part3culas. A su vez, estas part3culas atraviesan una nueva X_0 generando un nuevo par cada una de ellas (hacer diagrama). Esto implica que de acuerdo a este modelo, transcurridos n_{max} pasos, la lluvia alcanza su m3ximo desarrollo produci3ndose $N_{max} = 2^{n_{max}}$ part3culas, a una profundidad atmosf3rica dada por $X_{max} = X_0 \cdot n_{max}$. A su vez, en ese instante cada una de las part3culas posee una energ3a E_p/ϵ_0 , donde E_p es la energ3a del primario y ϵ_0 es la m3nima energ3a necesaria para producir un nuevo par de part3culas. Teniendo en cuenta estas 3ltimas caracterizaciones podemos expresar a la profundidad a la cual la lluvia alcanza su desarrollo m3ximo por

$$X_{max} = X_0 \frac{\ln (E_p/\epsilon_0)}{\ln 2} \quad (3.8)$$

de donde se desprende claramente una dependencia logar3tmica con la energ3a del primario.

La particularidad de este modelo en relación al mecanismo de superposición es que nos permite inferir una expresión acorde también para núcleos más pesados. Recordando que lo anterior fue obtenido para una lluvia inducida por protones, en el caso de un primario de masa A , con energía inicial E_p idéntica al caso anterior, podemos pensar que esa energía se encuentra ahora distribuida en A nucleones.

En definitiva esto significa que una lluvia de Núcleo de masa A y energía E_p equivale aproximadamente a A lluvias de protones con energía $E = E_p/A$.

Aplicando esta idea sobre la expresión 3.8 obtenemos

$$X_{\max} = X_0 \frac{\ln (E_p/A \epsilon_0)}{\ln 2} = X_0 \frac{\ln (E_p/\epsilon_0)}{\ln 2} - X_0 \frac{\ln (A \epsilon_0)}{\ln 2} \quad (3.9)$$

que representa la estimación del modelo para la profundidad de máximo desarrollo de una lluvia originada por núcleo de masa A . Es evidente de esta última expresión, que el modelo reproduce la disminución en el valor de X_{\max} acorde aumenta la masa del primario.

3.2.2. El Teorema del *Elongation Rate*

Anteriormente hemos planteado el tema de la búsqueda en la determinación de la composición de los rayos cósmicos ultraenergéticos como uno de los intereses primordiales de los experimentos de rayos cósmicos. En los párrafos previos comentamos también que las lluvias originadas por primarios de diferente peso atómico, pero de igual energía, producen diferentes desarrollos longitudinales. Particularmente considerando el instante de máximo desarrollo de la cascada, esto nos conduce a pensar a X_{\max} como un buen candidato para identificar composición de la partícula primaria. Con esta idea como base es que surge uno de los más aceptados conceptos para determinar composición derivados del observable X_{\max} : la *elongation rate*.

Se define la *elongation rate* como

$$D_e = \frac{\delta \langle X_{\max} \rangle}{\delta \ln E} \quad (3.10)$$

que representa el cambio $\delta \langle X_{\max} \rangle$ respecto a la energía $\delta \ln E$. Para observar su influencia en la determinación de composición, calculemos los valores correspondiente a lluvias originadas por primarios de diferente masa.

Primero, ampliando la idea sugerida por el Modelo de Heitler, se propone para una lluvia inducida por protones una dependencia de X_{\max} con la energía del tipo

$$X_{\max} = \lambda_p + X_0 \ln (E / \langle n(E) \rangle) \quad , \quad (3.11)$$

donde se ha tenido en cuenta que la lluvia no es puramente electromagn3tica, por lo que debemos tener en cuenta el punto de primera interacci3n λ_p y la multiplicidad $\langle n(E) \rangle$.

En base a la definici3n de la *elongation rate*, obtenemos para esta modelizaci3n de la lluvia,

$$\begin{aligned} D_e &= \frac{\delta \langle X_{\max} \rangle}{\delta \ln E} = \frac{\delta (\lambda_p + X_0 \ln (E / \langle n(E) \rangle))}{\delta \ln E} = \\ &= X_0 \left(1 - \frac{\delta \ln (\langle n(E) \rangle)}{\delta \ln E} + \frac{\lambda_p}{X_0} \frac{\delta \ln \lambda_p}{\delta \ln E} \right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

que es la ecuaci3n definida por Linsley y Watson [52]. Parte de la modelizaci3n, coherente con la interpretaci3n de los modelos hadr3nicos, consiste en asumir como constante el t3rmino

$$B \equiv \frac{\delta \ln (\langle n(E) \rangle)}{\delta \ln E} - \frac{\lambda_p}{X_0} \frac{\delta \ln \lambda_p}{\delta \ln E}$$

En el caso en que el modelo de las interacciones hadr3nicas representa la multiplicidad de la forma $\langle n(E) \rangle = n_0 E^\Delta$, donde Δ es el factor de multiplicidad, tendremos este 3ltimo par3metro definido como

$$B \equiv \Delta - \frac{\lambda_p}{X_0} \frac{\delta \ln \lambda_p}{\delta \ln E} \quad , \quad (3.13)$$

por lo que arribamos a la expresi3n para la *elongation rate* de una lluvia de protones

$$D_e = X_0 (1 - B) \quad (3.14)$$

donde es evidente que ser3 una constante cuando B sea modelizada como constante.

En el caso en que la cascada sea producida por un n3cleo de peso at3mico A , apelamos nuevamente al modelo de superposici3n descrito anteriormente. Una lluvia originada por un n3cleo primario de masa A y energ3a $E = E_A$ se representa como A lluvias de protones con energ3a $E = E_A/A$ y longitud de primera interacci3n $\lambda_p(E_A/A)$. Por lo anterior, la multiplicidad correspondiente a la lluvia originada por el n3cleo A estar3 dada por $\langle n(E) \rangle = A n_0 (E_A/A)^\Delta$. Retomando entonces la expresi3n para la *elongation rate*, tendremos para una lluvia producida por un primario de masa at3mica A

$$D_e = X_0 \left(1 - \frac{\delta \ln (\langle n(E) \rangle)}{\delta \ln E} + \frac{\lambda_p(E_A/A)}{X_0} \frac{\delta \ln \lambda_p(E_A/A)}{\delta \ln E} \right),$$

y operando utilizando las propiedades de la derivación y del logaritmo, y utilizando la expresión (3.13) se llega a

$$D_e = X_0 \left(1 - B - \frac{\delta \ln A}{\delta \ln E} (1 + B) \right) = X_0 (1 - B) \left(1 - \frac{\delta \ln A}{\delta \ln E} \right) \quad (3.15)$$

Es evidente la interpretación de este último resultado en relación a la composición del primario: la *elongation rate* provee una medida del cambio del logaritmo de la masa promedio con la energía. También se deduce que si el flujo de rayos cósmicos estuviese dominado por una única especie de núcleos, el valor de D_e sería constante.

En la práctica se utiliza $D_{10} = 2,37 D_e$ para expresar en términos de logaritmo base 10 de energía. Los últimos resultados experimentales de X_{\max} [72], presentados como función de la energía de manera tal de apreciar la *elongation rate*, no evidencian una clara definición respecto a la composición de los primarios. El ajuste sobre las mediciones dieron como resultado $D_{10} = 106_{-21}^{+35} \text{ g cm}^{-2}$ para energías menores a $10^{18,24 \pm 0,05} \text{ eV}$, mientras que para energías mayores a este punto el resultado es $D_{10} = 24 \pm 3 \text{ g cm}^{-2}$.

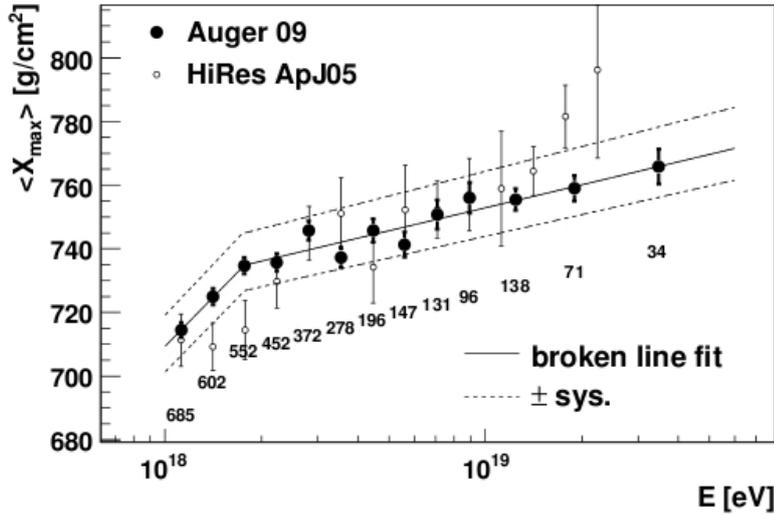


Figura 3.4: Variación de X_{\max} con la energía y visualización de la *elongation rate*. Últimos resultados experimentales del Observatorio Pierre Auger [72] y el ajuste sobre los datos. El número de eventos asociado a cada medida se muestra debajo de cada una de ellas. Se observa también, a modo de comparación, los valores reportados por el experimento HiRes.

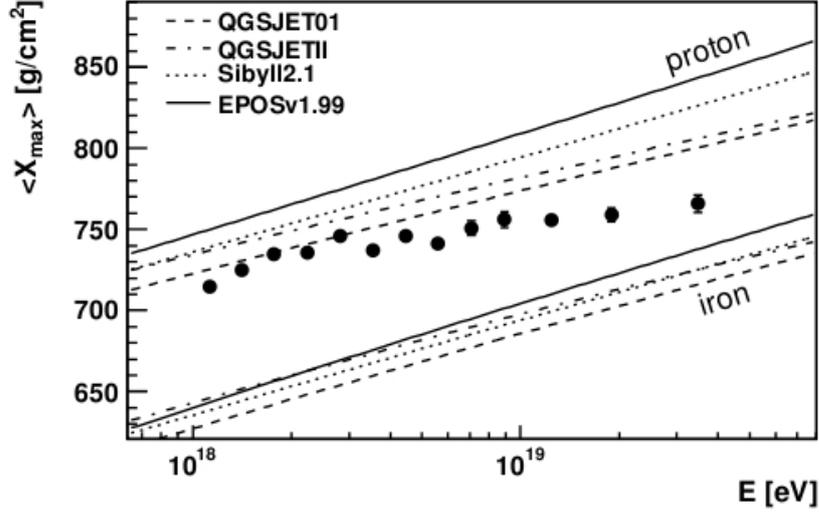


Figura 3.5: Variación de X_{\max} con la energía y visualización de la elongation rate. Últimos resultados experimentales Observatorio Pierre Auger [72] y comparación con las predicciones de las simulaciones para protón y hierro (iron) de acuerdo a varios modelos hadrónicos.

3.3. Detectores de Superficie: Determinación de los parámetros de la lluvia

En esta sección explicaremos cuales son los parámetros principales a determinar para las lluvias de ultra-alta energía inducidas en la atmósfera. Haremos un primer hincapié en aquellos parámetros obtenidos mediante detectores de superficie (SD) para luego referirnos en la sección siguiente al caso de los detectores de fluorescencia. No ahondaremos aquí en las características particulares de los detectores de superficie, pero recordemos que esta tesis de investigación se inscribe en el Observatorio Pierre Auger, donde los detectores de superficie son del tipo Cherenkov con agua superpura y tres fotomultiplicadores por tanque. Un desarrollo más exhaustivo de estos detectores se encuentra en el siguiente capítulo.

3.3.1. El eje y la dirección de la lluvia

La dirección del eje de la cascada es la misma que la del rayo cósmico primario. En el caso de arreglos de detectores de superficie, esta dirección es deducida de los tiempos de arribos relativos de las señales de al menos tres

detectores no alineados. Con la señal dejada en estos tres detectores, por una sencilla triangulación, se consigue una primera aproximación del centro de la única lluvia cuyo frente viajando a la velocidad de la luz tiene esas tres posiciones y tiempos de llegada.

Como ya fue planteado, las partículas se dispersan en un disco que aumenta en su radio hasta el momento en que se llega a un máximo desarrollo. Si el arreglo de detectores se encuentra a una profundidad adecuada, podrá detectar distintas señales en una extendida zona. Es por esta razón que los arreglos de superficie diseñados para detectar rayos cósmicos de energía mayor a 10^{19} eV deben construirse en regiones de altura comprendida en los equivalentes 750 g/cm^2 y los 1020 g/cm^2 . Esto es adecuado ya que la profundidad máxima promedio de lluvias provocadas por primarios con esas energías ocurre a alrededor de 750 g/cm^3 y para obtener valores precisos en la determinación de los parámetros es conveniente estudiar la lluvia desarrollada después del valor de X_{max} .

La mayor densidad de partículas se genera en la zona cercana al eje, y a medida que uno se aleja de él el número de partículas decrece sustancialmente. Los estudios de simulación de lluvias verticales predicen que la distribución es axialmente simétrica en el plano perpendicular al eje. Este punto ha tenido numerosas comprobaciones experimentales para un amplio rango de energía [43]. A modo de ejemplo se muestra la representación de un evento con estimaciones en energía de $21.7 \pm 1.4 \text{ EeV}$ e inclinación $5.2 \pm 0.4^\circ$, registrado con el arreglo de superficie del Observatorio Auger [44] (Figura 3.6).

La posición del eje de la cascada se determina aprovechando esta simetría circular en la densidad de las partículas cuando la lluvia es vertical. En el caso en que la lluvia no sea vertical, la posición del eje, el ángulo zenital θ y el azimutal ϕ , se determinan a partir de la ubicación de los detectores y la señal en cada uno de ellos. Utilizando la posición del centro y las densidades de señales, la distancia lateral al eje de la lluvia puede ser estimada para cada punto del arreglo. La reconstrucción se logra ajustando mediante métodos probabilísticos las densidades registradas en los detectores a los valores de una función de distribución lateral empírica - sobre la cual luego nos explayaremos- que permita reajustar la posición más probable del eje y el tamaño de la lluvia.

Una vez determinada la posición del eje es posible reajustar los tiempos de llegada al detector permitiendo la curvatura del frente de la lluvia, y que para la primera aproximación fue considerado plano. Esto provee una dirección más precisa y puede repetirse el proceso con estos nuevos datos.

Veamos más detalladamente cómo es el proceso de la reconstrucción angular [45]. El objetivo es determinar con precisión la dirección (θ, ϕ) . Como

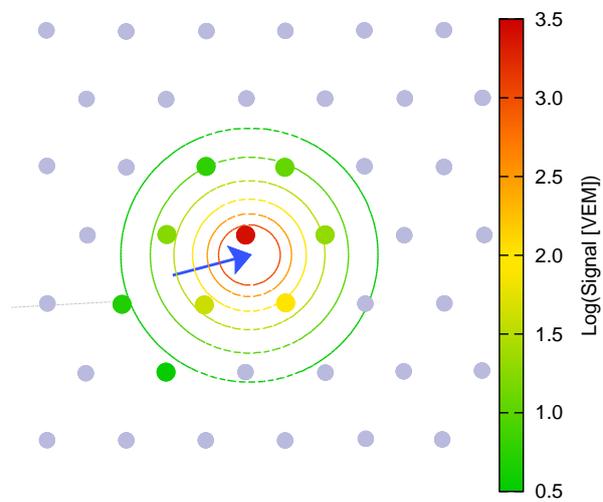


Figura 3.6: *Evento 10998100 detectado el 26 de enero de 2011 con el arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger. La flecha señala la posición estimada del core, los puntos la posición de los detectores Cherenkov y la escala cromática representa la intensidad de la señal en los detectores. Notar la distribución simétrica con respecto al eje.*

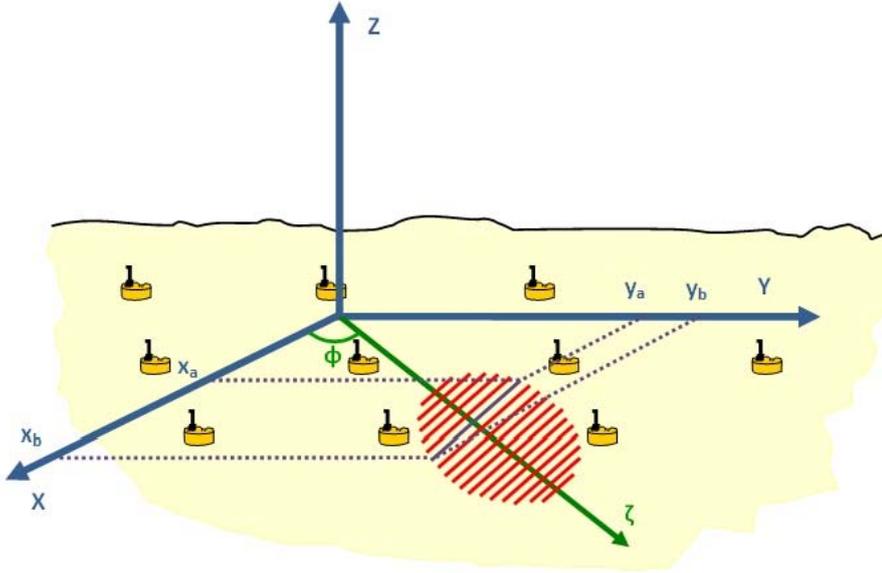


Figura 3.7: Diagrama representativo de la llegada del disco de lluvia y esquema del arreglo que permite la reconstrucción angular.

punto de partida se supone en la reconstrucción que el disco de la lluvia es plano, y conociendo las coordenadas de cada detector en el plano del arreglo (x_i, y_i) que pueden en la realidad ser determinadas con precisión de hasta 1 m en la actualidad gracias al uso de GPS. Entonces al suelo llegan simultáneamente un grupo de partículas formando unas “líneas equitemporales τ_i ” (Figura 3.7).

En base a geometría vemos que para los puntos (x_a, y_a) y (x_b, y_b) ubicados sobre la misma equitemporal se cumple

$$\tan \phi = \frac{\sin \phi}{\cos \phi} = \frac{x_a - x_b}{y_a - y_b} \quad (3.16)$$

o sea que

$$x_a \cos \phi - x_b \cos \phi = y_b \sin \phi - y_a \sin \phi \quad (3.17)$$

y reagrupando

$$x_a \cos \phi + y_a \sin \phi = x_b \cos \phi + y_b \sin \phi \quad (3.18)$$

Pero esto es válido para todos los puntos sobre la misma equitemporal τ_i , determinando una constante ζ_i para cada equitemporal, o sea

$$x_i \cos \phi + y_i \sin \phi = \zeta_i \quad (3.19)$$

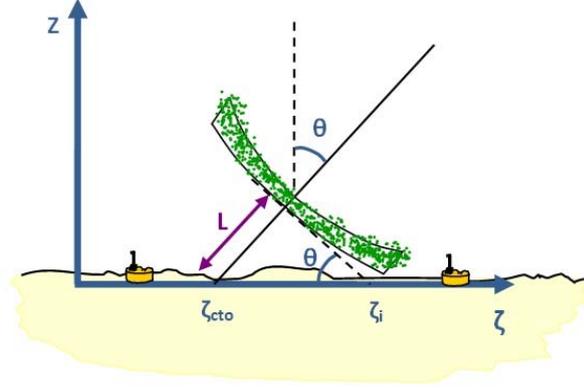


Figura 3.8: Corte transversal del disco de la lluvia observado en el plano $\zeta - Z$

Como podemos relacionar claramente a ζ con la direcci3n provista por el ángulo ϕ , tenemos la posici3n de la equitemporal τ_i en la direcci3n ζ , que es la correspondiente al eje trazado en la direcci3n ϕ . Llamando ζ_{cto} a la equitemporal correspondiente al centro del disco (Figura 3.8), T_{cto} al tiempo de arribo en el centro de la lluvia de coordenadas (X_{cto}, Y_{cto}) , y t_i^{esp} el tiempo esperado de arribo de la partícula a un detector situado en (x_i, y_i) ; tenemos que la diferencia de tiempos entre T_{cto} y t_i es

$$t_i^{esp} - T_{cto} = \frac{L}{c} = \frac{(\zeta_i - \zeta_{cto}) \sin \theta}{c} \quad (3.20)$$

Mediante operaciones algebraicas triviales y el uso de los cosenos directores u y v dados por

$$u = \sin \theta \cos \phi \quad , \quad v = \sin \theta \sin \phi \quad (3.21)$$

se arriba f3cilmente a

$$t_i^{esp} = T_{cto} + \frac{(x_i - X_{cto})u + (y_i - Y_{cto})v}{c} \quad (3.22)$$

El tiempo real en que se dispara la señal de arribo en cada detector ser3 t_i . La diferencia de tiempo Δt_i entre el tiempo de comienzo de la señal, y el esperado por la teoría acorde a los par3metros u y v para una dada geometría de lluvia puede ser escrito como:

$$\Delta t_i = t_i - t_i^{esp} = t_i - \left(T_{cto} - \frac{u(x_i - X_{cto}) + v(y_i - Y_{cto})}{c} \right) \quad (3.23)$$

La posición en el suelo del centro de la lluvia (X_{cto}, Y_{cto}) se determina por el baricentro de todos los tanques que dispararon señal, pesada por la raíz cuadrada de sus señales, que en el caso de las partículas primarias de muy alta energía posee una precisión típica de 150 m.

Los parámetros que nos interesaba ajustar, T_{cto} , θ y ϕ se obtienen minimizando la expresión

$$\chi^2 = \sum_i^n \frac{(\Delta t_i)^2}{(\sigma_{t_i})^2} \quad (3.24)$$

donde σ_{t_i} representa la incerteza al medir el tiempo de llegada t_i . Más adelante haremos un análisis más completo acerca de lo que representa σ_{t_i} .

El ajuste angular está fuertemente basado en las medidas del tiempo de arribo t_i . En las medidas experimentales se busca una gran muestra de datos colectados que permitan estudios detallados de tiempos de medidas hechas por detectores de superficie, y su impacto en la reconstrucción angular.

La sincronización de tiempo entre detectores es de alta importancia, y se realiza analizando los trazos de muones singulares, que son usados como calibración por mostrar una señal limpia con *risetime* de alrededor de 10 ns.

3.3.2. La Energía de la partícula primaria

Los detectores de superficie también permiten estimar la energía del primario a partir de interpolar y/o extrapolar cantidades relacionadas a las señales en los detectores. La unidad de medida elegida para expresar la señal recolectada por una estación de superficie es el muón vertical equivalente (*Vertical Equivalent Muon* - VEM) [73], que corresponde a la señal promedio que deja un muón atmosférico que atraviesa verticalmente el tanque por su centro.

El arreglo experimental da información de la densidad de partículas en los puntos correspondientes a la localización de los detectores. A estos puntos se le ajusta una función $S(r)$ que representa en el caso de Auger, la señal en los detectores Cherenkov como función de la distancia al eje r y se la conoce como función de distribución lateral. Conocidos los parámetros que regulan $S(r)$, la energía del primario se estima evaluando esa función de densidad a una dada distancia del centro.

Aunque el desarrollo longitudinal fluctúa en cada lluvia, y consecuentemente el número N de partículas al nivel de la superficie dado por

$$N = \int 2\pi\rho(r)dr \quad (3.25)$$

fluctúa también considerablemente, se ha planteado [46] que la fluctuación de la densidad de partículas de las lluvia muy lejos del centro es muy

grande debido a que las medidas de la densidad de part3culas son bajas y las fluctuaciones son proporcionalmente mayores. Muy cerca del centro, las fluctuaciones son tambi3n grandes debido a la gran fluctuaci3n en el punto de primera interacci3n. Pero hay una distancia 3ptima al centro de la lluvia d3nde las fluctuaciones son m3nimas. Esta distancia se estima para cada arreglo de acuerdo a su espaciamiento entre detectores, por ejemplo en el caso de Haverah Park y AGASA era $r_0 = 600$ m y en el caso del Observatorio Auger $r_0 = 1000$ m.

Diversas simulaciones Monte Carlo de desarrollos de cascadas han confirmado esto y ahora es ampliamente aceptado que la densidad lejos del eje de la lluvia depende levemente del modelo de interacci3n hadr3nica o de la composici3n del primario, y puede realmente ser usado como estimador de la energ3a.

Una estimaci3n preliminar de la energ3a del primario es [47]:

$$E_0[eV] = 0.12 \times 10^{18} \times \left(\sqrt{1 + 11.8 (\sec \theta - 1)^2} S(1000)_{AUGER} \right)^{1.05} \quad (3.26)$$

donde la funci3n lateral de distribuci3n $S(r)$ est3 medida en VEM. De acuerdo a esta expresi3n, una lluvia vertical producida por un primario de energ3a 10^{19} eV producir3a a 1000 m una se3al de 67.5 VEM.

3.3.3. La funci3n de distribuci3n lateral

Con el objeto de complementar la se3al en los detectores de superficie, se construye la funci3n de distribuci3n lateral (LDF): una funci3n que refleja el desarrollo lateral de la lluvia al nivel del suelo. Esta funci3n ajusta con sus par3metros libres a la se3al integrada de los detectores SD.

Diversa informaci3n puede obtenerse del ajuste resultante. Adem3s de la energ3a, obtenida mediante la anterior ecuaci3n, la LDF permite conocer la estructura de la lluvia. 3sta informaci3n surge a partir de que primarios de diferente composici3n, desarrollan su m3ximo de lluvia a diferentes alturas y consecuentemente esto determina la distribuci3n de las part3culas que llegan a la superficie. Las funciones de distribuci3n lateral reflejan esta situaci3n ya que las pendientes que marcan el decrecimiento son mucho menos pronunciadas para estos casos. De manera similar se encuentra que para lluvias desarrolladas a mayor profundidad las funciones de distribuci3n lateral poseen un decrecimiento mas marcado.

Por todo lo anterior resulta de gran importancia encontrar la funci3n de distribuci3n lateral que mejor describa los datos. Un grupo de la colaboraci3n del Observatorio Pierre Auger, a partir de simulaciones de lluvias realizadas con AIRES/QGSJETS01 ([100], [101], [102]) en el rango $E = 1 - 100 EeV$

($1EeV = 10^{18}eV$), y para $\theta = 0-60^\circ$ y procesadas con programas de reconstrucción [48]; parametrizaron la función lateral de distribución como $S(r) = E^{0.95} \cdot 10^{A+Bx+Cx^2}$ con $x = \log(r/1000)$ y determinaron los parámetros A, B y C como función de θ .

Además de las simulaciones, dedujeron la función lateral de distribución a partir de los primeros datos experimentales del Observatorio Auger [49]. Se utilizaron eventos con dirección menor a 60° , y con al menos 6 detectores que detectaran señales mayores a 3 VEM. Se aproximaron como funciones laterales de distribución tres posibles candidatas:

- Una simple Ley de Potencias:

$$S(r) = S(1000)(r/1000)^{-\nu} \quad (3.27)$$

donde la dependencia con θ está en el índice $\nu = a + b \sec \theta$

- Una función tipo NKG (Nishimura-Kamata-Greisen):

$$S(r) = const. \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-\beta-0.2} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-\beta} \quad (3.28)$$

donde $\beta = a + b \sec \theta$ y $r_s = 700$ m.

- Una función inspirada en las simulaciones

$$S(r) = E^{0.95} \cdot 10^{A + Bx + Cx^2} \quad (3.29)$$

Los resultados demostraron que dentro de los errores no hay una tendencia aparente que permita elegir una de las funciones como la mejor. Lo que significa que todas describen correctamente los datos disponibles. Sin embargo estudios previos [50] demuestran que una ley de potencias pura no describe las señales a grandes distancias del centro de la lluvia.

En el caso del Observatorio Pierre Auger, se ha oficializado el uso de una función del tipo NKG de la forma (3.29) tanto para simulaciones como para análisis de eventos. Sobre este punto volveremos en el capítulo 8.

3.4. Detector de Fluorescencia: Determinación de los parámetros de la lluvia

Teniendo en cuenta las características híbridas del Observatorio Pierre Auger, es que desarrollaremos en esta sección la manera en que se determinan los parámetros de las lluvias mediante los detectores de fluorescencia

(FD). Al igual que respecto a los detectores de superficie, una descripci3n pormenorizada de los detectores de fluorescencia se encuentra en el cap3tulo siguiente.

Anticipemos s3lo lo necesario para comprender esta secci3n: los detectores FD est3n compuestos por c3maras de fotomultiplicadores (PMT's) que detectan la luz de fluorescencia emitida por las desexcitaciones de 3tomos de Nitr3geno del aire producidas tras las interacciones con las part3culas secundarias y la luz de efecto de Cherenkov por la propagaci3n de las part3culas en la atm3sfera.

3.4.1. Geometr3a de la lluvia

La reconstrucci3n de la lluvia medida con los detectores de fluorescencia comienza con un algoritmo que determina la importancia de se3al en los fotomultiplicadores por sobre el ruido.

Habiendo determinado que la se3al en los PMT (cada PMT act3a como un p3xel de la c3mara) corresponde a un evento, se comienza con la reconstrucci3n de la geometr3a; utiliz3ndose para ello el pulso medido de tiempo en cada p3xel i (t_i^{med}), definido como el centroide del pulso encontrado; y la se3al total integrada de ese p3xel (w_i). Un nuevo algoritmo determina cu3les son los p3xeles vinculados a la figura del trazo de la lluvia obtenida en la c3mara y descarta nuevos posibles p3xeles con ruido.

El paso siguiente es determinar el plano detector-lluvia, *shower-detector plane* (SDP), es decir el plano que contiene a la lluvia y al trazo de se3al en la c3mara, para lo cual se utiliza el vector normal de cada p3xel (\vec{p}_i) con se3al (Figura 3.9). La precisa determinaci3n se logra minimizando la expresi3n

$$Q^2 = \sum_i w_i | \vec{p}_i \cdot \vec{n} | \quad , \quad (3.30)$$

donde \vec{n} es el versor normal al plano SDP, considerando que Q^2 es nulo en el caso ideal.

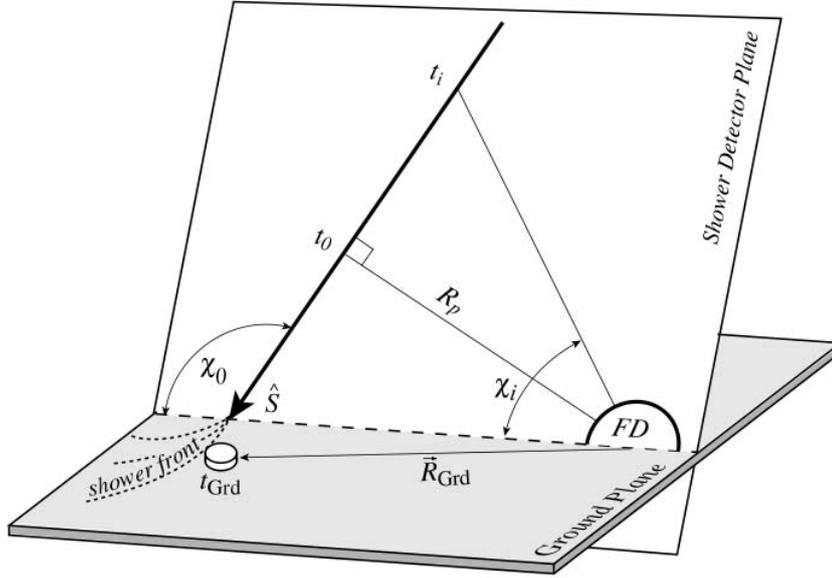


Figura 3.9: *Parámetros involucrados en la determinación del Shower Detector Plane*

La determinación de la geometría de la lluvia se completa conociendo la posición de la lluvia dentro del SDP, el parámetro de impacto R_p , el instante de tiempo correspondiente t_0 y el ángulo entre el eje de la lluvia y la horizontal del suelo χ_0 . La dirección en que apuntan los píxeles puede ser expresada en términos de cada ángulo de elevación χ_i , y se logra minimizando

$$\chi^2 = \sum_i w_i \left(\frac{t_i - t_i^{med}}{\sigma_{t_i}} \right)^2 \quad (3.31)$$

donde t_i es la expresión teórica para el pulso de tiempo

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \cdot \tan \left(\frac{1}{2} \cdot (\chi_0 - \chi_i) \right) \quad (3.32)$$

La correlación entre las variables es grande, ya que una pequeña variación en el ángulo de elevación χ_0 induce un gran cambio en los otros dos parámetros. Este inconveniente se soluciona incorporando información temporal de un detector de superficie, y es uno de los fuertes de los modo de detección híbridos. Suponiendo que el frente de la lluvia dispara la medida de cada detector de superficie, a un tiempo

$$t_{Grd}^{med} = t_0 + \frac{1}{c} \vec{R}_{Grd} \cdot \vec{n} \quad (3.33)$$

donde \vec{R}_{Grd} es la posici3n del tanque con respecto al detector de fluorescencia y \vec{n} es la direcci3n de la lluvia. En las detecciones h3bridas, el tanque elegido para esta correlaci3n es el que se encuentra dentro de un c3rculo de radio de 2 km centrado en la intersecci3n del eje la lluvia y el suelo. En la mayor3a de los casos el tanque con mayor se1al es el que suele cumplir estos requerimientos.

3.4.2. Determinaci3n de la Energ3a del primario

Utilizando detectores de fluorescencia, la energ3a de la part3cula primaria se determina aprovechando la fuerte correlaci3n que existe entre ella y la energ3a depositada en la atm3sfera; considerando a su vez que esta 3ltima se deduce del n3mero de fotones detectados. Los detectores de fluorescencia, pese a su denominaci3n, perciben adem3s de la luz de fluorescencia de la desexcitaci3n de las mol3culas de Nitr3geno, la radiaci3n de fotones Cherenkov, estos 3ltimos producidos porque las part3culas se propagan a velocidades mayores que la de la luz en el aire. Estos fotones, de diferentes longitudes de onda, pueden experimentar dispersi3n Rayleigh y dispersi3n Mie, y la absorci3n de la atm3sfera. Debido a este punto, resulta de suma importancia el preciso conocimiento de las condiciones locales de la atm3sfera en los instantes de medici3n, y fue esto lo que motiv3 fuertemente la estructura de este trabajo de investigaci3n.

Ya se coment3 en esta subsecci3n que la cantidad de luz de fluorescencia es linealmente proporcional a la energ3a depositada por las part3culas a lo largo de la propagaci3n por la atm3sfera, que a su vez es proporcional a la energ3a del primario. La clave est3 entonces en establecer el n3mero de fotones que alcanzan los p3xeles de la c3mara..

El n3mero de fotones de fluorescencia producido por la lluvia est3 dada por

$$N_{\gamma}^f(X_i) = Y_i^f \frac{dE}{dX_i} \quad (3.34)$$

donde Y_i^f es el *fluorescence yield*, el factor que establece la producci3n de fotones de fluorescencia, y $\frac{dE}{dX_i}$ refiere a la energ3a depositada a la profundidad atravesada X_i .

Cuando los fotones sufren dispersi3n del tipo Rayleigh o Mie, s3lo una fracci3n T_i del total de fotones producidos alcanzan el detector. La luz de fluorescencia emitida alcanza el detector en el tiempo t_i (Figura 3.10). Dada la eficiencia ϵ del detector, y la apertura A ; el flujo de luz de fluorescencia y_i^f medido es

$$y_i^f = \frac{A\epsilon T_i}{4\pi r_i^2} Y_i^f \frac{dE}{dX_i} \quad (3.35)$$

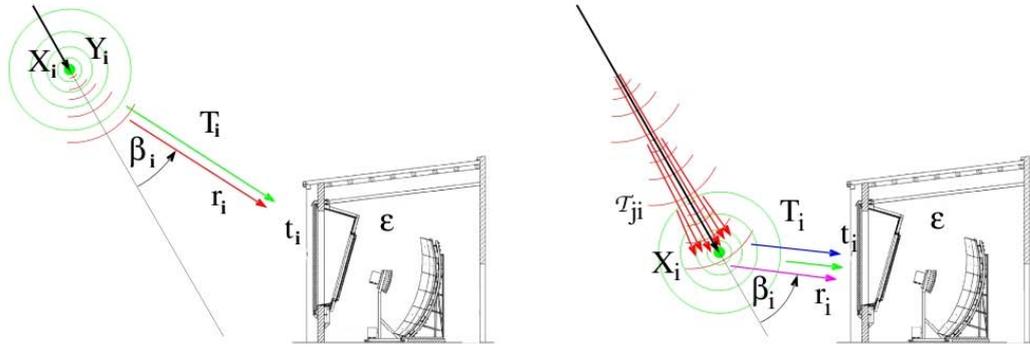


Figura 3.10: Esquema del flujo de luz percibido por los detectores FD, cuando la llegada es directa (izq) y cuando hay dispersión Rayleigh o Mie (der). Se observan las contribuciones al flujo por luz de fluorescencia isotrópica (verde), luz de Cherenkov directa (rojo), luz Cherenkov dispersada por efecto Rayleigh (azul) o Mie (fucsia).

Por otra parte el número de fotones Cherenkov que alcanzan el detector está ligado al factor de producción de los mismos, denominado similarmente *Cherenkov yield* y representado como Y_i^C . El valor de esta cantidad es también proporcional a $N_e(X_i)$ que representa el número de partículas cargadas por encima de una cierta energía, y que es en buena aproximación el número de electrones y positrones. La expresión entonces que define al número de fotones Cherenkov está dada por

$$N_\gamma^C(X_i) = Y_i^C N_e(X_i) \quad (3.36)$$

Si denominamos $f_C(\beta_i)$ a la fracción de fotones emitidos a un ángulo β_i (Figura 3.10) con respecto al eje de la lluvia, el flujo de luz Cherenkov medido será

$$y_i^C = \frac{A\epsilon T_i^i}{4\pi r_i^2} f_C(\beta_i) Y_i^C N_e(X_i) \quad (3.37)$$

Pese a que los fotones Cherenkov son emitidos en un estrecho cono a lo largo de la dirección de las partículas que los generan, cubren un considerable rango angular con respecto al eje de la lluvia. Esto es debido a que la partículas cargadas son desviadas de la dirección del primario debido a dispersión múltiple. Este cono de luz de Cherenkov puede sufrir también dispersión y alcanzar a su vez al detector. En definitiva, puede suceder que una fracción $f_s(\beta_i)$ de este cono es dispersada y resulta percibida por el detector, contribuyendo significativamente al flujo total de luz recibida.

Una simple aproximaci3n para estimar la luz resultante de este fen3meno de dispersi3n de luz Cherenkov, puede hacerse considerando el n3mero de fotones producidos por el haz a una profundidad X_i como la suma de luz Cherenkov producida en las profundidades anteriores X_j atenuada por un factor τ_{ji} . Este n3mero se expresa entonces como

$$N_\gamma^{Cdisp}(X_i) = \sum_{j=0}^i \tau_{ji} Y_j^C N_e(X_j) \quad (3.38)$$

Tenemos entonces que el flujo de luz percibida en los detectores de fluorescencia posee tres or3genes: la luz proveniente de la desexcitaci3n del Nitr3geno y_i^f , la proveniente de directamente de efecto Cherenkov y_i^C y la correspondiente tambi3n a efecto Cherenkov pero habiendo sufrido dispersi3n previa y_i^{Cdisp} . Por lo cual diremos el flujo total de luz es

$$y_i = y_i^f + y_i^C + y_i^{Cdisp} \quad (3.39)$$

Para obtener la energ3a depositada en la atm3sfera se considera la energ3a cedida por electrones ($\frac{dE}{dX_i}$) relacionada a su vez con el n3mero de electrones medidos $N_e(X_i)$ mediante

$$\frac{dE}{dX_i} = N_e(X_i) \int_0^\infty f_e(E, X_i) \frac{dE}{dX_e(E, X_i)} dE \quad (3.40)$$

donde $f_e(E, X_i)$ representa la distribuci3n normalizada de la energ3a y $\frac{dE}{dX_e(E, X_i)}$ es la p3rdida de un electr3n con energ3a E . La distribuci3n de la energ3a $f_e(E, X_i)$ no depende ni de la energ3a del primario ni de su composici3n y por lo tanto la expresi3n anterior puede simplificarse a

$$\frac{dE}{dX_i} = N_e(X_i) \alpha_i \quad (3.41)$$

donde α_i es la energ3a media depositada por electr3n cuando la edad de la lluvia est3 dada por $s_i = 3/(1 + 2X_{\max}/X_i)$ donde X_{\max} es el m3ximo de la lluvia.

En general los detectores de fluorescencia, debido al campo de apertura que poseen, no son capaces de observar completamente el desarrollo total de la lluvia. Dado que para el c3lculo de la contribuci3n de Cherenkov y la energ3a se requiere el perfil completo, la extrapolaci3n a las profundidades fuera del campo de visi3n se hace con una funci3n del tipo Gaisser-Hillas, que da una excelente descripci3n de los datos de fluorescencia existentes. La funci3n de Gaiser-Hillas tiene la forma

$$f_{GH}(X) = \frac{dE}{dX_{\max}} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{(X_{\max} - X_0)}{\lambda}} e^{-\frac{(X_{\max} - X)}{\lambda}} \quad (X > X_0), \quad (3.42)$$

donde X_{\max} es la profundidad a la cual la lluvia deposita el máximo de energía dE/dX_{\max} . La fracción de energía inicial que adquieren las partículas de la componente electromagnética de la cascada está dada por

$$E_{em} = \int_0^{\infty} f_{GH}(X)dX \quad (3.43)$$

Si bien la mayor parte de la energía del primario se deriva en la vertiente electromagnética, definitivamente otras partículas generadas deben tenerse en cuenta en el momento de inferir el valor de la energía total. Se aplica entonces un factor de corrección f_{inv} que depende de la energía, obtenido a partir de simulaciones. La energía total del primario es entonces

$$E_{primario} = f_{inv}E_{em} \quad (3.44)$$

A modo de resumen diremos entonces que la energía, mediante detectores FD, se obtiene a partir de relacionar la señal en los píxeles con el número de fotones, a su vez considerando que provienen de las desexcitaciones moleculares de Ni, y del efecto Cherenkov. Con estas medidas, y utilizando la función de Gaiser-Hillas, se estima la energía de la componente electromagnética y a través de un factor de proporcionalidad se calcula la energía del primario.

Capítulo 4

El Observatorio Pierre Auger

Esta Tesis Doctoral está realizada dentro del marco del Observatorio Pierre Auger, lo que permitió el acceso a la base de datos, el software oficial, y notas y resultados. Es relevante entonces conocer las características del Observatorio Pierre Auger, de manera tal de comprender mejor el trabajo realizado y los resultados obtenidos.

4.1. Características generales del Observatorio Auger

El Observatorio Pierre Auger [22], [53], [54] fue concebido para medir el flujo, la distribución en la dirección de arribo, y la composición de masa de rayos cósmicos de ultra-alta energía. Fue diseñado para operar en el rango de energías mayores a 10^{18} eV, coleccionar una gran estadística de datos de esas lluvias, y poder tener también una exposición a todo el cielo.

Se encuentra ubicado en las cercanías de la ciudad de Malargüe en Mendoza, Argentina; comenzó a construirse en el año 2000 y desde 2008 funciona completamente. La elección de este sitio estuvo ligada a la altura sobre el nivel del mar (entre 500 m y 1500 m) para observar la lluvia después del máximo desarrollo, características de cielo límpido y con escaso promedio de nubosidad, y ubicación entre los 40° y 75° de latitud Sur. Su diseño cubre un área de 3000 km^2 de detección (Figura 4.1) utilizando 1600 detectores de superficie y 4 detectores de fluorescencia.

El sello distintivo del Observatorio Pierre Auger es su capacidad, única entre todos los observatorios de rayos cósmicos construidos hasta el presente, de trabajar en un modo de detección híbrido. Hablamos de la naturaleza híbrida de la detección debido a la observación simultánea de las lluvias mediante el uso de los dos tipos de detectores mencionados : arreglo de detectores de

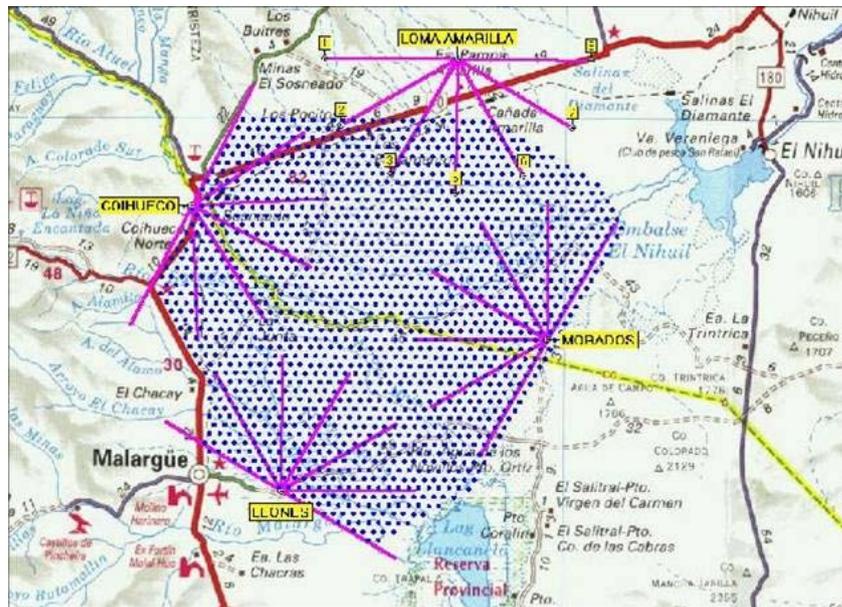


Figura 4.1: *Distribución del arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger Sur en la Provincia de Mendoza, Argentina. Los lugares identificados como Loma Amarilla, Los Leones, Los Morados y Coihueco corresponden a los sitios donde se emplazan los detectores de fluorescencia.*

superficie y detectores de fluorescencia.

El método de detección híbrido permite, como se desprende de las secciones 3.3 y 3.4, conocer con mayor facilidad y precisión los parámetros más relevantes de las lluvias. El diseño del sitio sur del Observatorio contempla un polígono que abarca el área total de detección en el que se encuentran diseminados de manera regular los tanques de SD. A su vez, sobre pequeños cerros o lomas situados en el perímetro del polígono, y aproximadamente equiespaciados entre sí, se encuentran los cuatro edificios de fluorescencia que contienen 6 cámaras cada uno. Esta distribución de los arreglos de superficie y de fluorescencia permite que la mayor parte de las cascadas detectadas por el FD sean a la vez detectadas por el SD,

Una referencia importante es que los fotomultiplicadores de los detectores de fluorescencia están optimizados para operar con baja intensidad de luz y cubren el rango de longitud de onda entre 300 nm - 400 nm. Esto conlleva a que el arreglo de FD sólo puede ser utilizado en noches claras de baja actividad lunar por lo que tiene un ciclo útil de sólo el 10%, aunque sus datos pueden utilizarse para calibrar la escala de energía del SD. Por otro lado, los detectores de superficies no sufren ese problema, por lo que su ciclo

de utilidad es del 100 % del tiempo.

4.2. El arreglo de detectores de superficie

Los detectores de superficie registran la llegada al suelo de las partículas secundarias de la lluvia. Debido a que la probabilidad de detectar una lluvia generada por un primario de 100 EeV es del orden 1 por siglo por km^2 (Capítulo 1), y a que la cantidad de partículas secundarias y a su dispersión en este rango de energías, es necesario un arreglo de detectores que cubra una gran extensión. En el caso del Observatorio Auger las estaciones de detección son estaciones Cherenkov de agua espaciados por 1.5 km en una grilla regular sobre el terreno.

La forma de los tanques es cilíndrica, con una superficie superior de 10 m^2 y una altura de 1.2 m (Figuras 4.2, 4.3). En ese volumen disponible se sitúa una bolsa de tres capas (denominada *liner*); y recubierta en su parte interior de Tyvek plástico negro, un material óptimo para la reflexión de fotones, que se llena con 12 m^3 de agua ultra-pura. En ese medio es donde se produce la luz de radiación Cherenkov. Se utiliza agua ultra-pura de manera tal que se mantengan sus propiedades durante el tiempo de vida del experimento, estimado en 20 años.

Para coleccionar la luz Cherenkov se utilizan tres fotomultiplicadores XP1805 Photonis de 24 cm de diámetro aproximado y forma semiesférica. Estos fotomultiplicadores están instalados en la tapa superior y mirando hacia adentro del tanque. Están apoyados sobre tres ventanas de polietileno traslúcido que se encuentran en la bolsa que contiene el agua ultra-pura, y a partir de los cuales pueden recibir los fotones Cherenkov. A estos fotomultiplicadores los denominaremos sPMT para indicar su uso en los detectores de superficie y diferenciarlos de los fPMT utilizados en los detectores de fluorescencia.

Las señales en cada PMT son tomadas del ánodo y del último dínodo. La señal del último dínodo es amplificada por un factor 32, extendiendo de esta manera el rango dinámico y permitiendo ampliar la medida de unos pocos fotoelectrones hasta aproximadamente 10^5 .

La señal ánodo-dínodo se filtra y digitaliza a 40 Mhz usando un Conversor rápido análogo digital (Flash Analog Digital Converters FADCs) que además determina la línea base de la señal y sus posibles fluctuaciones.

El tanque tiene además una antena de comunicaciones para enviar los datos coleccionados a la estación central de colección de datos, una antena de posicionamiento global satelital (GPS), una caja que protege la electrónica de los detectores y la de la comunicación; y un pequeño panel solar y una batería de 12 V que son quienes combinadamente proveen 10 W de potencia



Figura 4.2: Imagen de uno de los detectores Cherenkov de superficie.

para el normal funcionamiento.

4.2.1. Calibración de los tanques Cherenkov

El proceso de calibración es obviamente imprescindible en todos los experimentos. La particularidad en los experimentos de esta envergadura, es que por la gran cantidad de detectores y su dispersa ubicación, debe hacerse de forma automática en cada detector. Además debe poder realizarse independientemente de que todos los PMT estén en funcionamiento. La calibración debe considerar que la señal producida en una estación depende de varios parámetros: la pureza del agua, la reflectividad en el *liner*, la ganancia de los PMT, la ganancia del último dínodo y la ganancia dínodo-ánodo amplificada.

Como ya fue establecido en el capítulo anterior, la señal en los detectores se expresa en VEM (*Vertical Equivalent Muon*). La distribución de luz producida por estos muones en el *liner* produce una señal caracterizada por un pico inicial producto del algoritmo de disparo y un pico secundario relacionada al VEM (Figura 4.4). Estrictamente, la suma de las cargas en todos los fotomultiplicadores corresponde al total depositado en el tanque, mientras que sPMT individuales son sensibles solo a una fracción de la señal. De

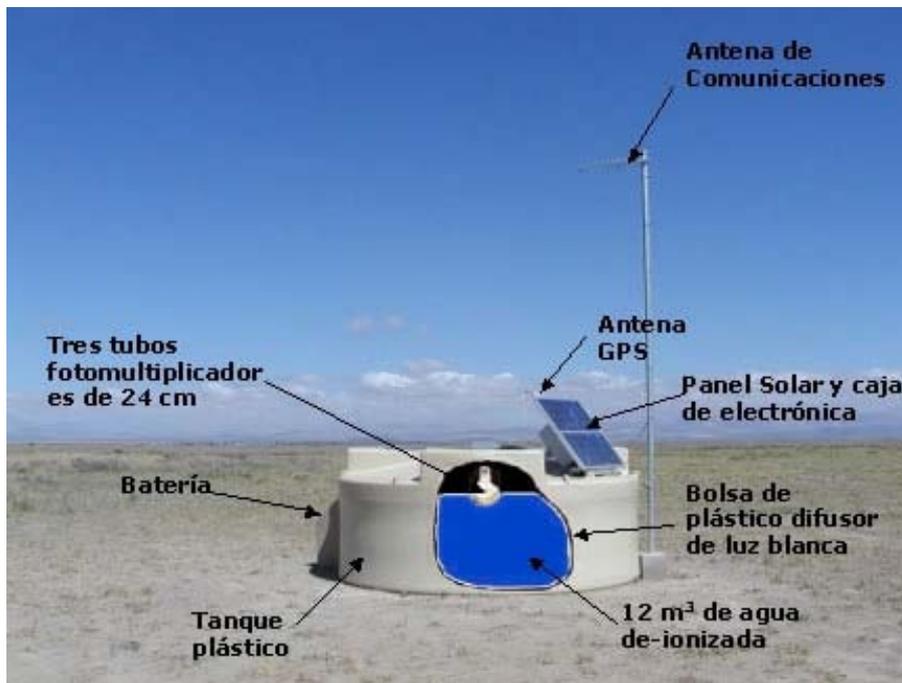


Figura 4.3: Diagrama de un detector de superficie y sus componentes.

modo que, si la señal fue medida por todos los PMT, el pico corresponde aproximadamente a 1.09 VEM, mientras que resulta 1.03 ± 3 VEM para PMT individuales. Para determinar con precisión la llegada de muones verticales se utilizan centelleadores correlacionados en la parte superior e inferior de un tanque de referencia.

Considerando además que el flujo de muones atmosféricos es muy abundante y prácticamente continuo, la calibración puede realizarse en cualquier momento. Aprovechando esta posibilidad, los tanques SD se calibran una vez por minuto para monitorear las fluctuaciones de la respuesta de la estación con el tiempo o las fluctuaciones de la respuesta entre estaciones.

4.2.2. *Trigger* y Adquisición de Datos

La digitalización de las seis señales (dos por sPMT) de una estación SD a 40 Mhz y 10 bits genera cerca de 300 MB por segundo de información. Si todos los detectores generan señal simultáneamente, el caudal de datos a procesar resulta ser de 4.7 GB por segundo. Sin embargo la mayoría de estos datos corresponden principalmente a muones atmosféricos y cascadas de muy baja energía, todos eventos que no resultan de interés dentro del

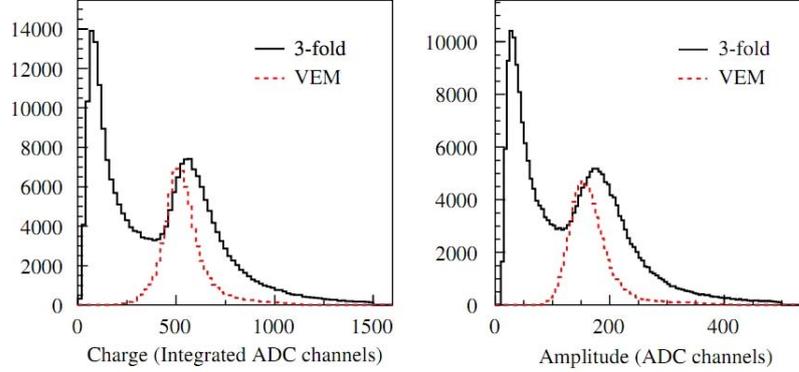


Figura 4.4: *Histogramas de carga y altura del pulso de un tanque Cherenkov con medida en 3 sPMT (negro). El histograma en rojo corresponde a la señal de muones verticales determinando la escala en VEM. La posición del máximo secundario determina el valor del parámetro I_{VEM} utilizado para ajustar los trigger T1 y T2 [73].*

Observatorio Pierre Auger.

Como el objetivo es estudiar las lluvias superiores a los 10^{18} eV, el sistema de *trigger* fue diseñado para coleccionar datos de las estaciones cuando estamos en presencia de una de estas lluvias. Este mecanismo puede ser pensado como una cadena de varios niveles, comenzando en una simple selección de señales en cada tanque (*triggers* T1 y T2), luego otra selección acorde a lo que midieron los otros detectores SD del arreglo (nivel de *trigger* T3) y por último una selección de señales que encuentran correlato con eventos de rayos cósmicos (*trigger* T4 y T5). Es importante destacar que los niveles T1, T2 y T3 se realizan inmediatamente generada la señal, mientras T4 y T5 se realizan *a posteriori*.

El *trigger* **T1** posee dos modos:

- ToT (*Time over Threshold*, tiempo sobre el umbral) permite identificar que la señal en un tanque tenga posibilidad de pertenecer a una lluvia real. Consiste en que al menos 2 sPMT superen los $0,2 I_{VEM}$ (el valor correspondiente a la amplitud de la señal de 1 VEM) en al menos 13 intervalos temporales en un intervalo de $2 \mu s$ (120 bins de tiempo) (Figura 4.5.a).
- ToS (*Signal over Threshold*, señal sobre el umbral) es un algoritmo no muy eficiente, con una frecuencia de disparo de 100 Hz, pero es imprescindible para identificar señales de corto tiempo, propias de la

componente muónica de cascadas muy inclinadas. El algoritmo consiste en que la señal en los tres sPMTs supere $1,75 I_{VEM}$ por encima de la línea de base en al menos un intervalo temporal.

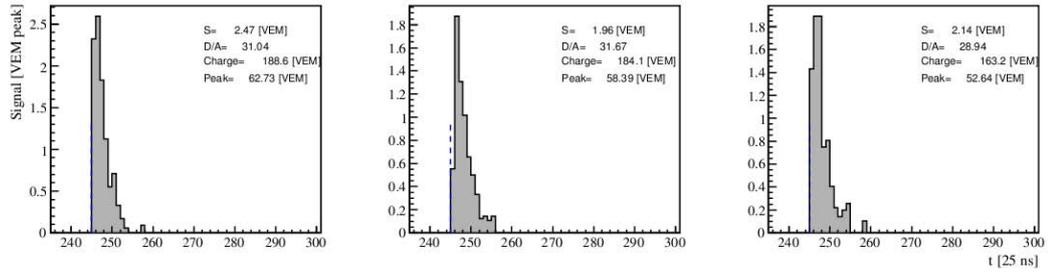
El segundo nivel de *trigger* **T2**, al igual que T1 desarrollado por el software del tanque, tiene también dos modos:

- Thr2 (*Threshold trigger*, disparador de umbral) requiere una coincidencia de 3 sPMT por encima de 3.2 VEM. Esto es necesario para señales extendidas en el tiempo, producidas por lluvias muy energéticas con centro cercano al detector o la componente muónica en lluvias horizontales. Las trazas de un detector que supera el Thr2 se encuentra en la Figura 4.5.b
- ToT2 (*Time over threshold*) implica una coincidencia de al menos 2 sPMT con señales que incluyan no menos de 13 bins por encima de 0.2 VEM dentro de una ventana de tiempo de $3 \mu s$. Esto selecciona pequeñas señales producidas por lluvias con centro lejos del del detector o lluvias de baja energía. Un ejemplo de señales de estaciones que alcanzan este nivel se muestran en Figura 4.5.c .

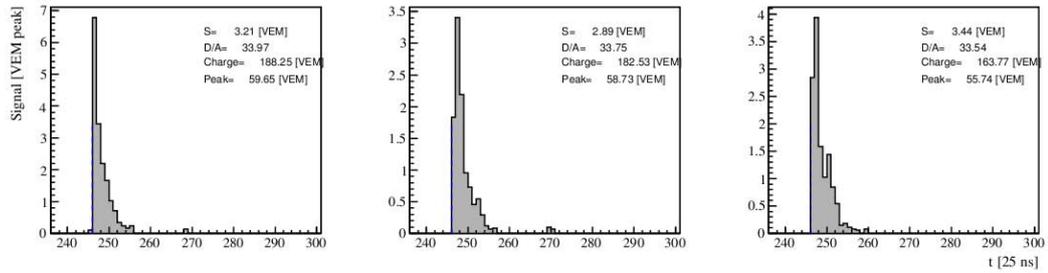
Cuando la señal satisface los *triggers* Thr2 y ToT2, sólo el segundo es observado. si un tanque satisface T2 entonces automáticamente satisface la condición T1. Si la señal supera los parámetros fijados para el *trigger* T2, se envía a una de las antenas colectoras que están ubicadas estratégicamente en la periferia del arreglo. Estas antenas envían luego las señales de los detectores al Centro de Adquisición de Datos (*Central Data Acquisition System* - CDAS) continuar la depuración y seleccionar para el análisis.

El nivel de *trigger* **T3** se implementa en el CDAS y corresponde a correlacionar la señal de un detector con la de sus vecinos, obviamente todos alcanzaron el nivel T2. Toma una ventana de coincidencia temporal de $50 \mu s$ entre todas señales y busca correlaciones espaciales entre ellas. Existen también dos modos:

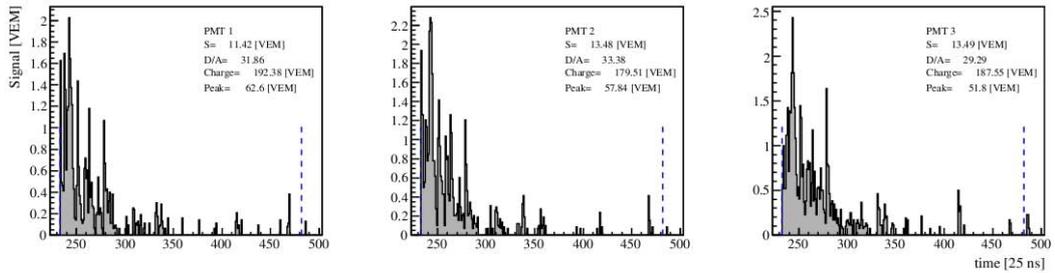
- El primer modo se aplica a los ToT2 y requiere que al menos dos estaciones vecinas alcancen ToT2. De ellas, al menos una debe estar entre uno de los seis primeros vecinos a la estación en la que se está evaluando el algoritmo y la restante debe estar entre los primeros o los segundos vecinos. Este modo tiene una eficiencia del 90 % en la determinación de eventos correspondientes a lluvias reales.
- El segundo modo se aplica a ambos tipos de T2 y es menos riguroso en términos de la posición relativa de los tanques con señal. Requiere



(a) Señal en un detector que alcanza el trigger T1.



(b) Señal en un detector que alcanza el trigger T2.



(c) Señal en un detector que alcanza el trigger ToT2.

Figura 4.5: Señales en detectores que alcanzan los niveles de trigger T1, T2 y ToT2.

tres tanques como mínimo con T2, uno entre los primeros vecinos y los restantes entre los primeros o los segundos; y el cuarto en cualquiera de los primeros, segundos, terceros o cuartos vecinos. Este modo posee una eficiencia muy baja (2%) ya que no elimina a las coincidencias accidentales, pero sin embargo es necesario para no eliminar a las cascadas inclinadas.

Una vez que se confirma la compatibilidad espacial entre detectores vecinos acorde a una lluvia, se aplica el *trigger* **T4**. Éste es un nuevo algoritmo que involucra la física propia de las cascadas, ya que elimina los tanques con señales accidentales de muones atmosféricos y resulta el primer paso en la identificación de lluvias verticales pausibles de ser reconstruidas. Como los anteriores, T4 cuenta con dos modos:

- Requiere al menos 3 tanques con T3 alcanzado, situados en una configuración espacial no alineada. Es una condición que selecciona eficazmente el 99% de eventos con inclinación menor a 60° [74][75] pero no es muy eficiente para lluvias inclinadas.
- El modo 4C1 es alcanzado sólo por eventos detectados por 4 tanques en un nivel T2 y una configuración espacial de un tanque con 3 primeros vecinos (Fig 4.6).

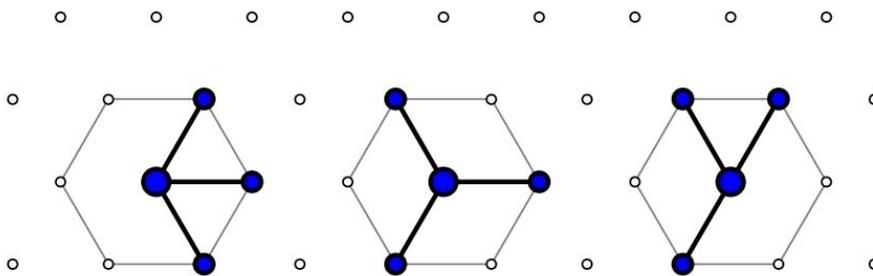


Figura 4.6: Posibles configuraciones espaciales necesarias para el *trigger* T4.

En todos los casos de tanques que alcanzan el nivel T4 se requiere una condición temporal adicional: la diferencia entre los tiempo de inicio de la señales debe ser menor que la distancia entre ellas dividida por la velocidad de la luz, que resulta equivalente a una límite de 200 ns. Esto corresponde a la física propia de frentes de lluvia.

Por último se encuentra el nivel **T5** [76], asociado a un corte de calidad del evento. Consiste en que la estación de mayor señal tenga los 6 primeros vecinos en funcionamiento (no necesariamente todos con señal) en el momento de la medida (Figura 4.7).

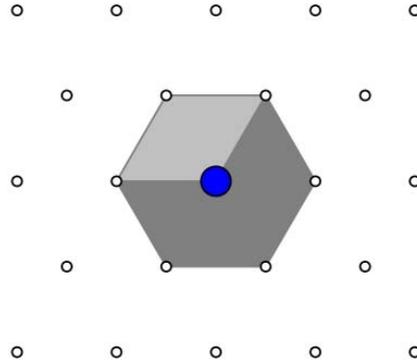


Figura 4.7: Configuración espacial necesaria para el trigger T5.

Permite excluir aquellos eventos medidos en el límite del arreglo SD. Esta clase de eventos, debido a posibles pérdidas de señales se excluyen de los seleccionados para reconstrucción. Los eventos que alcanzan el nivel T5 son los considerados para el análisis. Los eventos que además fueron detectados y reconstruidos por el detector de fluorescencia se denominan eventos híbridos dorados, y son los utilizados para la calibración de energía del arreglo SD.

4.2.3. Algunos comentarios adicionales sobre los tanques SD

Como ya fue planteado previamente, la señal que registran los detectores de superficie representa la intensidad de la señal medida en VEM en función del tiempo. Un ejemplo de las señales obtenidas en los detectores SD ante un evento puede observarse en Figura 4.8. Para una misma lluvia la diferencia en las señales dependerá de la distancia al centro de la lluvia, el ángulo de inclinación y la dirección azimutal de donde provino la lluvia. En la Figura 4.9 se muestra la ubicación de las estaciones que tuvieron señal en el evento 184599, proyectadas en el plano de la lluvia. El tamaño de los círculos es proporcional al logaritmo de la señal en VEMs.

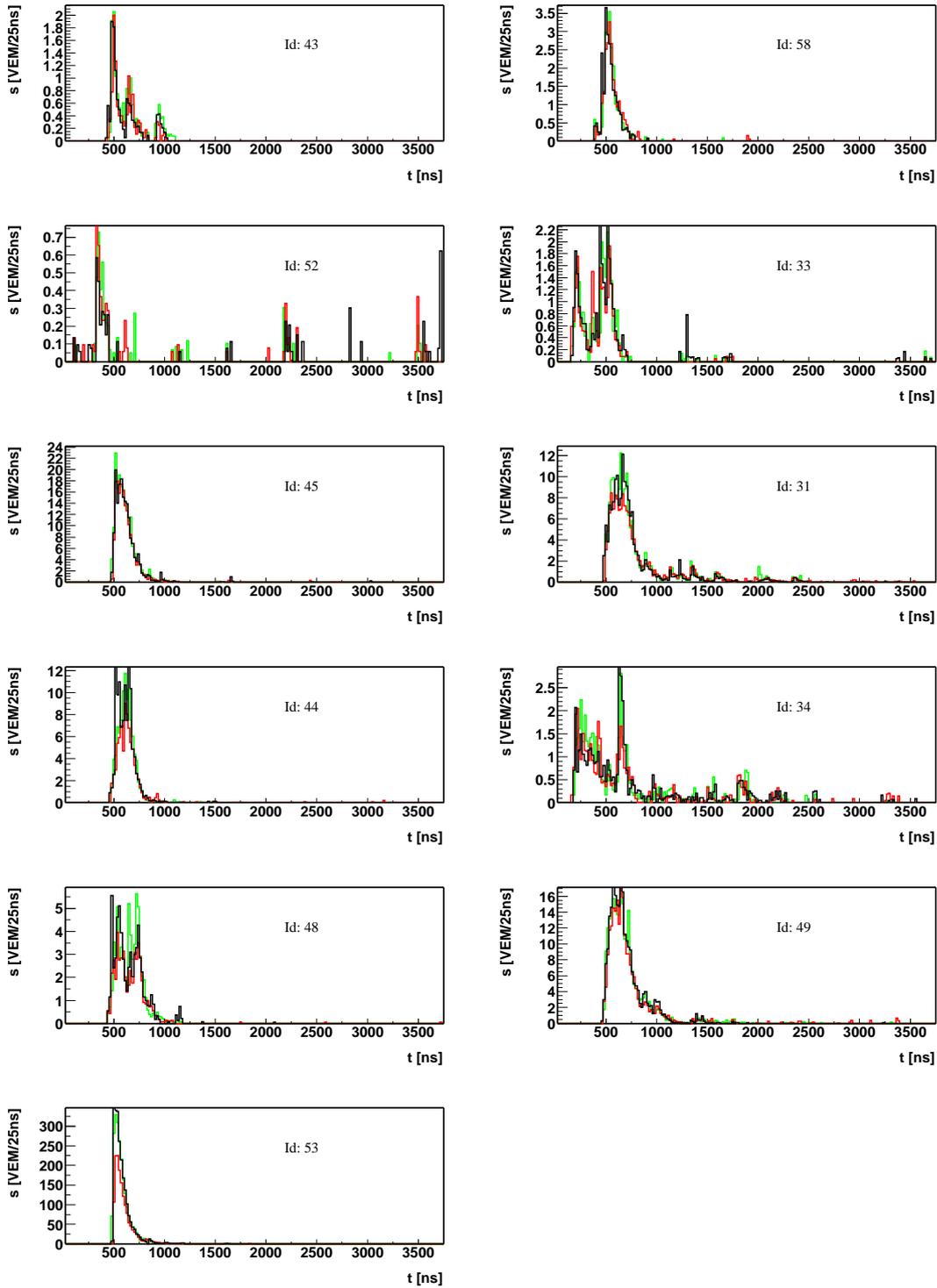


Figura 4.8: Señales de los detectores de superficie correspondientes al evento 184599.

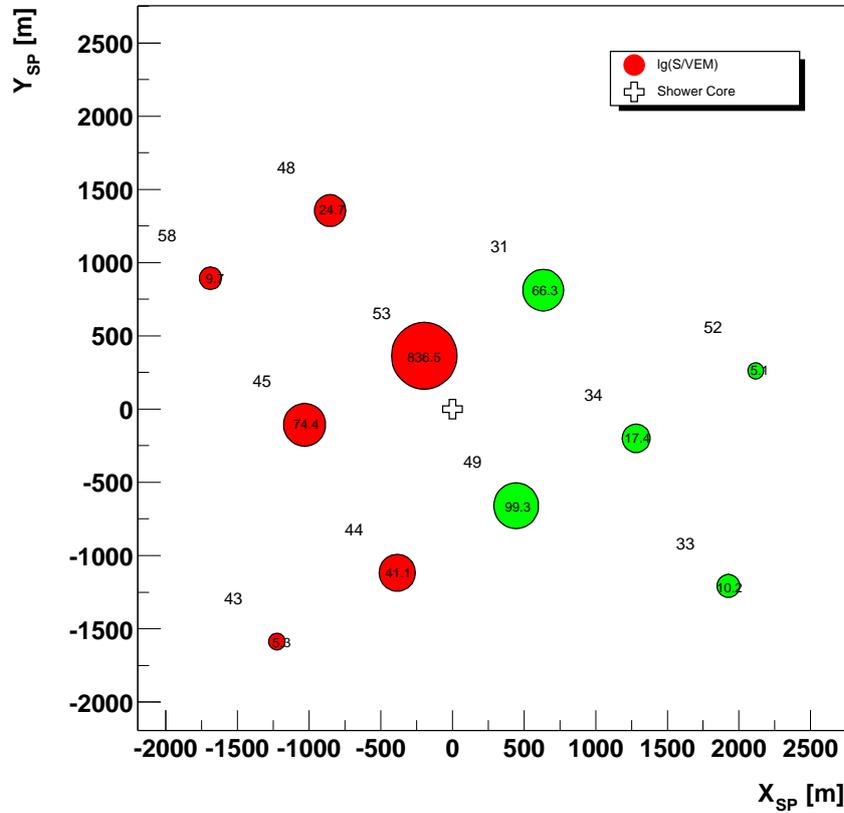


Figura 4.9: *Diagrama explicativo sobre el evento 184599 detectado por el arreglo de superficie. El tamaño de los círculos representa la intensidad de la señal registrada en el correspondiente detector.*

Los fotomultiplicadores tienen un sistema de calibración previo a la instalación del tanque en el arreglo, realizado en el Campus Central del Observatorio. Esta calibración está referida a la sincronía en el voltaje umbral, la evolución en la toma de la señal y la comparación en la secuencia de medidas con un tanque modelo.

La calibración temporal de los detectores se realiza con el sistema de GPS. Estudios de la precisión en las medidas temporales fueron realizadas con tres pares de detectores (Carmen-Miranda, Moulin-Rouge, Día-Noche). La distancia entre los tanques de cada par es de $L = 11$ m. Debido a esta escasa diferencia ($\Delta t = L/c$), ambos detectores comienzan a recibir las partículas prácticamente en el mismo instante. La mayoría de los *triggers* de estos pares

se deben a lluvias de menor energía que, como son más frecuentes, permiten una gran colección permanente de datos para este estudio.

Con estos pares de detectores se determinan las incertezas en las medidas de las señales y sus distribuciones temporales. Estudios realizados en el Observatorio Auger [55] determinaron la incerteza de la señal medida, es decir el σ necesario en la ecuación (4.11). El valor obtenido fue

$$\sigma = [1.06 \pm 0.05] \times \sqrt{S} \quad (4.1)$$

$$\sigma(\theta) = [0.66 + 0.2 \sec(\theta)] \times \sqrt{S} \quad (4.2)$$

donde S representa la señal del detector medida en VEM. La primera expresión promedia sobre todos los ángulos zenitales y el segundo explicita esa dependencia.

4.3. Detectores de fluorescencia

Para completar la breve descripción del Observatorio Auger desarrollaremos las propiedades principales de los detectores de fluorescencia. Por las características híbridas del Observatorio, los detectores de fluorescencia funcionan siempre en sincronía con el arreglo de detectores de superficie. En esta constructiva conjunción de mediciones acopladas, la técnica de fluorescencia es quien provee la mejor manera de medir energía de la partícula primaria. Como recordamos del capítulo anterior, esta medición se logra por el hecho de que la cantidad de luz de fluorescencia producida por la interacción de las partículas de la lluvia con las moléculas de la atmósfera es proporcional al número de partículas cargadas, permitiendo una medida directa del desarrollo longitudinal de la lluvia en la atmósfera. El cálculo de la energía del primario se realiza integrando el perfil de lluvia medido y agregándole un pequeño factor de corrección (entre el 8 % - 13 %) debido a la componente de la cascada que no puede ser detectada por este dispositivo (muones y neutrinos fundamentalmente).

El arreglo de detectores de fluorescencia que posee el sitio sur del Observatorio Auger consiste en 4 “ojos de fluorescencia” localizados en la periferia del arreglo de superficie con el objetivo de observar el desarrollo de lluvias en el volumen de atmósfera sobre el mismo (Figura 4.1). Cada detector de fluorescencia está situado en un edificio particular sobre una elevación del terreno y comprende seis telescopios, cada uno orientado de manera de cubrir 180° en azimut. Todos los ojos de fluorescencia se encuentran activos y son nombrados de acuerdo al sitio donde se encuentran instalados; “Los Leones”, “Coihueco”, “Los Morados” y “Loma Amarilla” (Figura 4.10). Con esta configuración cada telescopio cubre 30° azimutales y 28.6° de elevación.



Figura 4.10: Edificio de “Los Leones”. Se observa la torre de comunicaciones y las cortinas metálicas abiertas exponiendo el anillo y el filtro.

Los telescopios son protegidos de la luz solar, la lluvia, el viento y el polvo con unas cortinas metálicas llamadas *shutter* que se encuentran sobre las paredes exteriores del edificio, justo delante de cada telescopio. Estas cortinas se desplazan en el momento de cada medida vía remota en los momentos establecidos para la adquisición de datos. Están conectados además con los higrómetros y anemómetros situados en la estación climática de cada uno de los edificios, de manera tal que se cierran automáticamente ante lluvias o fuerte viento.

El sistema óptico de los telescopios está diseñado de acuerdo a la configuración de Schmidt (Figura 4.11), consistente en una apertura determinada por un diafragma circular centrado en el centro de curvatura de un espejo esférico y con la cámara de fotomultiplicadores en su foco. Esta configuración disminuye la aberración óptica.

La apertura de cada telescopio es de 2,2 m de diámetro y cuenta con un anillo corrector de radio interno 0,85 m y externo 1,1 m de lentes traslúcidas a las longitudes de onda ultravioletas [77] corrige la aberración esférica introducida por el aumento en la apertura (el diseño original incluía una apertura de 1.7 m de diámetro). Con el objeto de preservar al telescopio de luz de longitud de onda no deseada e incluso del polvo presente en el aire, el mismo posee un filtro compuesto de láminas de 3,25 mm de espesor [78]. Este filtro

bloquea casi totalmente la luz en el rango visible, reduciendo la luz de ruido de fondo en un factor 8. Por otro lado es transparente a las longitudes de onda entre 300 nm y 400 nm, propias de la luz de fluorescencia.

Cuando la luz de fluorescencia atraviesa el filtro, se refleja en otro de los componentes del telescopio: el espejo esférico de 3,4 m de curvatura y de dimensiones 3,8 m \times 3,8 m. El mismo está constituido en forma de paneles más pequeños que permiten un enfoque más sencillo, 36 paneles de aluminio pulido en Los Leones y Los Morados, y 60 segmentos hexagonales de vidrio que conforman un panal en Coihueco y Loma Amarilla. Ambos tipos de espejos poseen una eficiencia del 90 % para fotones en el rango de fluorescencia.

Luego de ser reflejada en el espejo, la luz se dirige al foco del espejo, donde se encuentra una cámara pixelada con 440 fotomultiplicadores de superficie hexagonal en un arreglo de 22 filas por 20 columnas. A estos fotomultiplicadores los denotaremos fPMT haciendo referencia a su uso en los detectores de fluorescencia. Considerando 4 edificios y cada uno de ellos con 6 cámaras, el total es de 10560 fotomultiplicadores en funcionamiento.

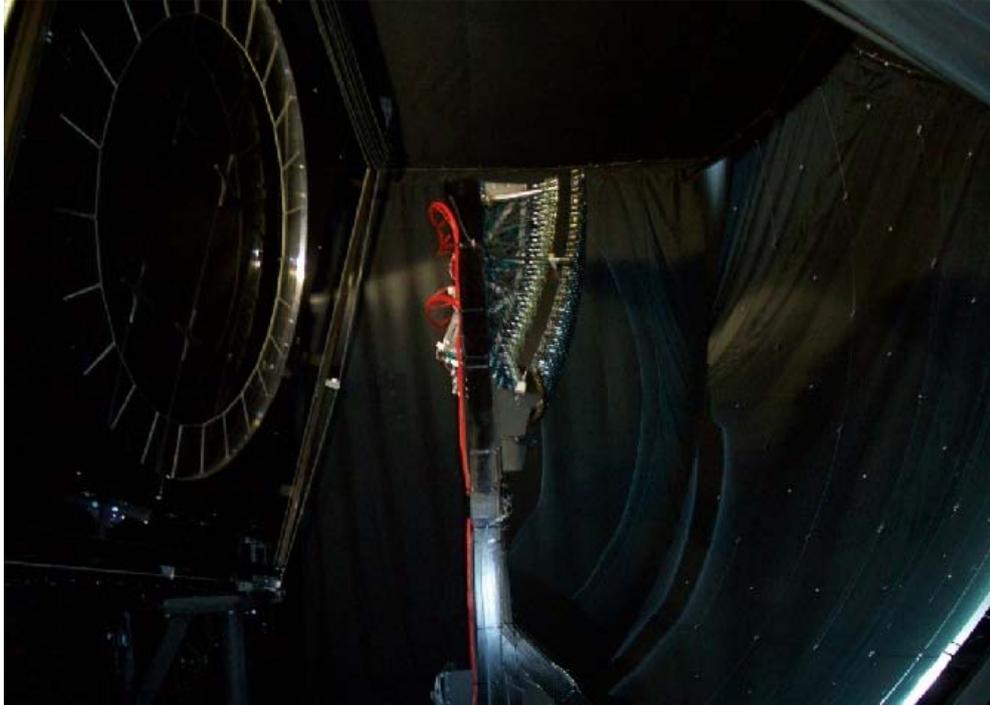
Cada píxel corresponde a un fotomultiplicador Photonis XP3062 de 3,6 pulgadas de diámetro y que permite una apertura de 0,75°. En cada intersticio entre fotomultiplicadores se encuentran un plástico reflectante que permite derivar hacia los fotomultiplicadores adyacentes la luz que haya incidido sobre él. De esta manera se logra mayor recepción de la traza de la lluvia.

Cada una de las cámaras posee en la parte baja del soporte, una serie de 20 placas de digitalización (una por columna de fPMT) que mediante un módulo de conversión analógico-digital rápido (FADC) de 10 Mhz y 12 bits, comienzan el procesamiento de la señal FD.

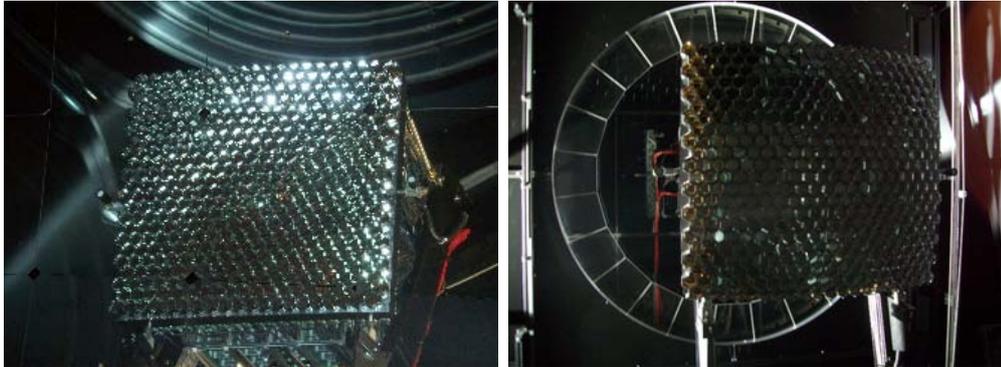
4.3.1. *Trigger*

El volumen de manejo de señales en cada cámara es en sí mismo superior al del arreglo SD, ya que con el equipamiento detallado, el módulo FADC procesa 6,3 Gb/s. Evidentemente esto exige una depuración inicial de las medidas, de manera de permitir una razonable cantidad de datos de calidad para el análisis. Al igual que con los detectores SD, esto se logra mediante una serie *triggers* o niveles de *trigger*. En particular, los detectores de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger constan de 3 niveles de *trigger*.

- *First Level Trigger* o **FLT**: es la primera instancia de selección de señales y lo realizan las placas digitalizadoras de las cámaras. Consiste en detectar los fPMT con señal diferente de ruido, proceso que se logra cuando la suma de las señales de las últimas muestras en cada



(a) Montaje de uno de los telescopios de fluorescencia. De izquierda a derecha se observa: el anillo corrector con el filtro, la cámara con los fotomultiplicadores y el espejo.



(b) Detalle de la cámara reflejada sobre el (c) Detalle de la cámara y el anillo de espejo. Nótese en los laterales de la cámara trada con el filtro. las fuentes de calibración B.

Figura 4.11: Equipamiento de uno de los telescopios de fluorescencia.

píxel supera un cierto umbral. El umbral se ajusta continuamente para mantener la frecuencia del *trigger* en 100 Hz.

- *Second Level Trigger* o **SLT**: se realiza mediante una segunda placa posterior al FADC. Realiza la identificación de una figura similar a la dejada por una posible lluvia, tomando en cuenta a todos los píxeles con señal. Busca que 5 píxeles adyacentes tengan un patrón de coincidencia temporal en una ventana de tiempo de 1 a 32 μ s. Este *trigger* se realiza con una frecuencia de 0.1 Hz en cada cámara.
- *Third Level Trigger* o **TLT**: corresponde a la última instancia de depuración, y se realiza a través de software en una computadora denominada *MirrorPC* situada en el edificio del detector. Este software realiza una búsqueda de correlación espacio-temporal entre las señales de los fPMT, seleccionando por sobre imágenes no deseadas. El promedio de este *trigger* es de 0.02 Hz por cámara [80].

Cuando un evento alcanza el nivel de *trigger* TLT, la señal de todos los fPMT que alcanzaron el nivel FLT se conserva para realizar un segundo chequeo y evitar pérdida de medidas valiosas. Esta información se destina a otra computadora (*EyePC*) que se encarga además de chequear si el mismo evento ha sido detectado por una de las cámaras contiguas. En el caso de que se produzca, se conservan mediciones en el mismo archivo. Luego toda esta información es enviada al CDAS.

También la *EyePC*, se realiza una primera reconstrucción de la lluvia con el objetivo de estimar los parámetros principales de la lluvia en relación a su geometría y tiempo de arribo. Esta primera reconstrucción no posee alta precisión y es sólo para poder determinar los eventos válidos, clasificados como **T3FD**, y que serán aquellos que superan la reconstrucción con más de 4 píxeles.

En el CDAS se correlacionan las medidas FD con las SD para clasificar al evento como híbrido, considerando a todas aquellas estaciones con señal cercanas al core dentro de una ventana de tiempo de 120 μ s.

4.3.2. Calibración de las cámaras

Tal compleja medición, sensible además a bajo flujo lumínico requiere un sistemático plan de calibración. Las cámaras poseen dos momentos de calibración, denominados *calibración absoluta* y *calibración relativa*.

La calibración absoluta se realiza varias veces al año y consiste en testear la capacidad de respuesta de cada fPMT a un haz de luz conocido. Para este proceso se cubre la superficie del diafragma con un dispositivo conocido

como *drum* (por su semejanza a un tambor) que difunde sobre una de las caras la luz de un led optimizado en 375 nm (Figura 4.12). Esta luz difusa llega luego al espejo y posteriormente a la cámara. La completa calibración incluye además trabajar con otras longitudes de ondas y filtros, siempre en el rango 300 -420 nm.

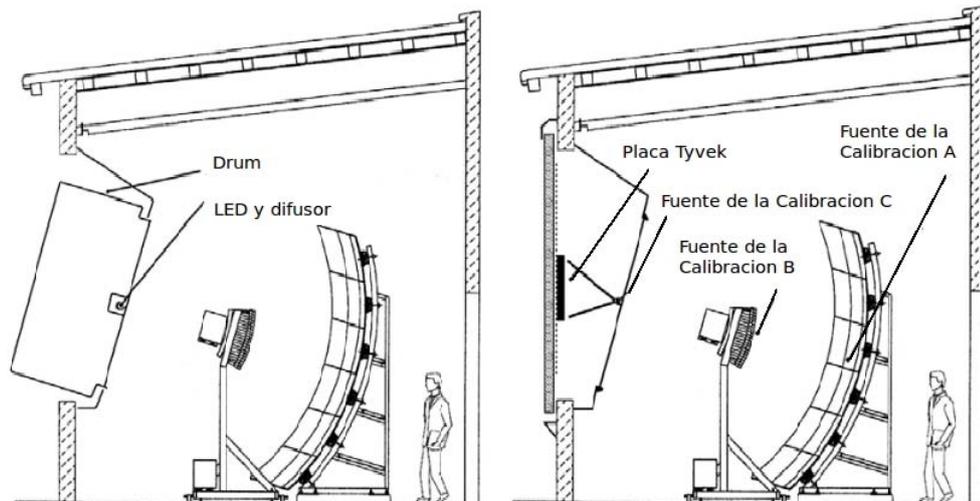


Figura 4.12: Diagrama de la configuración de los dispositivos utilizados en la calibración absoluta (izq) y relativa (der).

La calibración relativa se realiza cada noche del turno de medición de FD en forma remota, tanto al comienzo como al final de la misma y obviamente con las cortinas de protección cerradas. Consiste en tres instancias (A, B y C) que corresponden a la respuesta de la cámara a fuentes en tres lugares diferentes y de longitudes de onda distintas (Figura 4.12). La calibración se realiza secuencialmente - primero A, luego B y por último C - pero en forma simultánea sobre todas las cámaras de cada detector. De esta manera se evalúa también la sincronía en las medidas de las cámaras ya que las fuentes que inciden sobre cada cámara se inician en el mismo instante. La diferencia temporal media típica es de 7 ns.

Desarrollemos un poco más las instancias de la calibración relativa:

- **Calibración A:** responde a una fuente tipo LED de 470 nm situado en el centro del espejo e iluminando en forma directa a toda la cámara.
- **Calibración B:** implica flashes de Xenon con longitudes de onda 320, 337, 355, 380 y 455 nm, situados en los laterales de la cámara (Figura

4.11) que determinan la alineación cámara-espejo.

- **Calibración C:** también realizada mediante flashes de Xenon pero ubicados sobre el diafragma e incidiendo sobre una placa de *Tyvek* situada sobre la cara interna de los *shutters*, que difunde y refleja la luz hacia el espejo. De este modo se evalúa el funcionamiento del filtro.

Además de tomarse en cuenta las calibraciones relativas para las estimaciones de cada medida; se efectúa un chequeo cruzado de las informaciones correspondientes a la calibración relativa y a la absoluta. Se considera normal una variación en la respuesta del detector noche a noche de entre 3% y 5% [79]. Esto incrementa el error total en la calibración a un 9,5%.

4.4. Otros detectores en desarrollo

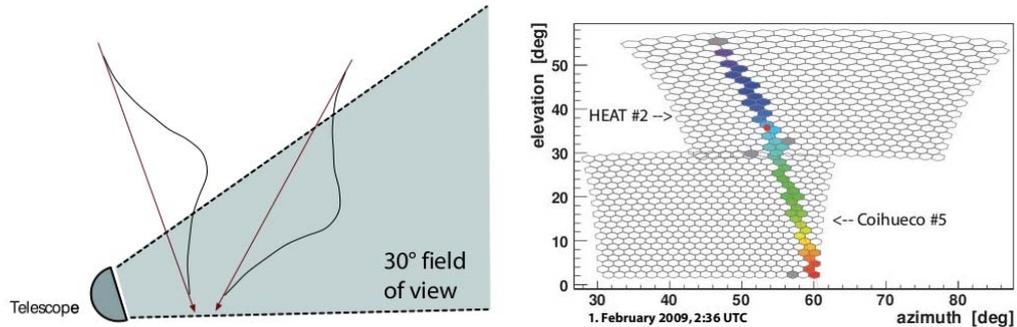
El Observatorio Pierre Auger continúa incorporando detectores específicos de menor dimensión, pero de importante complemento con los arreglos SD y FD.

El mayor ejemplo de ello lo constituye el *Auger Engineering Radio Array* (AERA) [85] que, como su nombre lo indica, es un detector de radio (RD). Los detectores de radio miden, mediante el uso de antenas, la emisión de radio producida en la cascada (Figura 4.17 izq). Estas emisiones contienen información acerca de todo el desarrollo de la cascada, porque las emisiones de radio se producen en todas las etapas de la lluvia de llegar al suelo.



(a) Imagen de una de las antenas de AERA. (b) Detalle de los detectores de HEAT.

Figura 4.13: Imágen de una de las antenas de AERA (izq) y de los edificios de HEAT (der).



(a) Esquema de la importancia de HEAT para detectar cascadas inclinadas desarrolladas cerca del detector. (b) Traza de una cascada desarrollada cerca del detector percibida mediante HEAT y Coihueco.

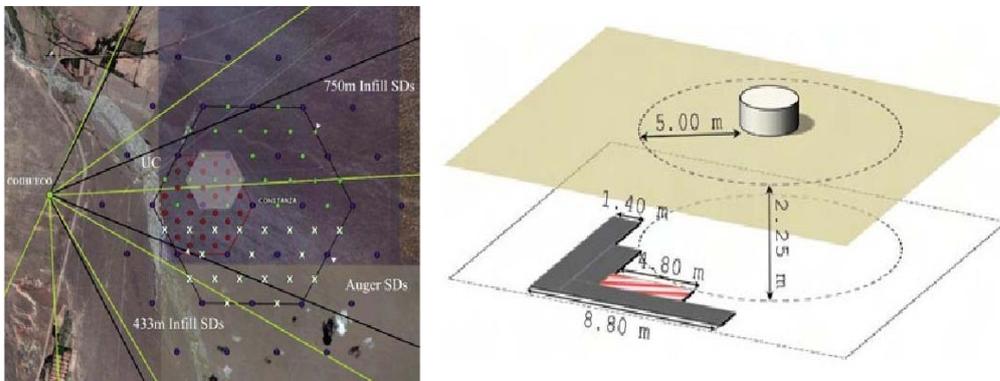
Figura 4.14: Utilidades de HEAT en la medida de cascadas inclinadas..

El arreglo de detectores RD cubrirá un área de 20 km^2 dentro del arreglo SD. Contará con 100 a 150 estaciones con un rendimiento del 100 % de operabilidad. Particularmente se encuentran en desarrollo los *trigger* óptimos para correlacionarlos con las medidas SD y FD.

De menor escala, y centrado en medir las primeras instancias de la cascada se encuentra el High Elevation Auger Telescope (HEAT) [86]. Consiste en tres edificios destinados a medir fluorescencia (Figura 4.13 der) localizados cerca de los detectores de FD, extendiendo el campo de visión de los 30° originales a 60° . Esta gran elevación permite la detección de cascadas de baja energía que se desarrollaron en la alta atmósfera, o lluvias inclinadas desarrolladas por encima del telescopio (Figura 4.14).

Otro de los detectores en desarrollo es el correspondiente al proyecto Auger Muons and Infill for the Ground Array (AMIGA) [87], compuesto por placas de centelleo destinadas a medir la componente muónica de la cascada. Estas placas forman varios niveles, y se encuentran enterradas 2,25 metros con el fin de no detectar las partículas electromagnéticas. Las medidas se complementan con la de dos nuevos subarreglos de detectores Cherenkov, ubicados con este propósito (Figura 4.15). El primero de los subarreglos consta de 42 tanques SD equiespaciados por 750 m mientras que el segundo consiste en 24 tanques ubicados a 433 m entre sí.

Por último describiremos el detector BATATA, diseñado para caracterizar y medir el flujo de muones, y estudiar la contaminación electromagnética sufrida por los contadores de muones del arreglo AMIGA. Este detector se encuentra cerca de AMIGA, también enterrado, y consiste en tres planos enterrados a diferentes profundidades. Cada uno de esos planos está segmen-



(a) Futura ubicación del arreglo de AMIGA, en las cercanías de Coihueco. (b) Esquema del arreglo de AMIGA, enterrado 2.25m y en coincidencia con uno de los tanques SD. Se muestra una posible configuración para los centelleadores.

Figura 4.15: Detector AMIGA.

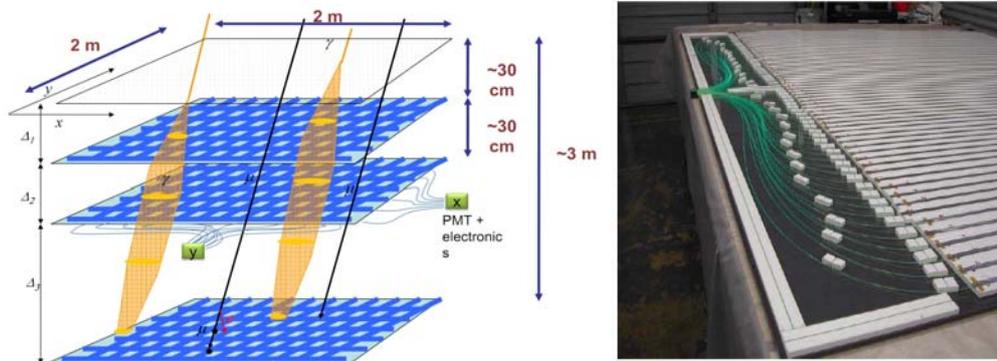
tado en un entrecruzamiento de 49 barras conteniendo 49 centelleadores cada una.

4.5. El monitoreo atmosférico

Para estimar la energía, mediante el arreglo FD; se necesita una buena caracterización de la atmósfera en el momento de la medida. Recordando lo del capítulo anterior, esto es debido a que la energía se estima a partir del número de fotones que alcanzan la cámara; número que depende de las posibles difracciones por dispersión tipo Rayleigh o Mie. Asimismo la estimación incluye conocer también la energía depositada en el aire, parámetro que depende de la densidad del mismo.

Por otra parte, cuando se utiliza el arreglo de SD, el número de partículas que alcanza el suelo depende de la cantidad materia sobre la que ha tenido que desarrollarse la cascada. Conocer la variación de la densidad con la altura asegura mayor precisión en la determinación de observables. En particular, el número de muones se utiliza para estimar la energía del primario.

En definitiva, los experimentos de rayos cósmicos deben poseer un continuo registro de la atmósfera. Como corresponde, el Observatorio Pierre Auger posee un completo sistema de determinación de variables atmosféricas que se complementan para monitoreo permanente de la atmósfera en el sitio del experimento. Los acrónimos de estos dispositivos son BLS, LIDAR, CLF, XLF, HAM, FRAM; y se encuentran también los dispositivos Monitoreo de



(a) Esquema del detector BATATA, con los tres planos de observación compuestos por barras entrecruzadas con centelleadores.

(b) Uno de los planos del detector BATATA. Se observan las barras con los detectores y las fibras ópticas usadas en el transporte de señal.

Figura 4.16: Detector BATATA.

nubes y las Estaciones meteorológicas.

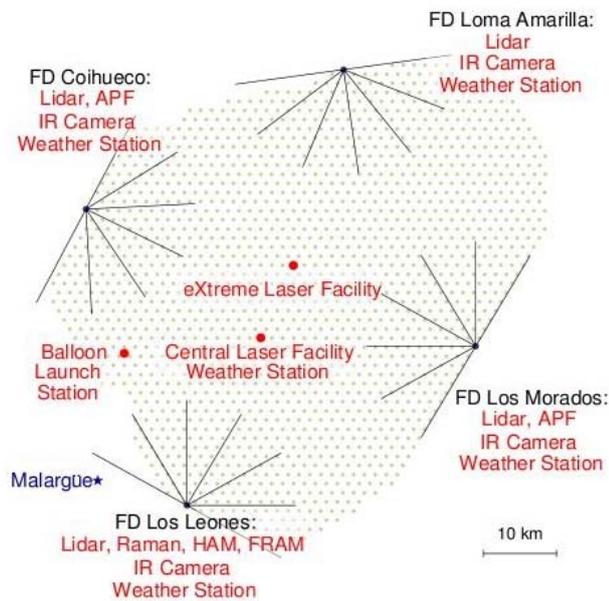


Figura 4.17: Plano de la disposición de los dispositivos que componen el monitoreo atmosférico del Observatorio Pierre Auger.

4.5.1. BLS : Estación de lanzamientos de globos

El nombre BLS proviene de *Balloon Launching Station* que hace referencia a una estación de lanzamientos de globos atmosféricos que se encuentra en funcionamiento desde Julio de 2005. Consiste en un pequeño refugio (Figura 4.18 izq) donde se preparan los globos, poniendo a punto *in situ* los detectores y el gas del globo. Cuenta además con un radio receptor que capta las señales de los globos, una computadora que procesa los datos, una pequeña estación meteorológica situada en el techo, y una antena de comunicaciones enlazada con Coihueco.

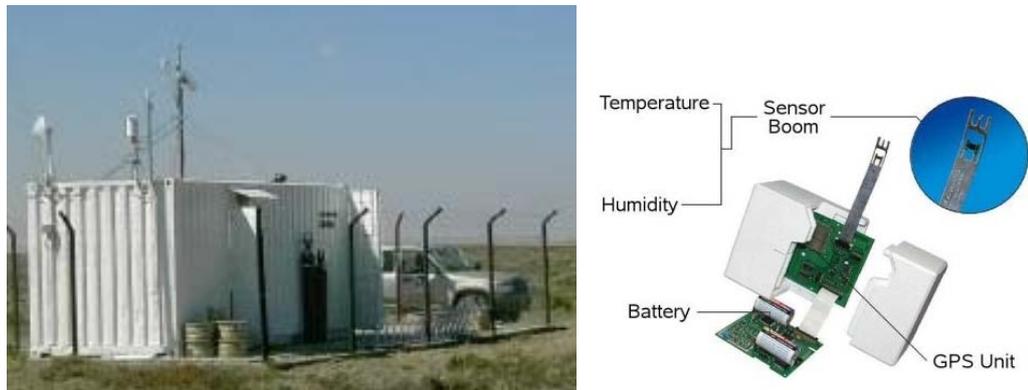
La estación se encuentra ubicada cercana al borde del arreglo de detectores de superficie entre Coihueco y Los Leones (Figura 4.17). Esta ubicación no es casual, responde al hecho de que el viento predominante proviene del Sud-Oeste y de esta manera las mediciones se realizan por sobre el arreglo de SD.

Los globos que se usan actualmente utilizan una radiosonda Graw DFM-97 (Figura 4.18 der) que toma medidas aproximadamente cada 8 s. La radiosonda está adherida a un globo de helio y la altura media que alcanzan los globos es de 20-25 km. Cada punto de medida implica valores de posición, presión, temperatura, humedad relativa y velocidad del viento. La posición y altura se miden gracias a un GPS. La velocidad del viento se calcula a partir de posiciones sucesivas medidas por el GPS. El valor de la presión no se obtiene de medidas directas sino que se deriva del valor medido en el suelo; y la altura determinada por el GPS junto con las medidas de Temperatura y Humedad.

La incerteza en las mediciones de las radiosonda, están referidas en el siguiente cuadro [97]:

Parámetro	Incerteza	Rango
Presión	< 1.0 hPa	5 hPa a 1080 hPa
Temperatura	< 0,2 °C	-80 °C a 44 °C
Humedad	< 5 %	0 % a 105 %
Velocidad Viento	< 0,2 m/s	Sin Datos

Cuadro 4.1: Datos de las incertezas propias de las radiosondas.



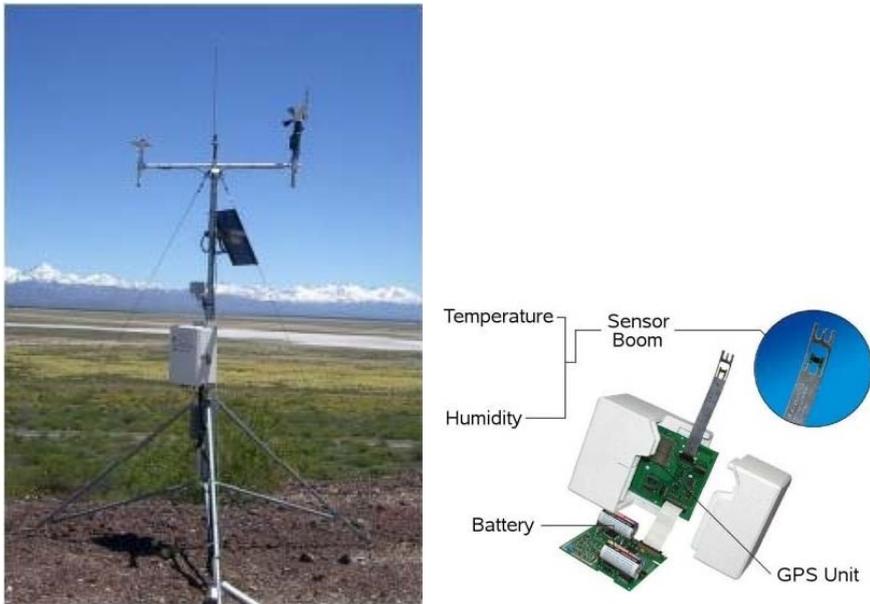
(a) Estación de lanzamiento de globos atmosféricos. (b) Componentes del modelo de radiosonda actualmente utilizada en los globos atmosféricos

Figura 4.18: Estación de lanzamiento de globos atmosféricos (izq). Nótese la estación meteorológica y la antena de comunicaciones en su techo. Equipamiento actual de Radiosonda (der). Como se observa no incluye barómetro, sino que la presión se determina a partir de la altura, humedad y temperatura.

4.5.2. Las estaciones meteorológicas

Los parámetros atmosféricos al nivel del suelo están monitoreados permanentemente gracias una serie de estaciones meteorológicas situadas junto a cada edificio de los detectores FD y en el centro del arreglo SD. Cada una de ellas ha sido instalada juntamente con el edificio de FD, lo que implicó que el apriemra de ellas fuera la de Los Leones en el año 2002. El resto de las estaciones fueron paulatinamente incorporándose al sistema de monitoreo y desde 2007 se encuentran todas las estaciones funcionando.

Las estaciones poseen un equipamiento que cada 5 minutos toma medidas de presión, temperatura, humedad y velocidad del viento. Los rangos y las precisiones de cada uno de los sensores se encuentran en el Cuadro 4.2.



(a) Estación metereológica.

(b) Componentes del modelo de radio-sonda actualmente utilizada en los globos atmosféricos

Figura 4.19: Estación metereológica Campbell. Los sensores de temperatura, humedad y velocidad del viento se encuentran en la parte superior junto a la antena. Puede verse el panel solar para el abastecimiento eléctrico y la caja con la electrónica y sensor de presión.

Parámetro	Incerteza	Rango	Estabilidad
Presión	1.0 hPa	600 hPa - 1100 hPa	0,1 hPa/año
Temperatura	0,4 °C	-40 °C - 70 °C	Sin Datos
Humedad	2 %	0 % - 100 %	1 %/año
Velocidad Viento	0,1 m/s	0,2 m/s - 75 m/s	Sin Datos
Dirección Viento	2 °	0° - 360°	Sin Datos

Cuadro 4.2: Datos de las incertezas y rangos de mediciones del instrumental de las estaciones metereológicas.

4.5.3. LIDAR

Es el acrónimo de Light Detection and Ranging, y realiza mediciones constantes de la profundidad óptica vertical (VAOD) en cada sitio FD. Esta

cantidad es importante para determinar la atenuación de luz por dispersión debida a aerosoles presentes en el aire. Este sistema consiste en un láser de 355 nm que se activa periódicamente por 7 ns generando un haz en forma vertical [81].

Cuando esta luz incide sobre los aerosoles de la atmósfera, se producen procesos dispersivos que permiten captar nuevamente luz que llega al suelo. Esto se realiza mediante una serie de espejos parabólicos de 40 cm de radio (Figura 4.20). En el foco de cada uno de los espejos se encuentra un fotomultiplicador que detecta la luz.



(a) *Detector LIDAR abierto.*

(b) *Detalles de los espejos parabólicos.*

Figura 4.20: *Detector LIDAR.*

Cada LIDAR tiene 4 modos de funcionamiento. Tres de ellos son automáticamente ejecutados en las sesiones de medición FD por detrás y delante de la cámara. El cuarto modo corresponde al *Shoot-the-Shower* (StS), que se dispara cuando un evento híbrido stereo de alta energía es detectado. Está diseñado para medir nubosidad moviéndose en el campo visual del detector FD y consiste en un barrido del haz en el campo de visión [82]. Por lo necesario de hacer el barrido en forma inmediata a la medida, requiere un rápido módulo de reconstrucción FD que privilegia rapidez a una alta precisión. Es destacable además que cada vez que se dispara este modo LIDAR por un evento ultraenergético, el detector de FD deja de funcionar por 4 minutos para permitir el barrido StS.

4.5.4. Central y eXtreme Laser Facilities (CLF/XLF)

La Instalación Láser Central (CLF) está ubicada en el medio del arreglo de SD. Se encuentra aproximadamente equidistante a tres de los cuatro detectores FD, unos 26 km de Los Leones y 30 km de Coihueco y Los Morados [83]. Una segunda instalación, llamada Instalación Láser Extrema (XLF) tiene la misma función que CLF y se ubica equidistantemente de Coihueco, Loma Amarilla y Los Morados.

El instrumento principal es un láser pulsado tipo YAG de 355 nm y variada intensidad, montado de manera tal que pueda ser dirigido a cualquier sitio por sobre el horizonte. Con este montaje un disparo láser puede ser detectado desde diversos detectores FD por lo que se usa constantemente para calibraciones. Al igual que con el sistema LIDAR, puede ser medida la profundidad óptica de aerosoles, pero la diferencia reside en que no es la luz retrodispersada la utilizada, sino que la luz dispersada en forma lateral y captada en las cámaras FD. Comparando la atenuación sobre diferentes detectores, se determina la uniformidad horizontal de aerosoles.

El láser es disparado en las noches de medida de FD durante 20 veces en forma vertical a 0,5 Hz cada 15 minutos. Para sincronizar los detectores FD con los SD, un disparo adicional incluye que parte del haz láser es enviado vía fibra óptica al tanque “Celeste” situado en las proximidades. De esta manera se detectan posibles discrepancias temporales.

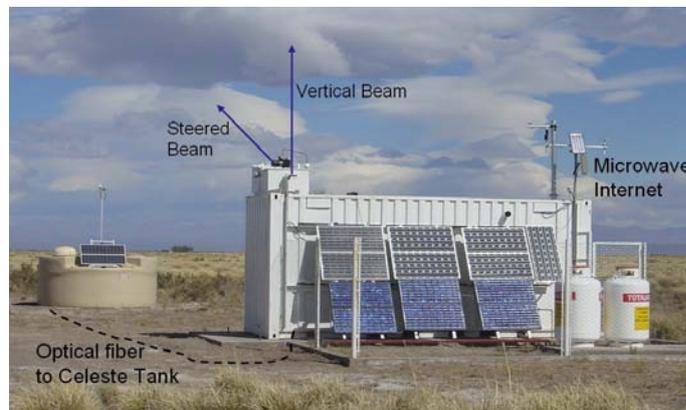


Figura 4.21: *Instalación de Láser Central (CLF). Detalle de los componentes del equipamiento.*

La energía del disparo láser es reconstruida mediante los detectores FD. Si la energía es reconstruida correctamente, se considerarán confiables el resto de las medidas de lluvias realizadas. Aunque tanto la posición como la dirección

de la CLF son conocidas, el proceso de reconstrucción puede ser calibrado reconstruyendo la geometría del evento láser.

4.5.5. Cámaras infrarrojas para nubosidad

En los sitios de los cuatro detectores FD se encuentra montado un dispositivo con una cámara infrarroja que monitorea la nubosidad por sobre el campo visual del detector. El campo visual de cada cámara es de $45^\circ \times 35^\circ$ y toma fotografías periódicamente en el rango espectral comprendido entre 700nm y 1400nm [84]. Durante la adquisición de datos FD, el campo visual correspondiente a todo el detector es analizado cada 5 minutos rotando la cámara IR, de manera tal que todo el cielo se monitorea en 15 minutos.

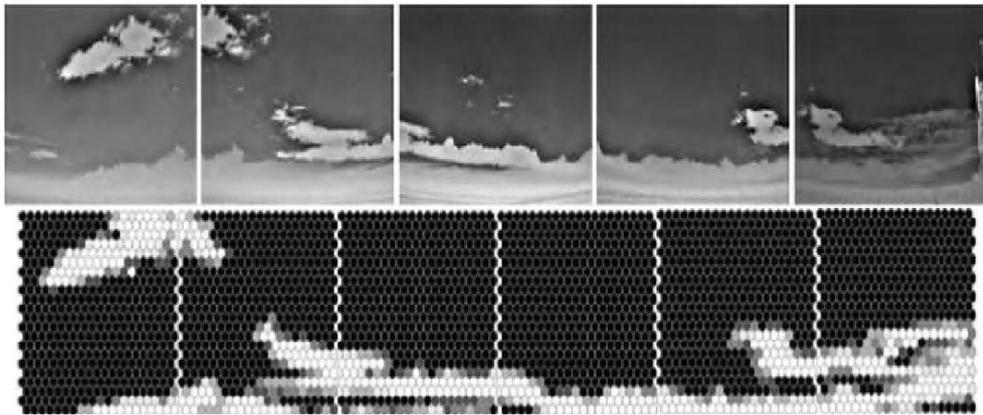


Figura 4.22: *En la parte superior se observa la composición de las fotos tomadas por las cámaras infrarrojas para nubosidad. Por debajo se encuentra la proyección sobre los píxeles de cada cámara pudiendo identificar los que se anularán en la reconstrucción.*

Usando un software de procesamiento de imágenes, se analizan los datos crudos de la cámara IR para detectar si los píxeles de la cámara FD contiene nubes en su campo visual 4.22. Tras el análisis de esas fotografías puede decidirse la eliminación de la reconstrucción de alguno de los píxeles que han sido identificados. Usando la combinación de fotografías de todos los detectores puede determinarse la cobertura completa de la nubosidad por sobre el arreglo del Observatorio.

4.5.6. Otros sistemas de monitoreo atmosférico

Los anteriores representan los principales dispositivos utilizados para monitorear las condiciones atmosféricas dentro del Observatorio Auger. Sin embargo faltan enumerar una serie de monitores mas pequeños. Ellos son [66]:

- **Monitor de fases de aerosol (APF)**: se utiliza para medir las propiedades de aerosoles en las cercanías de los edificios de FD. Consiste en un haz pulsante colimado de radiación UV que se dispara horizontalmente por frente del campo de visión del detector. Estas medidas se utilizan en determinar la componente dispersada de la radiacion Cherenkov [88]
- **Monitor de atenuación horizontal (HAM)**: mide la atenuación total al nivel de los edificios FD. Consiste en una fuente luminosa ubicada en el edificio FD que emite en dirección a otro de los detectores FD. La radiación es detectada por una cámara CCD con alta exposición y permite medir la atenuación total (molecular y aerosoles) establecida por sobre el arreglo SD. La cámara posee varios filtros para establecer la dependencia con la longitud de onda y toma imágenes una vez por hora en las noches de medición de FD.
- **Monitor robótico fotométrico de la atmósfera FRAM**: consiste en un telescopio equipado con una cámara CCD y un fotómetro. Con estos dispositivos combinados se monitorea un conjunto de estrellas patrón. Se usa para la correcta calibración, una fuente calibrada ubicada a 50 km utilizando filtros en varios de longitudes de onda.

4.6. Adquisición, procesamiento y análisis de datos

A modo de cierre del proceso de estudio, comentemos brevemente lo que sucede con los datos medidos con los detectores. Con el objeto de optimizar el uso de los datos observados experimentalmente, tanto los detectores como el instrumental de monitoreo se encuentran conectados al centro de adquisición de datos localizado en el edificio central del Observatorio. La comunicación entre los detectores y este sitio se produce a través de señales microondas. Además de concentrarse en primera instancia la información colectada con los arreglos, en CDAS se producen algunos niveles de *trigger* (ver sección 4.2) e incluso una primera reconstrucción del evento medido por SD.

La reconstrucción completa del evento se realiza mediante el software oficial de análisis *Offline* [121], y puede realizarse considerando el modo híbrido

o sólo los detectores FD o SD; de acuerdo estén los datos disponibles. Básicamente *Offline* provee un entorno de trabajo para tareas de simulación y reconstrucción, donde los usuarios pueden procesar datos o lluvias simuladas incluyendo además algoritmos de reconstrucción propios o secuencias de instrucciones mediante accesibles interfases al detector y a la información de los eventos. Particularmente estos puntos se facilitan gracias a su estructura modular que permite rápidos cambios.

Se completa la tarea general del Observatorio cuando los resultados de la reconstrucción se envían luego a un Centro de Cálculo (*Centre de Calcul de l'Institut National de Physique Nucleaire et de Physique des Particles*) ubicado en Lyon (Francia), donde se encuentran disponibles para el análisis pormenorizado de cada una de las líneas de investigación del Observatorio.

Capítulo 5

Los perfiles de profundidad atmosférica

En el análisis de lluvias generadas por rayos cósmicos es muy importante tener una precisa caracterización de la atmósfera. Esto es debido a que, como se planteó anteriormente, la lluvia de partículas se produce por la interacción del primario y los secundarios con los núcleos de los átomos del aire, lo que conlleva a diferentes probabilidades de interacción de acuerdo a las diferentes densidades.

El parámetro natural utilizado para representar la cantidad de materia atravesada por una partícula que ingresa a la atmósfera es la profundidad atmosférica, identificada con la letra X y definida como

$$X(h) = \int_h^{\infty} \rho(\zeta) d\zeta \quad (5.1)$$

donde h representa la altura medida desde el nivel del mar y $\rho(\zeta)$ es la densidad del aire a la altura ζ , también medida desde el suelo. A partir de la expresión (5.1) es evidente que el valor máximo de X se corresponde con el nivel del suelo y el nulo con los comienzos exteriores de la atmósfera.

5.1. Breve descripción de la Atmósfera.

Antes de continuar en la interiorización de los perfiles de profundidad atmosférica, es conveniente una pequeña descripción de la atmósfera que contextualice lo que en definitiva es el objeto de estudio.

Se denomina atmósfera a la masa inhomogénea gaseosa que rodea a la Tierra. Es un sistema con una dinámica constante y de muy difícil predicción. Esto es debido a que la mayoría de los procesos físicos en la atmósfera están

ligados a la radiación solar y su correlación con la rotación de la Tierra tanto alrededor de su propio eje como alrededor del Sol. Estos dos movimientos de rotación de la Tierra, sumado a la dinámica de los fluidos, conducen a cambios en la influencia de la radiación solar que se reconocen en variaciones estacionales, diarias y zonales [90].

Los modelos que representen a la atmósfera, entre ellos los que describen alguna de sus características como la profundidad atmosférica, deben contemplar inexorablemente la inhomogeneidad del aire. De hecho, la distribución de aire es tan extrema que aproximadamente el 90 % de la masa se encuentra en los primeros 18 km por encima del nivel del mar y sólo el 1 % por encima de los 32 km. Este hecho repercute evidentemente en la densidad del aire, que disminuye seis órdenes de magnitud desde el nivel del mar hasta los primeros 100 km de altitud, y otros seis órdenes de magnitud entre los 100 km y 300 km de altitud.

La composición química es otro de los parámetros relevantes a tener en cuenta, y se expresa usualmente mediante la masa molar M_m . El valor promedio en el aire seco es aproximadamente de $M_m = 28.966 \text{ g mol}^{-1}$, y representa la mezcla atómica de aproximadamente 78.08 % de Nitrógeno, 20.94 % de Oxígeno, 0.93 % de Argón y 0.05 % de otros elementos (Cuadro 5.1). La masa molar tiene también una particular variación vertical: permanece prácticamente constante en el rango de alturas h ¹ comprendido entre $0 \text{ km} \leq h \leq 90 \text{ km}$, y comienza a decrecer monótonamente para alturas mayores (Figura 5.1). Debido a esta sustancial diferencia en la composición del aire se establecen dos capas de atmósfera, la comprendida entre $0 \text{ km} \leq h \leq 90 \text{ km}$ que se denomina *homósfera*, y la situada por encima de los 90 km que se denomina *heterósfera*.

Dentro de las variables de estado, la temperatura es probablemente la que tiene un comportamiento más ecléctico. Su variación es debida a diversos factores como el flujo de calor por la posición del sol o presencia de nubes, procesos de intercambio de calor entre la superficie terrestre y la atmósfera, desplazamiento de masas por viento, topografía, tipo de superficie terrestre (hielo, agua, desierto, etc.) [89]. La variación vertical de la temperatura (Figura 5.2) suele ser modelizada en estratos como se relata a continuación [91]:

- Disminuye linealmente con la altitud en la zona denominada *tropósfera*, con una razón comprendida entre 5.5 °C/km y 6.5 °C/km en los primeros 9 - 12 km.
- Se mantiene aproximadamente constante entre los 9 y 15 km. Esta capa

¹Consideraremos a la altura siempre medida en km, con el valor 0 al nivel del mar

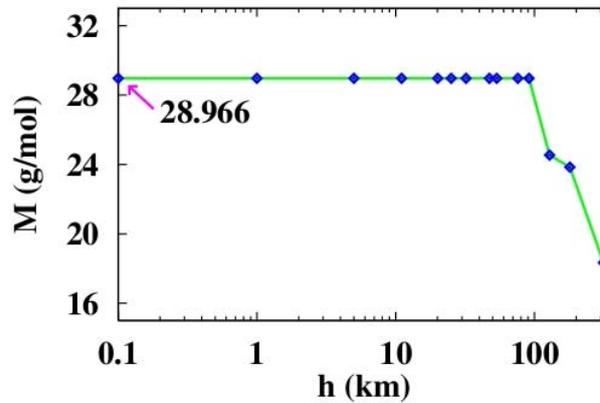


Figura 5.1: Masa molar media del aire seco en la atmósfera expresado en función de la altura [100]. Los puntos corresponden a medidas de la USStdA [99]. La línea solo es una ayuda visual.

se denomina *tropopausa*.

- Aumenta linealmente con la altura hasta los 45 - 50 km, en la denominada *estratósfera*, llegando hasta casi los 0 °C.
- No cambia durante unos pocos kilómetros, aproximadamente entre los 45 - 55 km, en la denominada capa de interfase *estratopausa*.
- Disminuye linealmente hasta los 90 km alcanzando valores cercanos a los -90 °C. Este estrato se denomina *mesósfera*.
- Tras mantenerse prácticamente constante en otra capa de interfase llamada *termopausa*, aumenta linealmente con la temperatura hasta por valores encima de 0 °C cuando se encuentra a 110 km en la llamada *termósfera*.
- Luego, dentro de la *termósfera*, debido a que no hay filtración de la radiación solar ultravioleta, gamma y X, se produce una alta ionización de átomos y moléculas, alcanzándose valores cercanos a los 1000 °C.
- Debido a los bajísimos valores de densidad, por encima de esa altitud la temperatura no está definida de acuerdo al concepto termodinámico-estadístico de la misma. Tanto el resto de la *termósfera* (que se extiende hasta aproximadamente 700 km, como la última capa de la atmósfera denominada *exósfera* (que se extiende hasta los 10000 km), se consideran sin temperatura definida.

Elemento	Partes por Millón [ppmv]	Masa molar [g/mol]
Nitrógeno (N_2)	780840 (78.0840 %)	28.014
Oxígeno (O_2)	209460 (20.9460 %)	32.998
Argón (Ar)	9340 (0.9340 %)	39.948
Dióxido de Carbono (CO_2)	385 (0.0385 %)	44.010
Neón (Ne)	18.18	20.180
Helio (He)	5.24	4.0026
Metano (CH_4)	1.745	16.042
Kriptón (Kr)	1.14	83.798
Hidrógeno (H_2)	0.55	2.0158
Óxido Nitroso (N_2O)	0.3	44.013
Xenón (Xe)	0.09	131.29
Ozono (O_3)	0.0 - 0.07	47.998
Dióxido de Nitrógeno (NO_2)	0.02	46.006
Iodo (I)	0.01	126.90
Monóxido de Carbono (CO)	traza	28.01
Amoníaco (NH_3)	traza	17.031
Vapor de agua (H_2O)	1 %-4 % en la superficie 0.40 % toda la atmósfera	18.015

Cuadro 5.1: Valores medios de los constituyentes de la baja atmósfera [93].

La temperatura, la presión y la composición molecular, son la base para construir las funciones de estado que caracterizan a la atmósfera. En el capítulo siguiente se desarrollará cómo, con estas y otras variables, se construyen los perfiles de densidad, y consecuentemente los de profundidad atmosférica.

5.2. Los Modelos Clásicos

En esta sección daremos un breve recorrido sobre los diferentes modelos que consideran a la profundidad atmosférica. Están ordenados de acuerdo a su desarrollo cronológico, aunque como suele ocurrir con la construcción de modelos físicos, también es un orden creciente en complejidad.

5.2.1. Modelo Isotérmico

Teniendo en cuenta las características propias de la atmósfera terrestre, históricamente se han ido desarrollando varios modelos para describirla apropiadamente. El modelo más simple que describe la variación de la densidad con la altitud es conocido como *modelo isotérmico*. Este modelo parte de considerar al aire como un gas ideal, reescribiendo la ecuación de estado

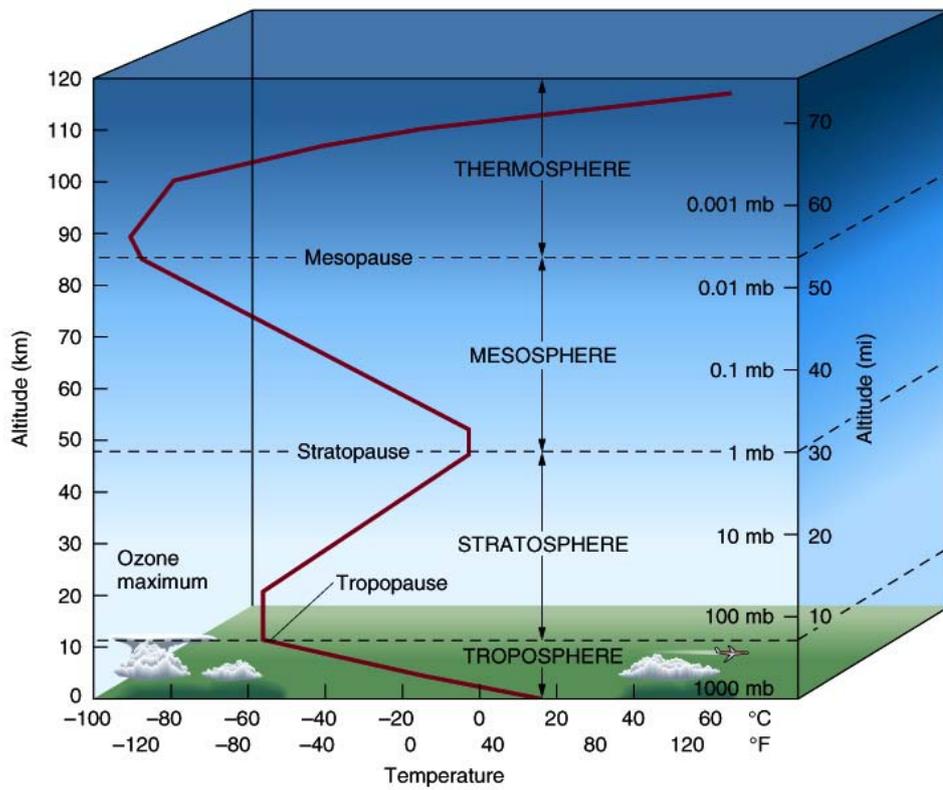


Figura 5.2: Variación vertical estimada de la temperatura en la atmósfera [92].

como

$$\rho = \frac{M_m p}{R T} \quad (5.2)$$

donde M_m representa la ya establecida masa molar, p la presión atmosférica, T la temperatura y R la constante universal de los gases. Considerando la variación de la presión con la altura descrita mediante el Teorema General de la Fluidostática, podemos reescribir este último como:

$$\frac{dp}{dh} = -\rho g \quad (5.3)$$

donde h es la altura medida desde el suelo y g la aceleración local de la gravedad. Juntando estas dos últimas expresiones, podemos resolver la ecuación diferencial

$$\frac{d}{dh} \left(\frac{\rho R T}{M_m} \right) = -\rho g. \quad (5.4)$$

Suponiendo M_m y T constantes, propio de lo isotérmico del modelo, arribamos a la expresión

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-\frac{g M_m}{R T} h} \quad (5.5)$$

donde ρ_0 representa la densidad del aire al nivel del mar y T se toma usualmente también al nivel del mar.

Utilizando esta última expresión (5.5) en la definición (5.1) obtenemos el perfil de profundidad atmosférico propuesto desde el modelo isotérmico, que está dado por

$$X(h) = X_0 e^{-\frac{g M_m}{R T} h} \quad (5.6)$$

donde X_0 es el valor de la profundidad atmosférica al nivel del mar y está dado por $X_0 = \rho_0 R T / M_m g$.

En la búsqueda de contrastar las predicciones del modelo con datos experimentales, se suele recurrir a la base de datos más completa desde comienzos de los años 50 denominada la United States Standard Atmosphere (USStdA). Esta base de datos está confeccionada en base a una gran cantidad de registros realizada en diversos puntos de latitud media del mundo, la mayoría de ellos en los Estados Unidos. Con las medidas en diferentes períodos de tiempo el equipo de estudios atmosféricos de la NASA ha formulado una atmósfera standard. Un primer chequeo del *modelo isotérmico* (con $\rho_0 = 1,225 \text{ kg m}^{-3}$ y $T = 288 \text{ K}$) muestra que la diferencia entre sus predicciones y los datos experimentales de la USStdA de 1976, es mínima en los primeros kilómetros pero comienza a hacerse notable para altitudes mayores a 10 km.

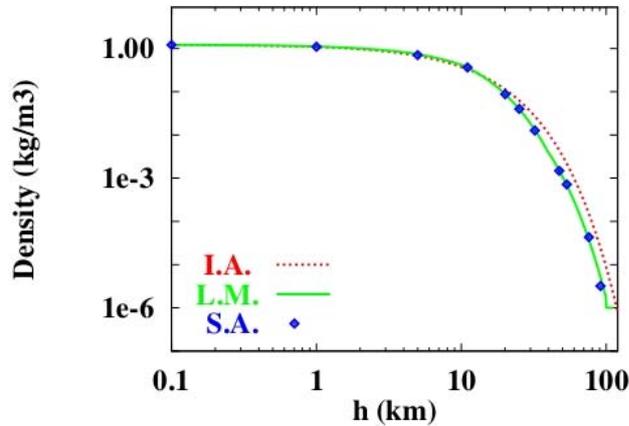


Figura 5.3: Perfil de la densidad del aire en la atmósfera. Los puntos azules representan los datos de la USStdA [99], la línea roja la parametrización correspondiente al modelo isotérmico (tomando $\rho_0 = 1,225 \text{ kg m}^{-3}$ y $T = 288 \text{ K}$), y la línea verde representa la parametrización del modelo de Linsley de 5 capas (obtenido de [100]).

5.2.2. Modelo de Linsley

En los comienzos de la década de 1980, John Linsley desarrolló un nuevo modelo sobre la base del modelo isotérmico [94]. Manteniendo la idea de modelar al aire como un gas ideal y tratándolo dentro de la teoría clásica de fluidos, delineó un modelo cuya principal característica lo constituye la idea de suponer a la totalidad de la atmósfera como una suma de L capas fijas. En realidad, el estratificar la atmósfera es una idea ampliamente compartida; pero la novedad de la propuesta de Linsley reside en parametrizar independientemente a cada una de las capas. Específicamente se trata de modelizar a las capas como isotérmicas de acuerdo a una temperatura característica y por esa razón se lo reconoce al modelo de Linsley como *Modelo isotérmico por capas*.

Dentro de este modelo, cada una de las capas isotérmicas se expresa en términos de una función de la forma

$$X(h) = a + b e^{-\frac{h}{c}} \tag{5.7}$$

donde a , b y c son parámetros fijos. Con esta idea, el perfil vertical de pro-

fundidad atmosférica modelizado por $L - 1$ capas isotérmicas está dado por

$$X(h) = \begin{cases} a_l + b_l e^{-\frac{h}{c_l}} & h_{l-1} \leq h < h_l & (l=1, \dots, L-1) \\ a_L - b_L \frac{h}{c_L} & h_{L-1} \leq h < h_L \\ 0 & h \geq h_L \end{cases} \quad (5.8)$$

donde a_l , b_l , c_l son parámetros dimensionales que definen la función en la capa l con altitudes h_{l-1} y h_l . De la expresión de $X(h)$ puede deducirse una muy importante condición de contorno: en la capa situada a mayor altitud, identificada con el subíndice L , el modelo fija el valor de X a 0 g cm^{-2} a la altitud de $h_{max} = h_L$. El comportamiento lineal de la función $X(h)$ en esta última capa, diferente a las capas anteriores, no posee ningún significado físico particular y se plantea de esta manera para reducir al valor nulo el valor de la profundidad atmosférica manteniendo continuidad en la función $X(h)$. Si bien los límites no son precisos, la atmósfera se extiende mucho más allá que el límite de 112,8 km fijado en forma arbitraria en el modelo de Linsley, y la razón por la cual dicho modelo fija ese límite debe buscarse en que el mismo fue pensado en el ámbito del estudio de rayos cósmicos. En efecto, a los 112.8 km el valor de X es tan pequeño que fijarlo a 0 por encima de este límite es coherente cuando se analizan cascadas de partículas producidas por rayos cósmicos.

Uno de los puntos de mucho interés que posee la expresión del modelo de Linsley es la reversibilidad. Efectivamente, la función (5.8) puede invertirse permitiendo expresar analíticamente la altura h como función de la profundidad atmosférica X de la manera

$$h(X) = \begin{cases} -c_l \ln \left(\frac{X - a_l}{b_l} \right) & X_{l+1} < X \leq X_l & (l=1, \dots, L-1) \\ c_L \left(\frac{a_L - X}{b_L} \right) & 0 < X \leq X_L \end{cases} \quad (5.9)$$

Esta propiedad, que tal vez parezca menor, es muy útil en el manejo de datos, simulaciones y reconstrucciones; y la hacen muy adecuada en el diseño de software específico.

Con el modelo propuesto en (5.8), y la elección de 5 capas y sus límites, Linsley parametrizó los valores de la USStdA obteniendo una serie de valores de referencia de los parámetros a_l , b_l y c_l (Cuadro 5.2).

Capa l	Límites de capa		a_l	b_l	c_l
	h_{l-1} [km]	h_l [km]	[g cm ⁻²]	[g cm ⁻²]	[m]
1	0	4	-186.5562	1222.6562	9941.8638
2	4	10	-94.9199	1144.9069	8781.5355
3	10	40	0.61289	1305.5948	6361.4304
4	40	100	0.0	540.1778	7721.7016
5	100	112.8	0.01128292	1.0	1000000

Cuadro 5.2: Valores de la parametrización de Linsley de 5 capas.

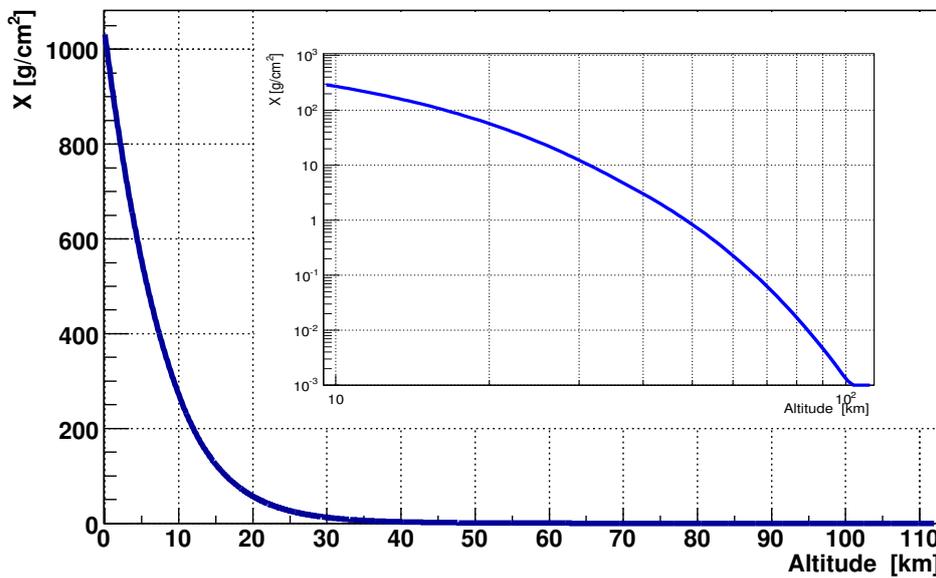


Figura 5.4: Perfil de profundidad atmosférico del Modelo de Linsley de 5 capas en escala lineal y logarítmica.

Con estos valores, el modelo de Linsley cubre prácticamente por completo la atmósfera, ya que el valor $h_{max} = 112.8$ km indicado como límite superior se corresponde con un valor de X menor a 0.001 g cm⁻² (Figura 5.4).

Los valores determinados por Linsley (Cuadro 5.2) conjuntamente con la expresión (5.8) con $L = 5$ ajustan con gran precisión los valores experimentales de la USStdA (1976). Por tal motivo, esta parametrización y la propuesta de caracterización de la atmósfera mediante 5 capas isotérmicas, recibe el nombre de *Modelo de Linsley de 5 capas*, habiéndose constituido en un modelo ampliamente utilizado.

5.3. Modelos recientes

5.3.1. El Modelo Mensual (*Malargüe Monthly Model*)

Es evidente que los modelos anteriormente descritos no tienen en cuenta los cambios en Temperatura, presión y humedad que implican cambios en la densidad y consecuentemente alteran el valor de la profundidad atmosférica. Estos cambios, producidos en forma diferente de acuerdo al día y la ubicación geográfica, han sido contemplados en modelos actuales.

En particular, miembros del equipo de monitoreo atmosférico del Observatorio Pierre Auger cuantificaron importantes variaciones estacionales en los perfiles de profundidad atmosférica en la zona de Malargüe [97].

A partir de la base de datos de UK Meteorological Office [98], que contiene datos de globos con radiosondas de muchos lugares del planeta, establecieron un perfil promedio de invierno y otro de verano en base a medidas de varios años. Los lugares estudiados, escogidos por su disponibilidad de datos, fueron Mendoza (Argentina) y Salt Lake City (USA).²

Entre otros resultados identificaron una diferencia máxima entre el perfil de profundidad atmosférica estacionales y el de Linsley del orden de 20 g cm^{-2} (Figuras 5.5 y 5.6).

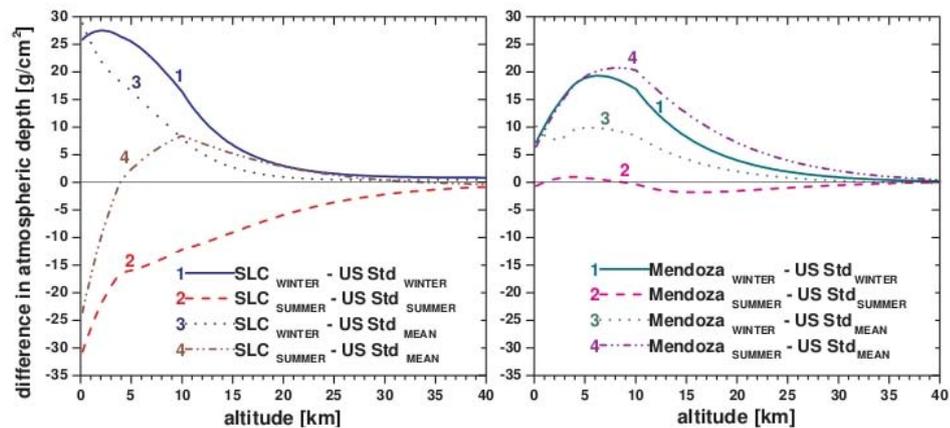


Figura 5.5: Diferencias en la profundidad atmosférica entre la USStd y las medidas promedio estacionales de Salt Lake City (SLC) y Mendoza para los casos invierno y verano.

²La elección de este último lugar estaba ligado a que en la época del estudio se pensaba [97] construir el sitio Norte del Observatorio Pierre Auger en el estado de Utah (USA).

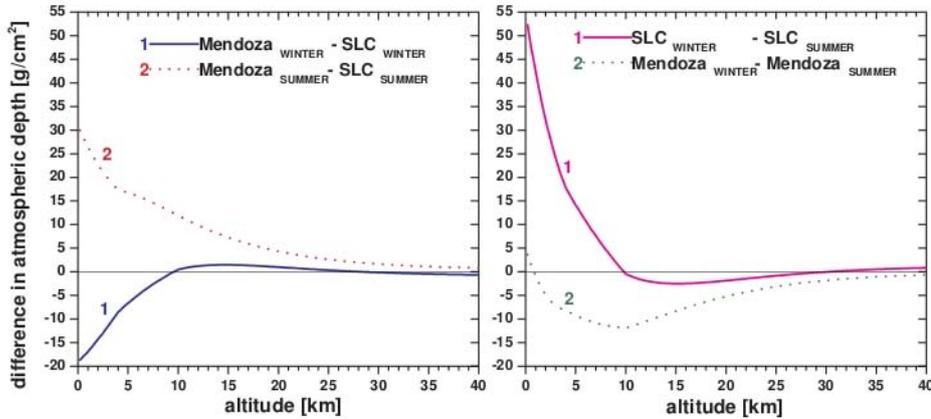


Figura 5.6: Diferencias en la profundidad atmosférica promedio entre las estaciones invierno y verano en los sitios de Salt Lake City (SLC) y Mendoza.

En esa investigación [97] se concluye que un modelo atmosférico global no resulta satisfactorio para el estudio de rayos cósmicos a partir de cascadas; y sugieren fuertemente que a partir de medidas locales se construyan perfiles representativos que consideren las variaciones estacionales y, de ser posible, también las diarias.

Estas conclusiones y resultados motivaron el desarrollo de un nuevo modelo pensado para el sitio del Observatorio Auger. Este modelo establecía 12 parametrizaciones para correspondientes perfiles de profundidad atmosférica, uno por cada mes calendario, y por tal motivo fue nombrado *Malargüe Monthly Model (MMM)*.

Los datos utilizados para el desarrollo del modelo correspondieron a mediciones periódicas de globos atmosféricos lanzados por centros meteorológicos de las ciudades de Santa Rosa (La Pampa) y Córdoba; así como a medidas de globos³ lanzados en Malargüe por miembros del Observatorio Pierre Auger en el período Agosto 2002 a Noviembre 2004.

El modelo también se estructura detrás de la función de Linsley (5.8) pero ajustando los datos medidos en el Observatorio Auger. Cabe destacar también que considera a la atmósfera como compuesta por 5 capas y en el ajuste, los límites de las capas son libres. Las desviaciones estándar en cada uno de los parámetros son las que permiten cubrir las variaciones día a día.

En las figuras 5.7, 5.8 y 5.9 pueden observarse perfiles de Temperatura, densidad y profundidad atmosférica propuestos por el modelo [95].

³La descripción acerca de la adquisición de datos mediante globos atmosféricos y el tratamiento de esas medidas se encuentra en el siguiente capítulo.

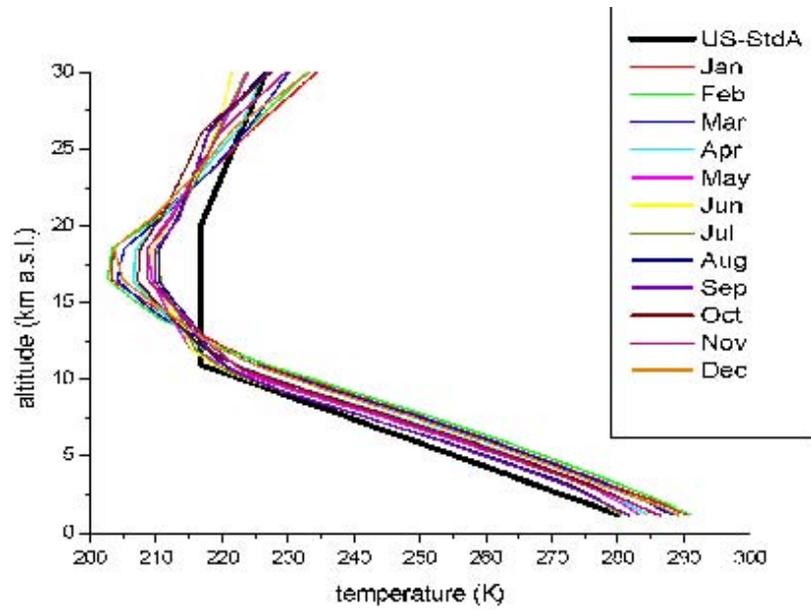


Figura 5.7: *Perfiles de Temperatura del Malargüe Monthly Model.*

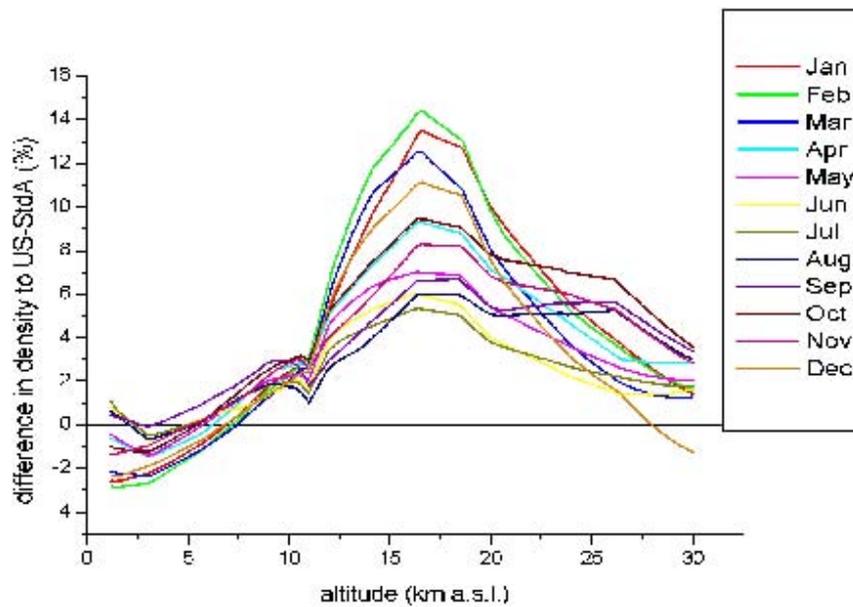


Figura 5.8: *Diferencia entre los perfiles de densidad mensual promedio del Malargüe Monthly Model y los datos de la USStdA.*

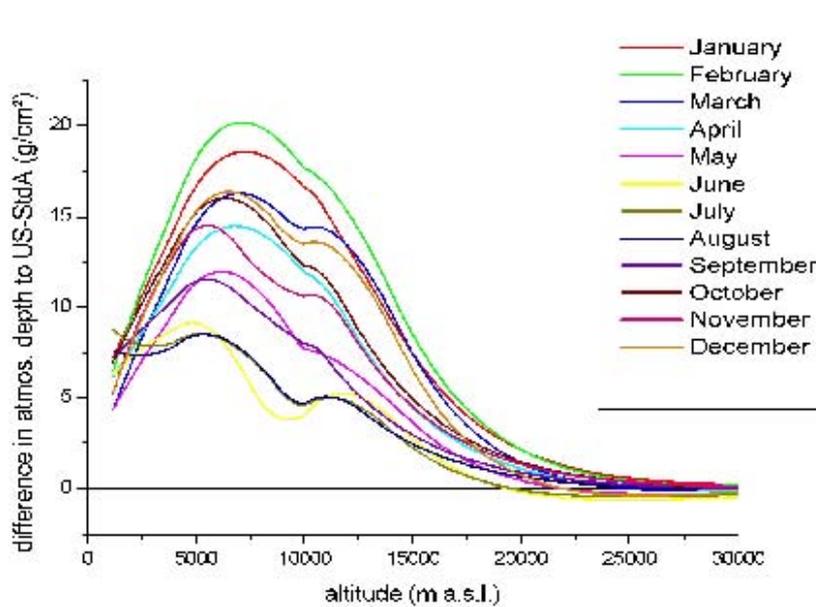


Figura 5.9: *Diferencia entre los perfiles de profundidad atmosférica del Malargüe Monthly Model y su comparación con los datos de la USStdA.*

Nos detendremos brevemente en el análisis de los perfiles de profundidad atmosférica resultantes (Figura 5.9), donde surge una evidente diferencia con la parametrización de la USStdA hasta 20 g cm^{-2} . Como se observan que las evidentes diferencias entre los perfiles no son las mismas mes a mes, se justifica la elección de este parámetro temporal en lugar, tal vez de un perfil por cada estación.

5.3.2. El Nuevo Modelo Mensual (*New Malargüe Monthly Model*)

Utilizando los mismos recursos que en modelo anterior, pero con una muy amplia estadística de medidas de globos radiosondas en el Observatorio Auger, a fines del 2009 el equipo de monitoreo atmosférico actualizó el modelo denominándolo *New Malargüe Monthly Model (NMMM)* [96].

En base a 277 perfiles correspondientes a medidas de globos realizadas en el sitio del experimento, se pudieron establecer perfiles promedios más precisos que fueron convenientemente ajustado siguiendo la estructura del modelo de Linsley. El resultado es un nuevo conjunto de 12 perfiles correspondientes uno a cada mes, estructurado en 5 capas de manera tal que las primeras 4 capas tienen límites diferentes para cada perfil y la última capa

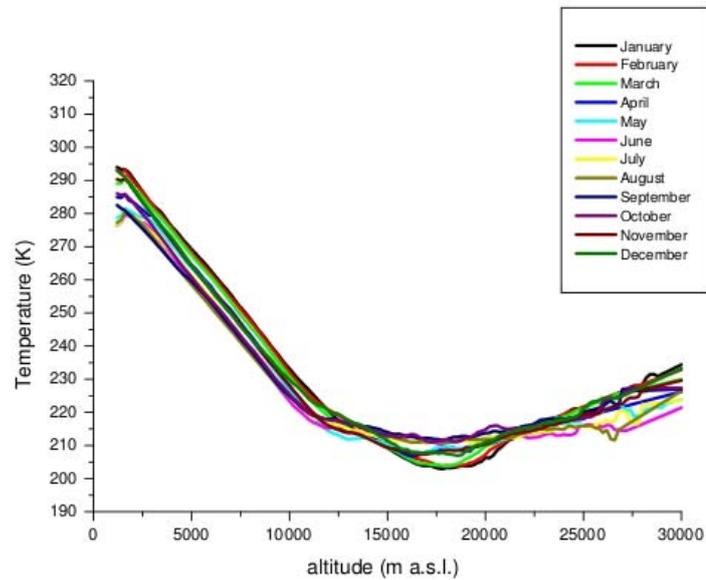


Figura 5.10: *Perfiles de Temperatura del New Malargüe Monthly Model.*

toma los valores de Linsley.

Como puede observarse en las figuras 5.10 y 5.11 [96], los perfiles resultantes son muy consistentes con los del *MMM* y reproducen diferencias muy similares.

En el próximo capítulo se profundizará en los perfiles de profundidad atmosférica generados por este modelo, estableciéndose las correspondientes comparaciones con el Modelo de Linsley y el Modelo GAMMA.

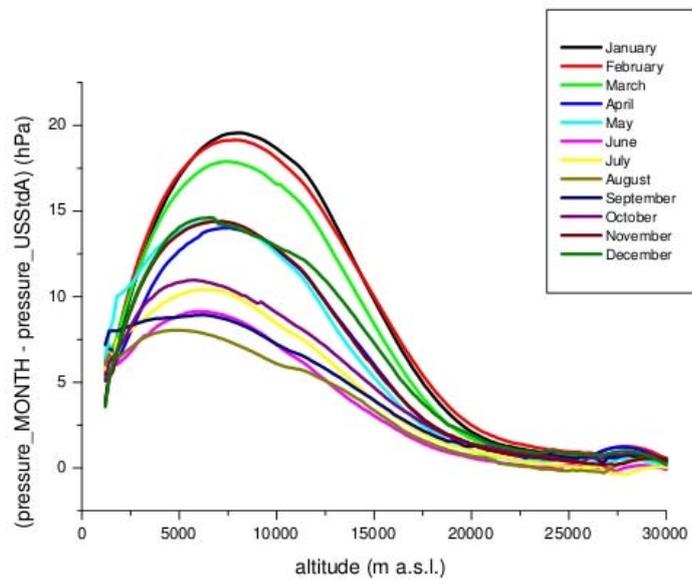


Figura 5.11: *Diferencia entre los perfiles de profundidad atmosférica del New Malargüe Monthly Model y su comparación con los datos de la USStdA.*

Capítulo 6

El modelo GAMMA

En este capítulo presentaremos el modelo atmosférico GAMMA, eje central de la tesis y que ha sido difundido mediante publicaciones [103], [104] y presentaciones en diferentes encuentros y congresos [105],[106].

Este nuevo modelo es una idea original concebida con el objetivo de caracterizar el perfil de profundidad atmosférica en el sitio del Observatorio Auger, a fin de poder utilizarse en las tareas de reconstrucción de eventos y simulación de cascadas. El modelo se denomina *GAMMA* (acrónimo de *Ground temperature Association to Multilayer isothermal Model of the Atmosphere*) y su innovación consiste en la utilización de un parámetro físico de fácil registro, como lo es la temperatura al nivel del suelo; para identificar el perfil atmosférico. GAMMA consiste en una representación de la atmósfera mediante varias capas donde los perfiles de densidad y profundidad atmosférica pueden ser convenientemente representados por funciones construidas de manera de resultar continuas. Los resultados obtenidos en la utilización de GAMMA muestran una gran precisión en la representación de la atmósfera de Malargüe.

Sin más dilaciones se presentan a continuación los pasos seguidos, los detalles considerados y la justificaciones en las decisiones tomadas para la construcción del modelo GAMMA.

6.1. Ideas motivadoras

La dimensión física, los objetivos planteados para sus estudios y el alcance planeado para sus resultados, determinaron que el Observatorio Pierre Auger, atendiera la necesidad de contar con una precisa caracterización de la atmósfera en el sitio de observación. Esta búsqueda derivó, entre otras cosas, en la determinación precisa de los perfiles atmosféricos en Malargüe, uno de

cuyos resultados es el *Malargüe Monthly Model*, anteriormente mencionado.

Como fue comentado en el capítulo previo, el *Malargüe Monthly Model* y su nueva versión el *New Malargüe Monthly Model*, consisten básicamente en agrupar las medidas de globos radio sonda de acuerdo al mes del lanzamiento y realizar un preciso ajuste con una función estructuralmente similar a la propuesta de Linsley. Esta elección de acuerdo al mes, implica algo fundamental: la caracterización de los perfiles de profundidad atmosférica *de acuerdo a un parámetro temporal*. Esta característica del modelo lleva a cambios discontinuos en el perfil de profundidad atmosférica que no tienen significado físico. Por ejemplo el modelo predice un perfil para un evento sucedido a las 23:55 de un 31 de Mayo, y es el mismo perfil de un evento sucedido 30 días antes, pero el perfil será diferente para el evento que suceda 10 minutos después.

Esto motivó la idea central en el desarrollo de GAMMA: un nuevo modelo que tuviera en cuenta la caracterización de los perfiles a partir de un parámetro físico. Como condición fundamental, este parámetro debía ser de fácil y rápida obtención, y de permanente disponibilidad. Considerando estas premisas se selecciona a la temperatura al nivel del suelo como este parámetro característico del modelo. En las secciones siguientes se establecerán cómo se trabajó en el desarrollo de GAMMA a partir de esta idea.

6.2. La base de datos

El modelo fue construido utilizando mediciones experimentales. La base de datos sobre la que se realizó el modelo GAMMA está conformada por las mediciones de globos radio sonda [107] lanzados periódicamente en el sitio del Observatorio Auger, y fue también utilizada en el ya mencionado *Malargüe Monthly Model*. Los globos fueron lanzados a en diferentes épocas del año, tanto durante el día como la noche, con la intención de tener un muestreo representativo de las diferentes condiciones atmosféricas en las que suceden los eventos. Estas mediciones permitieron establecer una base de datos de 277 globos que representan 277 perfiles atmosféricos entre Agosto de 2002 y Diciembre de 2008.

Los globos meteorológicos utilizados eran llenados con helio y mediante el sistema de radio sondeo transmitían datos cada 8 segundos aproximadamente. La frecuencia de toma de datos permite obtener perfiles en altitud de Temperatura $T(h)$, presión $p(h)$, humedad relativa $u(h)$ y velocidad del viento $ws(h)$. Las incertezas y el rango de funcionamiento del instrumental se encuentran en el cuadro 4.1.

Con estos parámetros medidos se calcula el perfil de densidad del aire

$\rho(h)$, mediante

$$\rho(h) = \frac{p(h) \cdot M_m}{R \cdot T(h)} \quad (6.1)$$

donde R es la constante universal de los gases y M_m es la masa molar del aire expresada en g mol^{-1} .

Particularmente, la masa molar es estimada incluyendo la contribución del vapor de agua extraída del perfil de humedad mediante la parametrización [108]:

$$M_m = \frac{28,95949 \frac{\text{g}}{\text{mol}} \cdot \text{vol \%}(\text{aire})}{100} + \frac{44,01 \frac{\text{g}}{\text{mol}} \cdot \text{vol \%}(\text{CO}_2)}{100} + \frac{18,016 \frac{\text{g}}{\text{mol}} \cdot \text{vol \%}(\text{vapor})}{100} \quad (6.2)$$

donde el primer término representa la contribución de aire seco y sin dióxido de carbono, el segundo la contribución del CO_2 , y el tercero es el aporte del vapor de agua. Este último es calculado utilizando la humedad relativa u , la presión p , y la presión de saturación E_s mediante la expresión

$$\text{vol \%}(\text{vapor}) = (E_s \cdot u)/p \quad (6.3)$$

Consideremos además que la presión de saturación de vapor de agua, es función de la temperatura y se calcula mediante la fórmula de Magnus [109]

$$E_s(T) = \begin{cases} 6,1078 \cdot \exp\left(\frac{17,08085 \cdot T}{234,175 + T}\right) & T \geq 0^\circ \text{C} \\ 6,10714 \cdot \exp\left(\frac{22,44294 \cdot T}{272,44 + T}\right) & T < 0^\circ \text{C} \end{cases} \quad (6.4)$$

Por otro lado, a fin de aumentar la precisión en la determinación de los parámetros, fue incluido un preciso cálculo de la gravedad considerando la altura h y la latitud ϕ . Esto fue realizado mediante la llamada *fórmula de List* [108], una expresión ampliamente difundida en estudios geofísicos y meteorológicos, que representa la variación de la gravedad (medida en m/s^2) como un desarrollo en términos de la latitud y la altura (expresada en metros); siendo la misma:

$$g(h, \phi) = g_0(\phi) - (3,085462 \cdot 10^{-6} \text{1/s}^2 + 2,27 \cdot 10^{-9} \text{1/s}^2 \cdot \cos(2\phi)) \cdot h + (7,254 \cdot 10^{-13} \text{1/m s}^2 + 1,0 \cdot 10^{15} \text{1/m s}^2 \cdot \cos(2\phi)) \cdot h^2 - (1,517 \cdot 10^{19} \text{1/m}^2 \text{s}^2 + 6,0 \cdot 10^{22} \text{1/m}^2 \text{s}^2 \cdot \cos(2\phi)) \cdot h^3 \quad (6.5)$$

donde $g_0(\phi)$ representa la aceleración de la gravedad al nivel del mar, y puede calcularse mediante:

$$g_0(\phi) = 9,806160 \text{ m/s}^2 \cdot [1 - 0,00026373 \cdot \cos(2\phi) + 0,0000059 \cdot \cos^2(2\phi)] \quad (6.6)$$

Los perfiles de profundidad atmosférica son obtenidos usando la aproximación

$$\Delta X \approx \frac{\rho(h_i) + \rho(h_{i+1})}{2} \cdot (h_{i+1} - h_i) \quad (6.7)$$

que es válida entre dos mediciones sucesivas ($i, i+1$).

Para cada ascenso la radio sonda adquiere datos hasta una altitud máxima h_b . Considerando la presión y aceleración gravitatoria a esa altitud, $p(h_b)$ y $g(h_b)$ respectivamente, y teniendo en cuenta la aproximación

$$p(h_b) = \int_{h_b}^{\infty} g(h) \cdot \rho(h) dh \approx g(h_b) \int_{h_b}^{\infty} \rho(h) dh \quad (6.8)$$

es inmediato concluir que la profundidad al límite superior h_b , $X_b = X(h_b)$, puede estimarse a partir de

$$X_b \approx \frac{p(h_b)}{g(h_b)}. \quad (6.9)$$

El grupo de monitoreo atmosférico se encargó de procesar los datos crudos enviados de los globos radiosonda. Este trabajo consiste en determinar los valores de las medidas cada 200 m de altura, ya que como los globos no realizan un ascenso a velocidad constante, los datos crudos no se encuentran distribuidos uniformemente con la altura. Por ejemplo, en los primeros 500 m la cantidad de datos es menor que la tomada entre los 10000 m y 10500 m. De esta manera se determinan perfiles de Temperatura, presión, humedad relativa y velocidad del viento con datos cada 200 m, se calculan los perfiles faltantes (densidad y profundidad atmosférica), y se ponen a disposición del resto de los investigadores de la colaboración.

El conjunto de medidas y los perfiles resultantes, reproducen los aspectos moleculares de la atmósfera al momento del lanzamiento del globo. El lanzamiento sistemático de globos radiosonda y el subsecuente análisis y procesamiento de sus medidas concluyen en una exhaustiva base de datos, consistente en perfiles de Temperatura, presión, humedad relativa, densidad y profundidad atmosférica que representan a diferentes atmósferas.

Como en todo análisis, es necesario un chequeo previo de los datos a ser utilizados, poniendo diferentes cortes de calidad sobre la totalidad del muestreo. En este caso realizamos dos test sobre todos los globos. El primero

consiste en observar el perfil de lo que se ha denominado $g_R(h)$, resultante del cociente entre la profundidad atmosférica y la presión. Su expresión es entonces

$$g_R(h) = \frac{p(h)}{X(h)} \quad . \quad (6.10)$$

El segundo test se realiza sobre el análisis del perfil $C(h)$, obtenido a partir del cociente del perfil de la presión y el producto entre los perfiles de densidad y Temperatura. En este caso la expresión resulta

$$C(h) = \frac{p(h)}{\rho(h)T(h)} \quad . \quad (6.11)$$

La primera de estas funciones representa la dependencia aproximada de la gravedad con la altura, mientras que la segunda debe corresponderse con un perfil constante si el aire se comporta como un gas ideal. Ambas magnitudes fueron utilizadas para seleccionar los perfiles a ser empleados en nuestro análisis, seleccionando aquellos en los que $g_R(h)$ presentaba un comportamiento prácticamente lineal y simultáneamente $C(h)$ evidenciaba una leve caída de 2,88 a 2,871 en los primeros 5 km y luego permanecía virtualmente constante. Ejemplos paradigmáticos de esta situación pueden observarse en las figuras 6.1 y 6.2. En definitiva esta regla de selección permite disponer de una base de datos compuesta por 244 globos, es decir 244 perfiles de profundidad atmosférica.

El conjunto de perfiles resultante es agrupado de acuerdo al valor de temperatura en el suelo de cada perfil en 10 bins de 2 K de amplitud, cubriendo un rango de temperaturas entre 278 K y 298 K (Cuadro 6.1). Esta selección en bins implica no considerar a 32 perfiles cuya temperatura al nivel del suelo es menor que 278 K o mayor que 298 K. La elección de estos límites en temperatura asegura que cada bin tenga similar estadística, situación que no se produce incluyendo estos 32 perfiles.

Los valores de temperatura en el suelo que permiten la clasificación fueron obtenidos de un ajuste lineal en el perfil de temperatura de cada globo en los primeros 5.6 km. Esto se realizó de esta manera porque algunos de los globos no comenzaban a tomar datos sino a 200 m por encima del suelo. Sin embargo, los valores obtenidos para la temperatura en el suelo se correlacionaban perfectamente por los medidos en las estaciones meteorológicas del Observatorio.

El conjunto de perfiles final utilizados en la investigación consistió en 212 globos. Para cada bin en temperatura se realizó el perfil promedio de profundidad atmosférica.

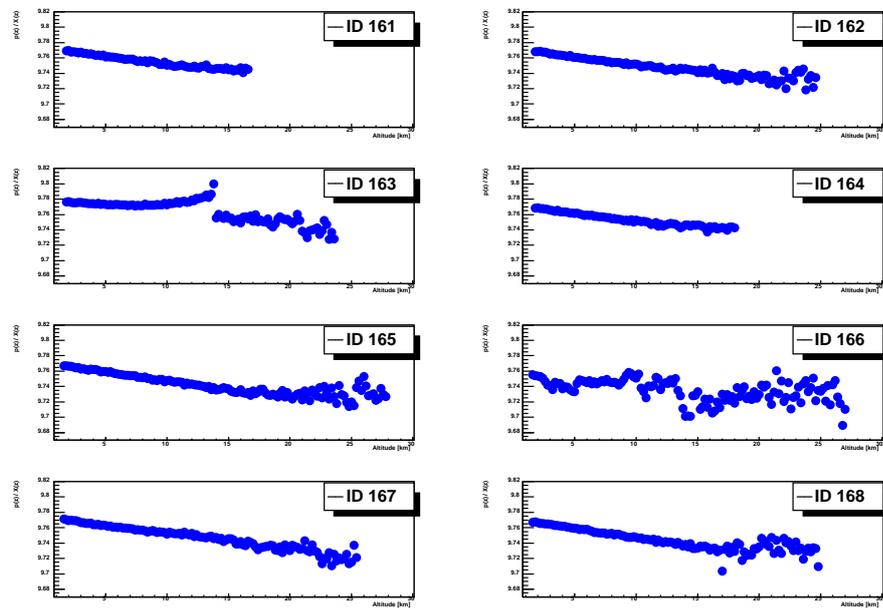


Figura 6.1: Gráfico de algunos perfiles $g_R(h)$. Notar que en los perfiles 163 y 166, el comportamiento de $g_R(h)$ se aparta de lo esperado para esta magnitud (ver texto), y por ello tales perfiles han sido descartados.

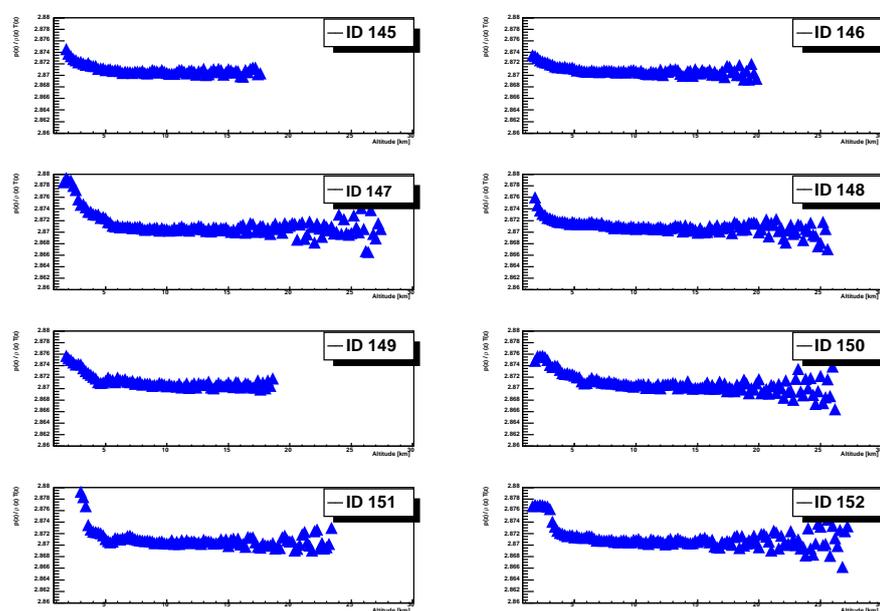


Figura 6.2: Gráfico de algunos perfiles $C(h)$. Notar que en los perfiles 147 y 152, el comportamiento de $C(h)$ se aparta de lo esperado para esta magnitud (ver texto), y por ello tales perfiles han sido descartados.

Bin	T rango [K]	Perfiles
1	278 - 280	15
2	280 - 282	17
3	282 - 284	20
4	284 - 286	26
5	286 - 288	23
6	288 - 290	25
7	290 - 292	22
8	292 - 294	27
9	294 - 296	19
10	296 - 298	18

Cuadro 6.1: Agrupamiento de los perfiles de acuerdo el valor de la temperatura en el suelo. La columna de la derecha contiene la cantidad de perfiles en el bin.

6.3. La función de ajuste

El modelo GAMMA fue construido ajustando con una función los perfiles promedio de profundidad atmosférica en cada uno de los bins. La función seleccionada replica la estructura del modelo de Linsley de 7 capas. Es decir

$$X(h) = \begin{cases} a_l + b_l e^{-\frac{h}{c_l}} & h_{l-1} \leq h < h_l & (l=1, \dots, 6) \\ a_7 - b_7 \frac{h}{c_7} & h_6 \leq h < h_7 \\ 0 & h \geq h_7 \end{cases} \quad (6.12)$$

donde los límites h_l elegidos para las capas se muestran en el Cuadro 6.2.

Capa	Lím inferior [km]	Lím superior [km]
1	0	3.5
2	3.5	8.5
3	8.5	16
4	16	24
5	24	40
6	40	100
7	100	112.8

Cuadro 6.2: Límites de las capas atmosféricas del modelo GAMMA

La altura máxima que alcanzan los globos es alrededor de 26 km, de manera tal que el ajuste de los perfiles fue realizado sólo en las primeras 5

capas. A los 26 km el valor de la profundidad atmosférica es aproximadamente de 20 g/cm^2 , con lo cual el rango más importante de estudio para rayos cósmicos estaba cubierto. Esta última afirmación se basa en que las cascadas de partículas poseen un significativo desarrollo después de los 100 g/cm^2 . Para alturas mayores, los coeficientes a_l , b_l y c_l son idénticos a los correspondientes a las dos últimas capas de la función de Linsley de 5 capas (Cuadro 5.2).

El ajuste se realiza con particulares condiciones detalladas a continuación.

- *Continuidad*: La función $X(h)$ y su derivada $\rho(h)$ deben ser continuas entre todas las capas. Incluye también el empalme con las capas superiores de la función de Linsley.
- *Condiciones de Contorno*: La función $X(h)$ y su derivada $\rho(h)$ se fijan a los valores de 39.8 km provenientes de los valores de Linsley de 5 capas.

Con estas consideraciones el ajuste tiene 5 parámetros libres, y por simplicidad en este modelo hemos elegido que sean los c_l ($l=1, 2, 3, 4, 5$). Con ellos pueden obtenerse los valores del resto de los parámetros a_l y b_l ($l=1, 2, 3, 4, 5$) mediante expresiones que se encuentran en el Apéndice A.

6.4. Resultados de los ajustes

Con la función definida y las condiciones prefijadas se realiza entonces los ajustes sobre cada uno de los perfiles promedios del bin, arrojando los valores c_1 , c_2 , c_3 , c_4 y c_5 de la expresión 6.12. Todo los ajustes fueron realizado mediante la rutina de minimización MINUIT, incluida en el software ROOT [56]. Como ejemplo de los buena precisión obtenida en los mismos pueden verse las figuras [6.3] y [6.4].

Prosiguiendo con la construcción del modelo, el siguiente paso fue el de obtener el comportamiento de los c_1 , c_2 , c_3 , c_4 y c_5 como funciones de la temperatura en el suelo. Con ese sentido es que se graficaron los parámetros obtenidos (Figura 6.5). Los valores obtenidos, y la búsqueda de una descripción simplificada, llevaron a suponer un comportamiento lineal con la temperatura en el suelo para cada uno de los c_l , que derivó en un ajuste lineal para esos puntos.

Los resultados de este último ajuste figuran en la Tabla 6.3.

Una vez ajustados los coeficientes estamos en condiciones entonces de conocer el perfil de profundidad atmosférico en cualquier momento del día si conocemos el valor de la temperatura en el suelo y si ésta se encuentra entre $T_{MIN} = 278 \text{ K}$ y $T_{MAX} = 298 \text{ K}$. La obtención de los diferentes perfiles

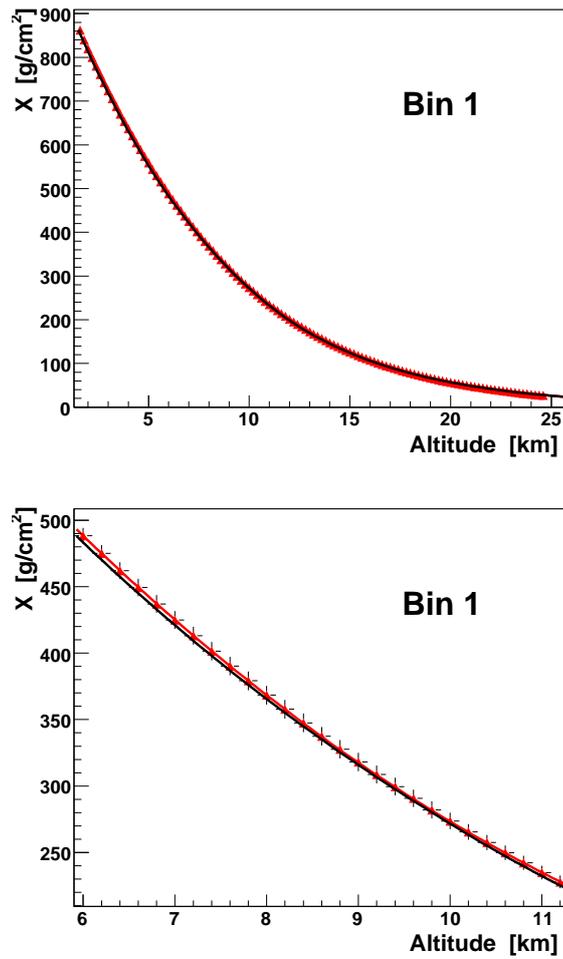


Figura 6.3: Valores de $X(h)$ correspondiente al Bin 1 y su ajuste de acuerdo a la función 6.12. Se observa además un efecto de zoom para apreciar el ajuste. La línea punteada representa la parametrización correspondiente al Modelo de Linsley de 5 capas.

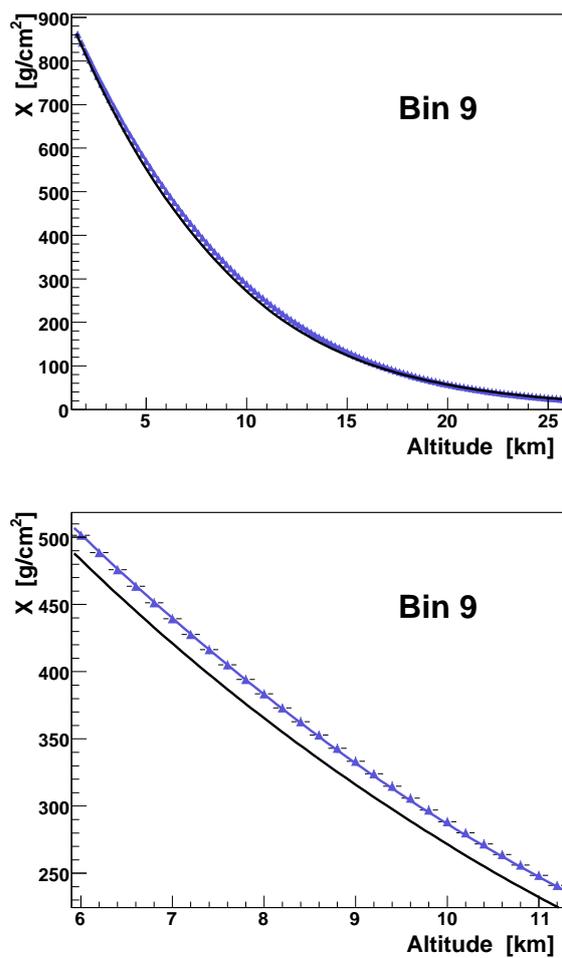


Figura 6.4: Valores de $X(h)$ correspondiente al Bin 9 y su ajuste de acuerdo a la función 6.12. Se observa además un efecto de zoom para apreciar el ajuste. La línea punteada representa la parametrización correspondiente al Modelo de Linsley de 5 capas.

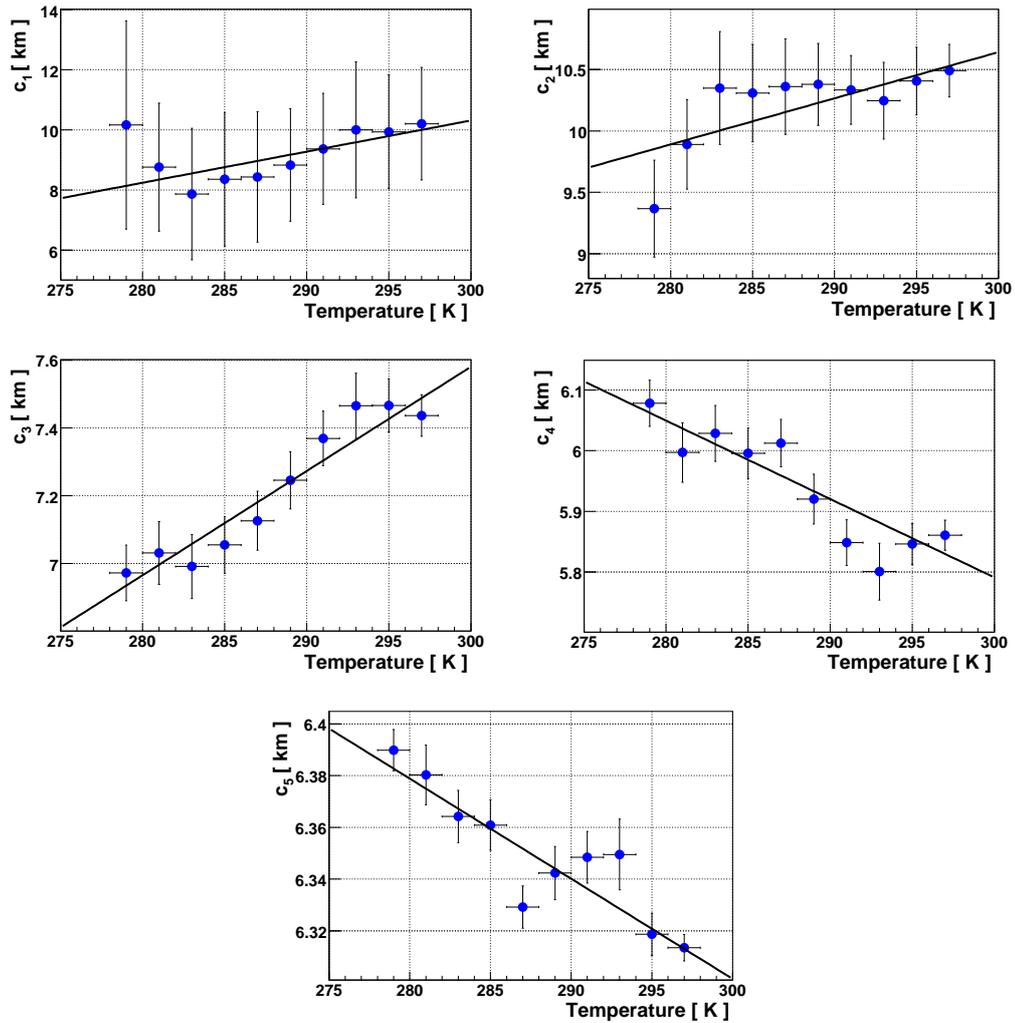


Figura 6.5: Valores de c_1 , c_2 , c_3 , c_4 , c_5 , obtenidos en cada ajuste sobre diferentes bins de Temperatura en el Suelo. Se observa además un ajuste lineal sobre esos valores.

Capa (l)	N_l [km]	M_l [km/K]
1	-20.716	0.1034
2	-0.626	0.0376
3	-1.64	0.0307
4	9.668	-0.0129
5	7.463	-0.00038

Cuadro 6.3: Valores de la parametrización lineal $c_l(T_{GROUND}) = M_l T_{GROUND} + N_l$.

de profundidad atmosférica acorde al valor de la temperatura en el suelo, consiste simplemente en obtener los valores de c_l utilizando la expresión

$$c_l(T_{GROUND}) = M_l T_{GROUND} + N_l \quad (l=1, \dots, 5) \quad , \quad (6.13)$$

donde los valores de M_l y N_l se obtienen de la Tabla 6.3 y T_{GROUND} es el valor de la temperatura en el suelo. Los parámetros a_l, b_l ($l=1, 2, 3, 4, 5$) se obtienen a partir de los $c_l(T_{GROUND})$ mediante las expresiones que se encuentran en el Apéndice A. Los parámetros restantes a_l, b_l y c_l ($l=6, 7$) se obtienen de la parametrización de Linsley (Cuadro 5.2), permitiendo construir la función

$$X_{GAMMA} = \begin{cases} a_l + b_l e^{-\frac{h}{c_l}} & h_{l-1} \leq h < h_l & (l=1, \dots, 6) \\ a_7 - b_7 \frac{h}{c_7} & h_6 \leq h < h_{lim} \\ 0 & h \geq h_{lim} \end{cases} \quad (6.14)$$

para cada perfil.

6.5. Verificando el Modelo GAMMA

Con el objetivo de analizar la validez de los resultados alcanzados, se procedió a realizar una serie de comprobaciones. Básicamente consistieron en analizar las incertezas que surgen del uso del modelo, y la comparación con los resultados mostrados por los modelos de Linsley y *Malargüe Monthly Model*.

6.5.1. Estudio de Residuos

El primer análisis consistió en tomar el valor de la temperatura en el suelo para cada perfil experimental de profundidad atmosférica $X_{EXP}(h)$ y

calcular el perfil $X_{GAMMA}(h)$ que predice el modelo GAMMA para ese valor de temperatura en el suelo.

Definiendo el residuo como

$$Residuo(h) = X_{EXP}(h) - X_{GAMMA}(h) \quad , \quad (6.15)$$

se comparó primero el comportamiento de los residuos como función de la altura manteniendo la separación en los bins originales en Temperatura (Figuras [6.6] y [6.7]). Esto permitió comprobar el ajuste realizado en cada bin, concluyendo que el ajuste es preciso en todos los rangos de Temperatura estudiados. Los valores medios de los residuos para cada altura se encontraban todos comprendidos en el rango $\sim 2 \text{ g/cm}^2 \pm 4 \text{ g/cm}^2$ ($\sim 0.7\% \pm 1.4\%$).

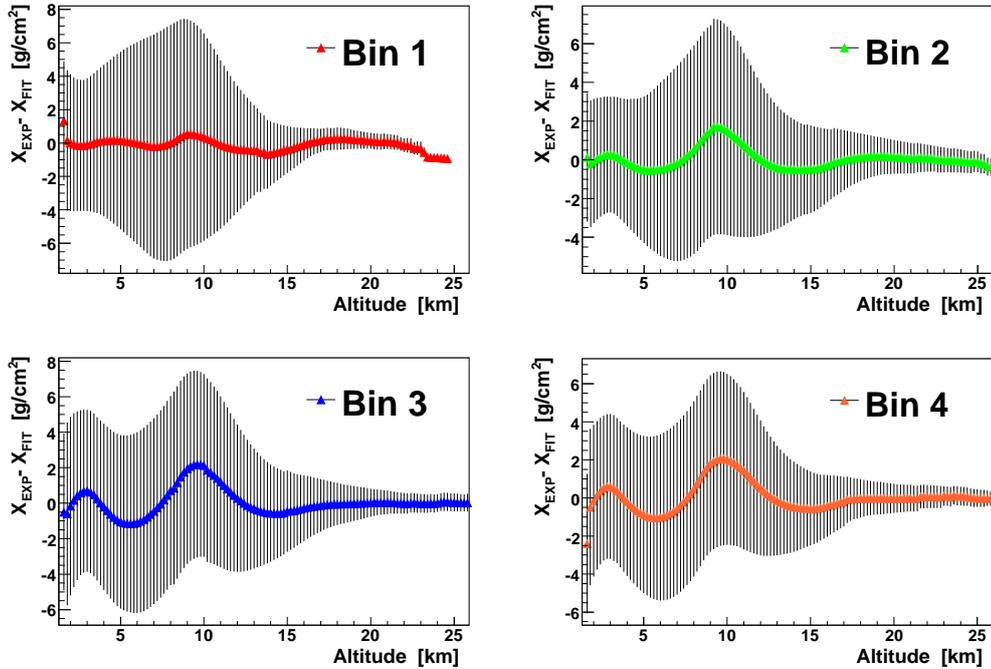


Figura 6.6: *Residuos como función de la altura para el Modelo GAMMA (Bins 1, 2, 3 y 4).*

Para tener una idea completa sobre las diferencias en las predicciones del modelo GAMMA, se realizó también el cálculo de los residuos en función de la altura sin discriminar en bins de temperatura, es decir observando la diferencia entre la predicción del modelo GAMMA y los datos de cada uno de los 212 perfiles con Temperatura en el suelo entre 278 K y 298 K. Estos resultados están reflejados en la Figura [6.8] (cada pixel del gráfico representa

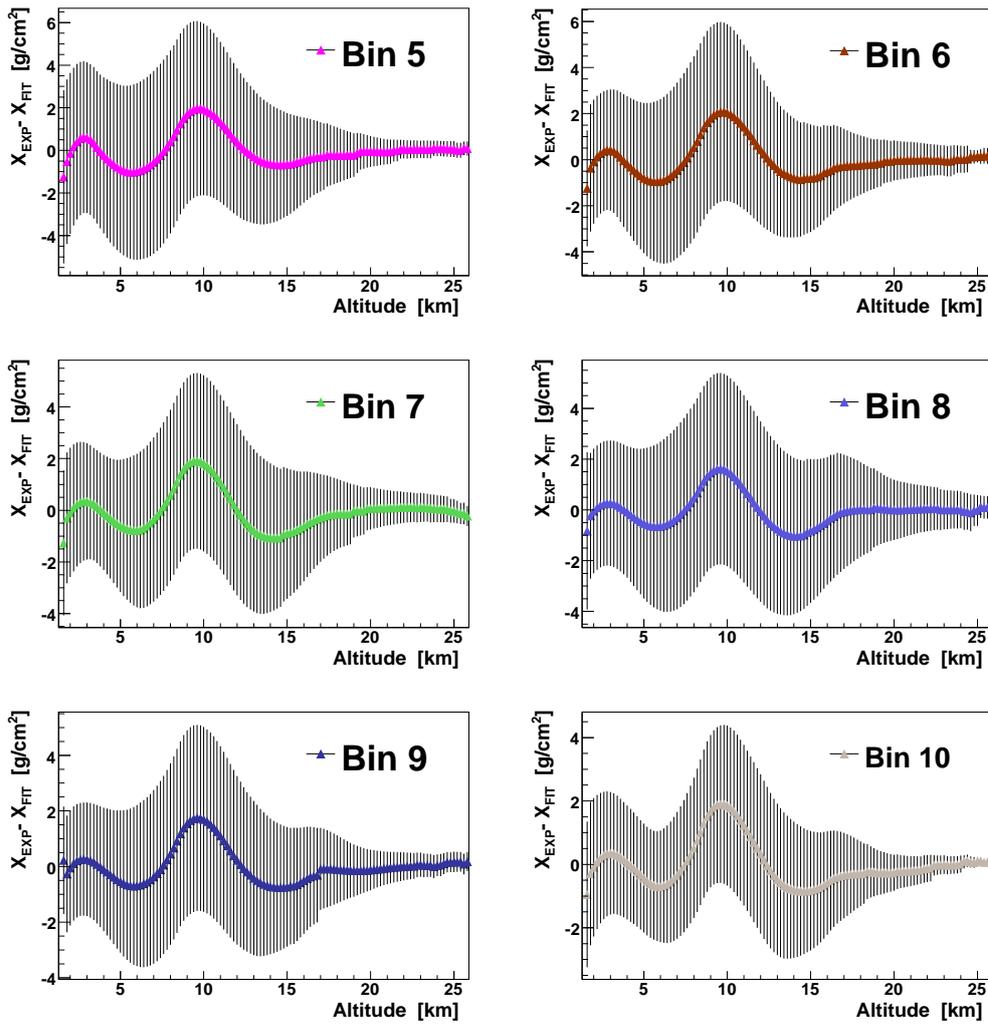


Figura 6.7: Residuos como función de la altura para el Modelo GAMMA (Bins 5, 6, 7, 8, 9 y 10).

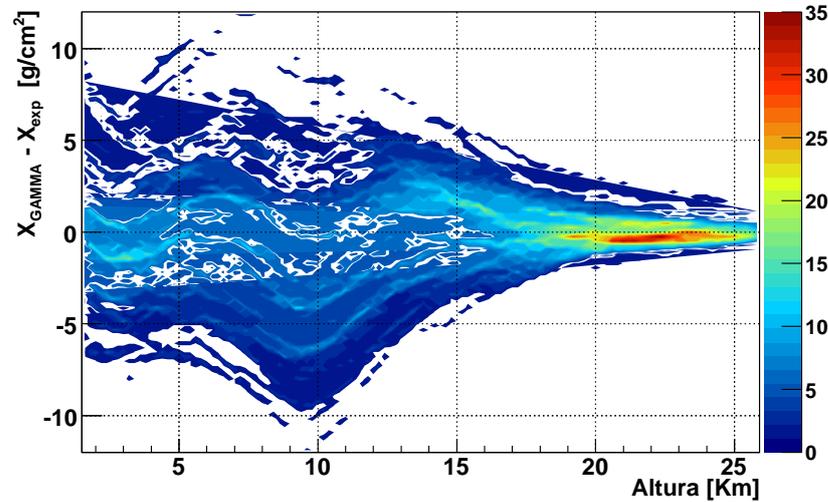


Figura 6.8: Residuos como función de la altura para el Modelo GAMMA, realizado sobre todo el conjunto de datos.

una variación de 0.25 g/cm^2 y 200 m). Este gráfico reproduce en forma similar la estructura de residuos observada en las figuras [6.6] y [6.7], cuando estaba separado en bins de Temperatura.

Para comprobar si la diferencia entre las predicciones era mayor para algunos valores de Temperatura en el suelo, se procedió a graficarla para todo el conjunto de datos (Figura 6.9) (cada pixel del gráfico representa una variación de 0.25 g/cm^2 y 0.5 K). Claramente se observa una dispersión relativamente homogénea, indicando que no hay temperaturas preferenciales para el Modelo GAMMA.

Por último se compararon las predicciones realizadas por el Modelo de Linsley, el *Malargüe Monthly Model* y el Modelo GAMMA para cada perfil de profundidad atmosférica (sin separación en bins), realizando en cada caso la diferencia entre la predicción y el dato experimental. Estas comparaciones se observan en la figura 6.10. Se observa que la incerteza promedio del modelo GAMMA es aproximadamente $2 \text{ g/cm}^2 \pm 4 \text{ g/cm}^2$ (Figura 6.10 arriba-izquierda) y es consistente con las incertezas de la predicción del *New Malargüe Monthly Model* (Figura 6.10 arriba-derecha). Como era esperable, los residuos resultantes de la comparación con el modelo de Linsley mantienen valores significativamente superiores (Figura 6.10 abajo).

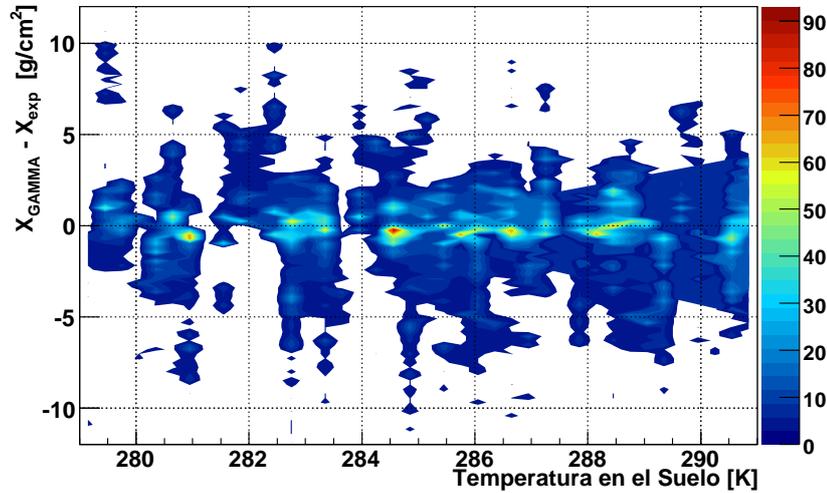


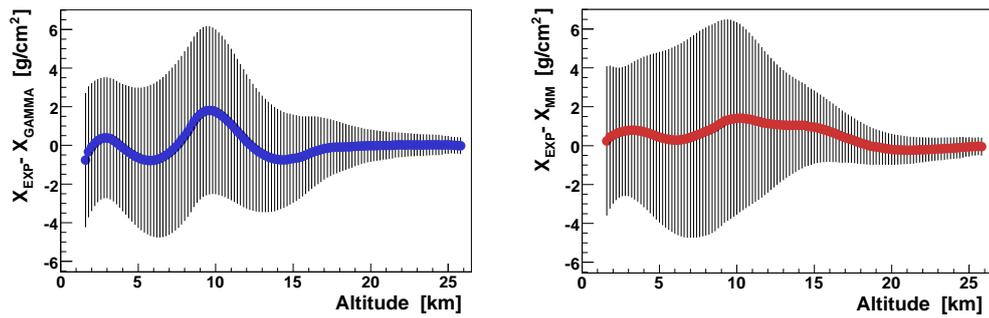
Figura 6.9: Residuos como función de la Temperatura en el suelo para el Modelo GAMMA, realizado sobre todo el conjunto de datos.

6.5.2. Otra comparación con Linsley

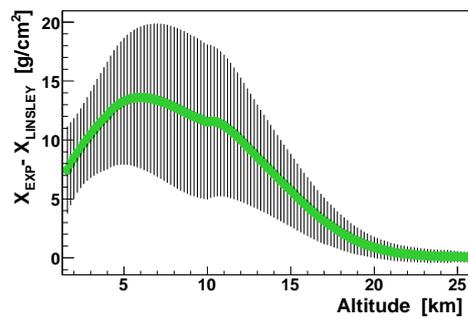
Antes de dar paso a la anunciada nueva comparación con el modelo de Linsley, justifiquemos el por qué esa relativa insistencia en contrastar ambos modelos. Uno pensaría que, teniendo en cuenta que el modelo de Linsley surge de parametrizar los datos de la USStdA, no tiene sentido compararla con un modelo obtenido a partir de medidas realizadas en Malargüe. Sin embargo, rescatemos algunos puntos que tal vez se han perdido de vista o que no estaban aún explicitados en este trabajo.

Primero hay que recordar que el modelo de Linsley fue concebido como un modelo global. Es decir como un modelo que refiere a un perfil promedio de profundidad atmosférica en un sitio que se encuentra a latitud media. Esto hace que el modelo de Linsley sea mayoritariamente la primera opción en el caso de que no hubieran datos atmosféricos locales. Recordemos justamente que la atmósfera promedio que representa fue calculada en base a medidas realizadas no sólo en Estados Unidos sino que incluye diversos sitios del planeta. Estas consideraciones no excluyen al sitio de Malargüe, ya que el mismo se encuentra precisamente en una zona de latitud media.

Otra de las razones por las cuales es razonable comparar con Linsley, es el tema de los software de simulaciones de cascadas. Los programas más utilizados, AIRES y CORSIKA, utilizaron desde sus inicios a el perfil provisto por el modelo de Linsley de 5 capas. De manera reciente se han incluido atmósfe-



(a) *Modelo GAMMA - Base de Datos original.* (b) *Modelo New Malargüe Monthly Model*



(c) *Modelo de Linsley*

Figura 6.10: *Diferencias entre la predicción del modelo y el dato experimental. Realizado sobre todo el conjunto de datos y para los diferentes modelos: GAMMA Model (izq), Malargüe Monthly Model (der) y Linsley Model (centro).*

ras que representan otros sitios, concretamente el NMMM ya se encuentra disponible para el uso en CORSIKA y pronto lo estará en AIRES.

Por último aparece el desarrollo del *New Malargüe Monthly Model*. Es que este modelo, como queda reflejado en la figura 5.11, comparó sus predicciones con la del modelo de Linsley. Con lo cual, un nuevo modelo (GAMMA) construido con los mismos datos del mismo sitio debería también mantener las diferencias encontradas por el anterior (NMMM).

Habiendo reafirmado los motivos, comentaremos en qué consistió la nueva comparación. Se estudiaron los perfiles provistos por el modelo GAMMA para diversas temperaturas al nivel del suelo, comparándolos con el perfil provisto por el modelo de Linsley. Para observar si existía una tendencia vinculada a la temperatura incluso se observaron perfiles correspondientes a valores de temperatura al nivel del suelo por fuera del rango de validez establecido inicialmente por el modelo. Concretamente se estudiaron 11 perfiles correspondientes a temperaturas entre 258 K y 308 K espaciados cada 5 K. En la figura 6.11 puede verse parte de este estudio.

Mas allá de que la comparación involucra a dos modelos construidos sobre base de datos diferentes, esta última figura promueve cuatro lecturas: (i) una señal de advertencia cuando se usa el modelo de Linsley, (ii) la diferencia entre el perfil de Linsley y los modelos GAMMA y NMMM conservan la misma estructura funcional, (iii) la diferencia promedio con el modelo de Linsley aumenta con los perfiles correspondientes a mayores valores de temperatura al nivel del suelo, y (iv) nuevamente identificar la validación de la temperatura al nivel del suelo como un buen parámetro para caracterizar los perfiles de profundidad atmosférica.

6.5.3. El uso en el Observatorio Auger: más sobre las predicciones del Modelo GAMMA y del Modelo NMMM

Habiendo ya establecido que los dos modelos desarrollados para el Observatorio Auger predicen mejor el perfil atmosférico que el modelo Linsley; otro de los análisis que se hicieron correspondió a la comparación entre las predicciones del Modelo GAMMA y del Malargüe Monthly Model para medidas en días críticos en relación al modelo.

Concretamente se analizaron las predicciones correspondientes a mediciones realizadas con valor de temperaturas en el suelo cercanos a los valores mínimo y máximo definidos para el modelo GAMMA. Estas predicciones fueron contrastadas con las resultantes de inferir los perfiles a partir del *Malargüe Monthly Model*.

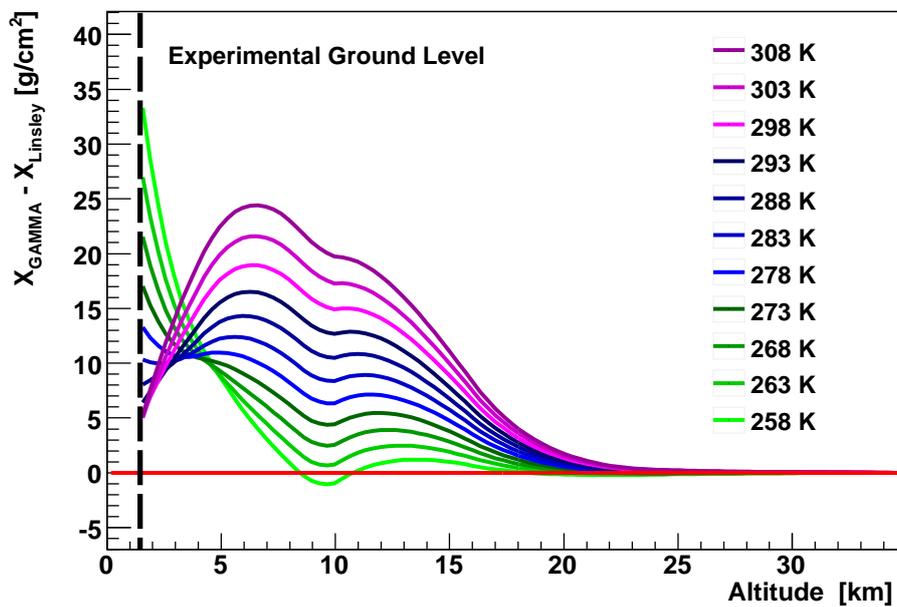


Figura 6.11: Diferencias entre el perfil de profundidad atmosférica que predice el modelo de Linsley de 5 capas y varios perfiles obtenidos del modelo GAMMA con diferentes temperaturas al nivel del suelo. Con el objetivo de observar la tendencia que parece marcar los perfiles de GAMMA a medida que se aumenta la temperatura, se incluyeron perfiles calculados por fuera del rango de validez del modelo (casos 308 K, 303 K, 273 K, 268 K, 263 K y 258 K). La línea punteada indica el nivel del suelo en el sitio del experimento.

Las comparaciones se realizaron sobre mediciones de perfiles con las características de temperatura en el suelo y mes (los dos datos necesarios para calcular en cada modelo) que se observan en el Cuadro 6.4.

Característica	Temperatura	Mes
Frío	278.1 K	Agosto
Frío	278.0 K	Septiembre
Frío	277.9 K	Mayo
Caluroso	298.7 K	Febrero
Caluroso	300.2 K	Marzo
Caluroso	297.9 K	Marzo

Cuadro 6.4: *Datos de mediciones usadas en la comparación del modelo GAMMA y Malargüe Monthly Model en días críticos.*

Las predicciones resultantes pueden observarse en la Figura 6.12, donde el modelo GAMMA está identificado con azul para los días considerados fríos y en rojo para los días estimados como calurosos. En verde se encuentra la estimación del *Malargüe Monthly Model*.

Se puede observar que en todos los casos las diferencias entre los perfiles experimentales y las predicciones de los modelos no son completamente despreciables, y resultan en promedio aproximadamente del mismo orden de magnitud para ambos. Pero vale la pena remarcar que se observa asimismo que la predicción del modelo GAMMA resulta levemente mejor en algunos rangos de alturas de estos casos particulares, existiendo situaciones en donde la desviación del modelo NMMM alcanza valores que exceden el doble de la correspondiente desviación del modelo GAMMA a la misma altitud (ver figura 6.10).

6.5.4. Chequeo de consistencia

Otro de los chequeos realizados para probar la validez del modelo desarrollado, consistió en probar las predicciones de GAMMA con una nueva base de datos de globos radiosonda. Efectivamente, transcurrido un tiempo posterior a la construcción del modelo (tiempo durante el cual el grupo de monitoreo atmosférico del Observatorio Auger continuó el lanzamiento de globos), se confeccionó una nueva base de datos con mediciones realizadas en Malargüe.

Esta base de datos independiente estaba compuesta por 43 perfiles obtenidos en el período comprendido entre enero de 2009 y agosto de 2010. Los perfiles fueron construidos de igual manera que los anteriores (ver sección 6.1).

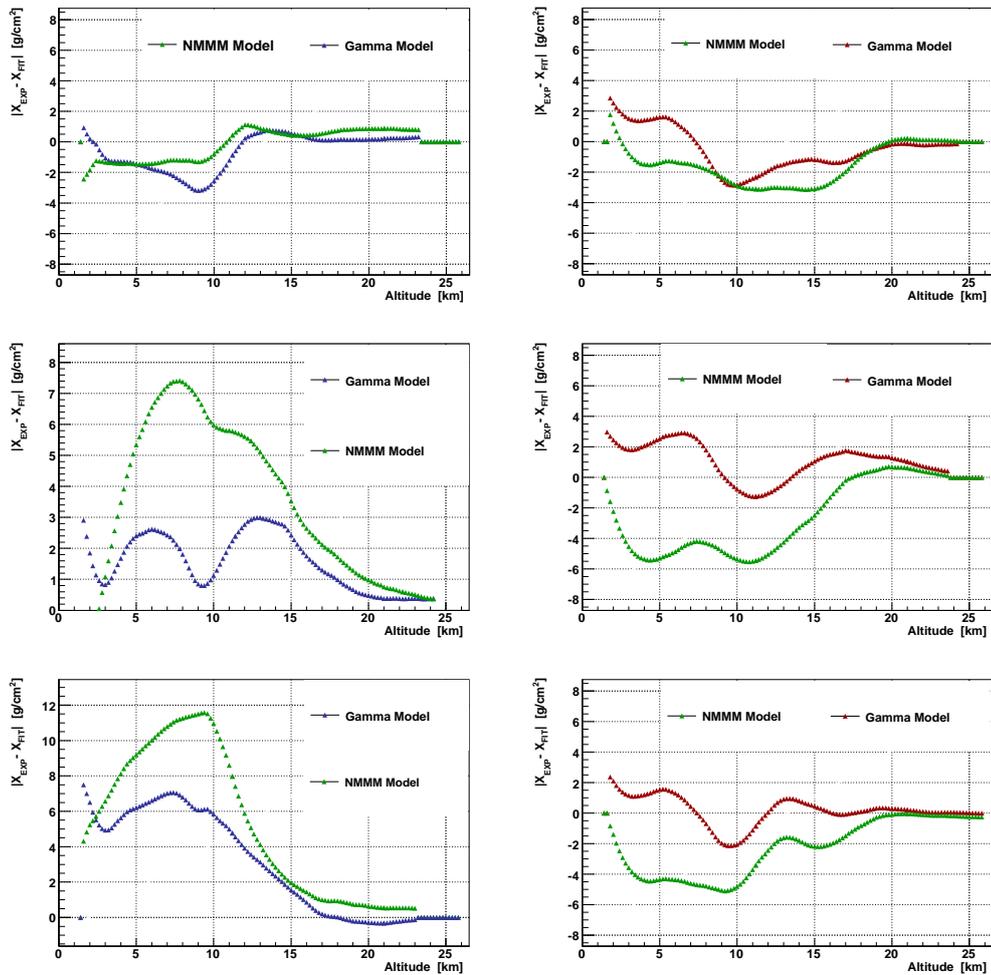


Figura 6.12: Diferencias entre las predicciones de los modelos GAMMA y Malargüe Monthly Model y los datos experimentales de días particulares. A la izquierda se encuentran para días fríos (temperatura en el suelo de 278.1 K, 278 K y 277.9 K respectivamente) y a la derecha para días considerados como calurosos (temperatura en el suelo 298.7 K, 300.2 K y 297.9 K respectivamente).

Se procedió a analizar los residuos que se producían en la comparación con el modelo GAMMA. Es decir, se tomaba cada perfil, se observaba el valor de su temperatura en el suelo, se calculaba la predicción de GAMMA para esa temperatura, y se calculaba la diferencia entre esa predicción y cada valor del perfil. Todas esas diferencias se encuentran graficadas en la figura 6.13.

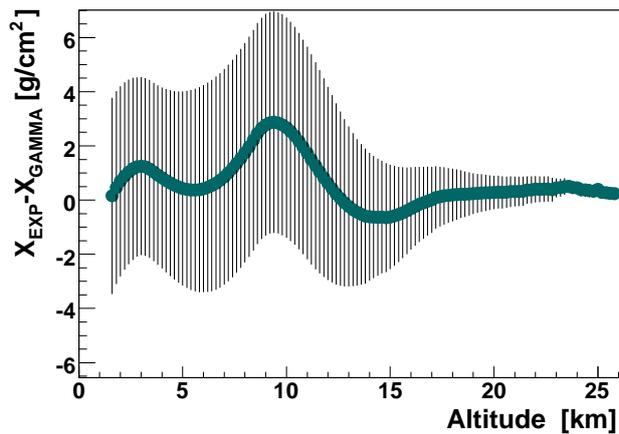


Figura 6.13: Perfil de residuos promedio resultantes de la comparación entre las predicciones de GAMMA y la nueva base de datos independiente con perfiles colectados entre Enero 2009 y Agosto 2010.

De esta figura, se desprende que los valores observados para los residuos promedio son del orden de $3 \text{ g/cm}^2 \pm 4 \text{ g/cm}^2$, cifras levemente mayor que en el caso original ($2 \text{ g/cm}^2 \pm 4 \text{ g/cm}^2$).

El haber podido reproducir prácticamente los mismos valores de incertezas con una base de datos independiente confirma la validez de GAMMA como modelo para reproducir los perfiles de profundidad atmosférica en Malargüe. No solo verifica que los valores de N_l y M_l que determinan los coeficientes de las parametrizaciones son válidos; sino que es válida la idea central del modelo: se pueden caracterizar los perfiles de profundidad atmosférica mediante el valor de la temperatura al nivel del suelo.

6.6. Rango de validez de GAMMA

Como se estableció previamente, el rango de temperaturas en el suelo utilizados para desarrollar el modelo GAMMA corresponde al intervalo [278 K, 298 K]. La razón para excluir otros perfiles por fuera de ese rango, estaba

fundamentada en la baja estadística proveniente de la base de datos. Las posibilidades de ampliar el número o el tamaño de los bins en temperatura fueron probadas y no eran satisfactorias, ya que inducían incertezas mayores, además de originar importantes diferencias en la cantidad de perfiles que correspondían a cada bin.

Sin embargo, esto no implica que la utilización del modelo no fuera posible por fuera del rango de temperaturas. Se procedió entonces a comparar la predicción del modelo GAMMA (con los coeficientes obtenidos a partir de los 212 perfiles entre 278 K y 298 K) con los valores medidos para perfiles con temperatura en el suelo fuera del rango [278 K, 298 K]. Se encuentran un total de 19 perfiles por debajo de 278 K, comprendidos entre 269 K y 278 K; y 13 perfiles entre 298 K y 304 K. Ejemplos de las diferencias entre las predicciones y los datos pueden encontrarse en la Figura 6.14.

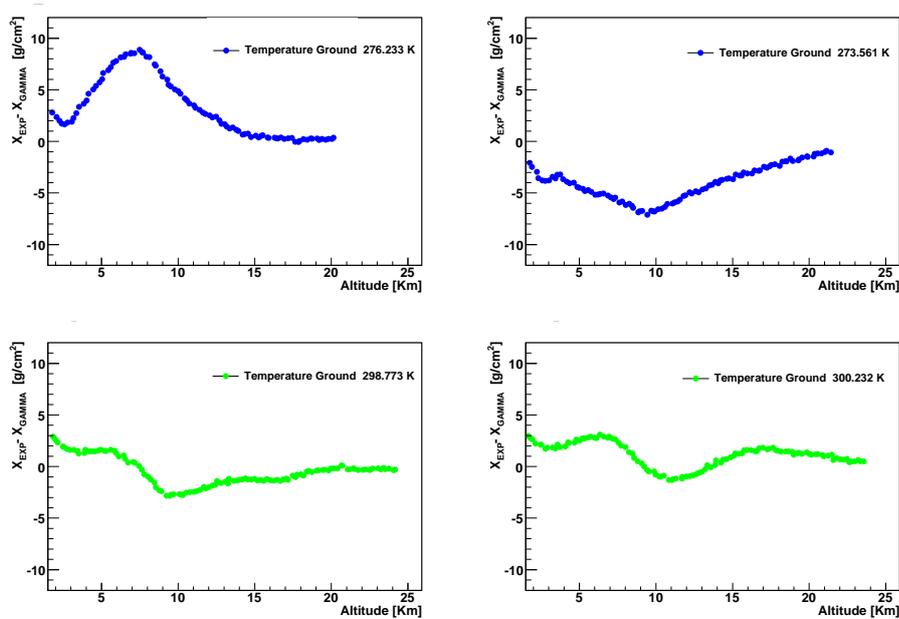


Figura 6.14: Diferencias entre la predicción del modelo GAMMA y el dato experimental para los perfiles con valor de temperatura al nivel del suelo menor a 278 K (izq) y mayor a 298 K (der). Estos perfiles no fueron utilizados en el desarrollo del Modelo GAMMA.

Cuando se representan conjuntamente las diferencias de todos los perfiles, observamos que aquellos cuyas temperaturas en el suelo correspondan a valores por debajo de 278 K poseen una mayor dispersión (Figura 6.15). Se estima que esto pueda ser debido a la cercanía de esos valores con el punto de congelación del agua. El no poseer buena estadística en esos casos, nos

impide ahondar más profundamente en el estudio de esa región.

No sucede lo mismo para aquellos 13 perfiles cuyo valor de temperatura en el suelo se encuentra por encima de 298 K. Estos perfiles son reproducidos con muy buena precisión por el modelo GAMMA (Figura 6.16) y reproducen prácticamente el mismo nivel de incerteza ($2 \text{ g/cm}^2 \pm 4 \text{ g/cm}^2$).

Debido a esta última verificación - de poder utilizar el modelo con coeficientes obtenidos para [278 K, 298 K] con valores de temperatura en el suelo entre 298 K y 304 K manteniendo el nivel de incertezas, se decide ampliar el rango de validez del modelo GAMMA hasta Temperaturas en el suelo entre 278 K y 304 K. Si bien las temperaturas al nivel del suelo en el sitio del Observatorio Auger pueden encontrarse eventualmente fuera de ese rango, lamentablemente no se poseen medidas de esos perfiles, es decir no hubo lanzamientos de globos con radio sondas en esas condiciones.

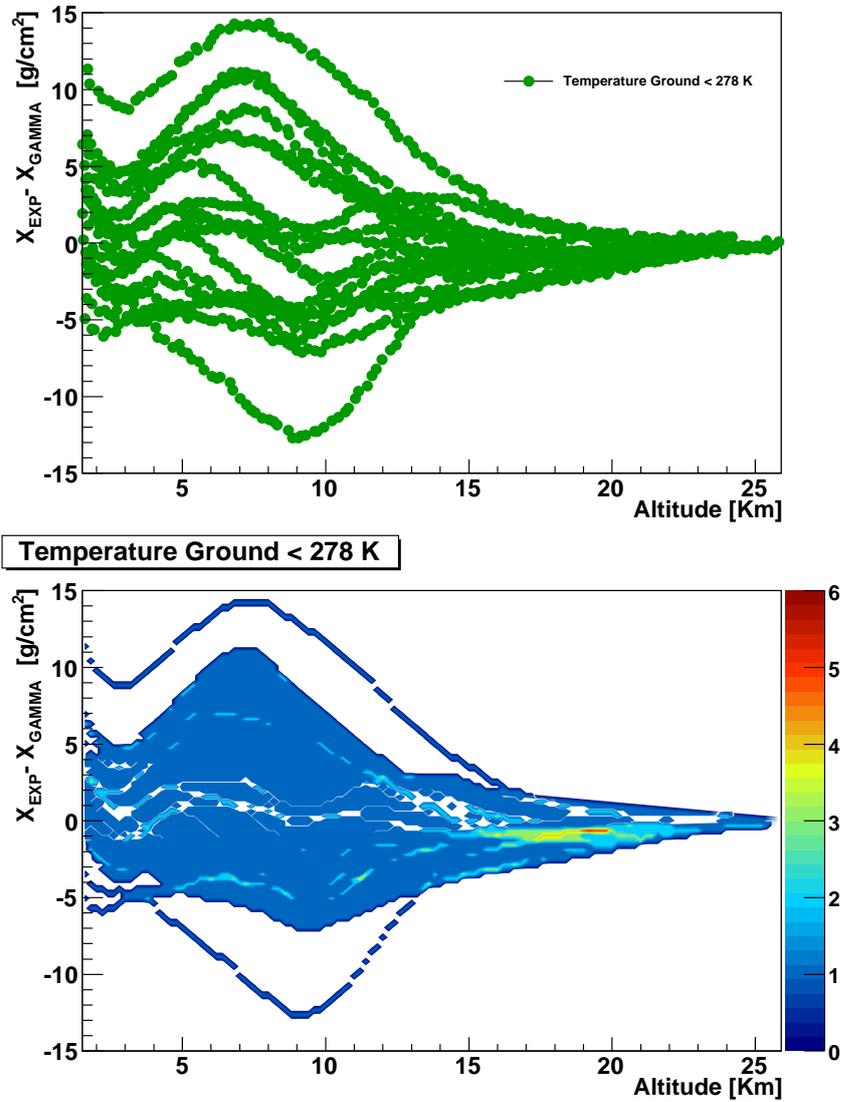


Figura 6.15: Diferencias entre la predicción del modelo GAMMA y el dato experimental para los perfiles con valor de temperatura al nivel del suelo menor a 278 K (Figura estilo scatter-plot arriba y density-plot abajo). Estos perfiles no fueron utilizados en el desarrollo del Modelo GAMMA.

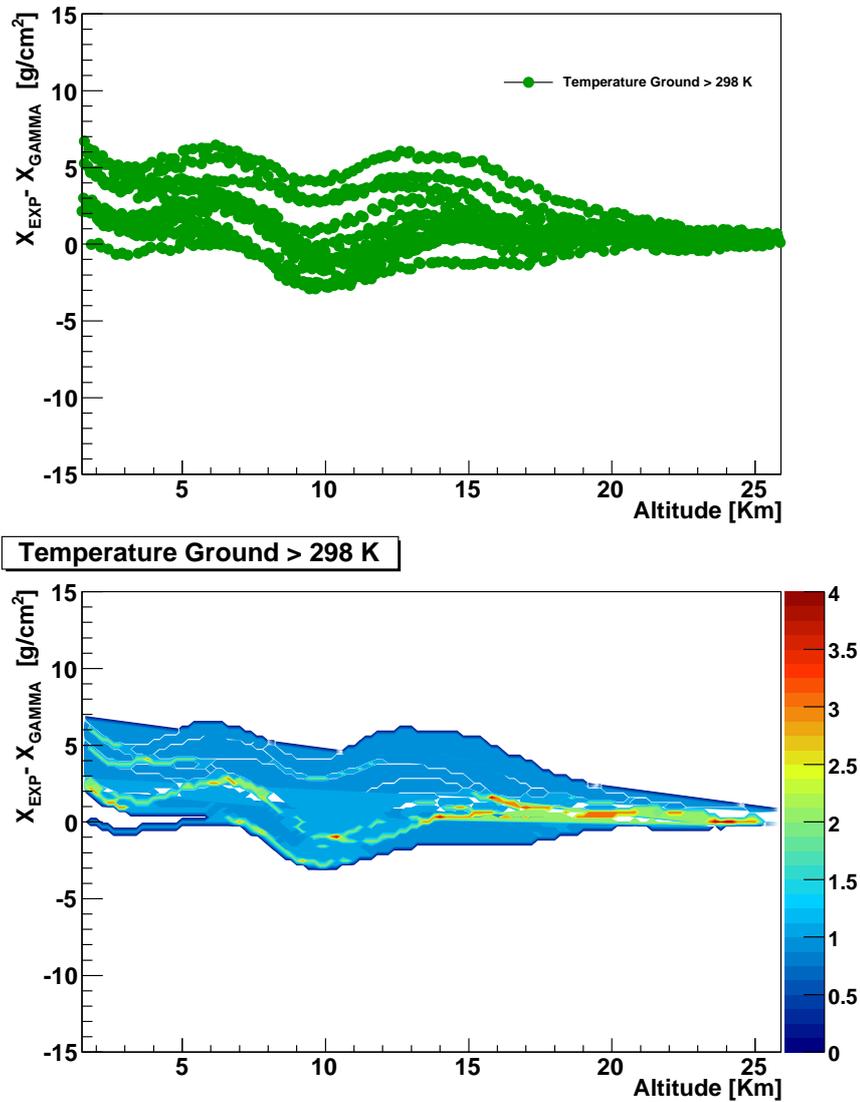


Figura 6.16: Diferencias entre la predicción del modelo GAMMA y el dato experimental para los perfiles con valor de temperatura al nivel del suelo mayor a 298 K (Figura estilo scatter-plot arriba y density-plot abajo). Estos perfiles no utilizados en el desarrollo del Modelo GAMMA.

Capítulo 7

Estudios sobre el Modelo GAMMA

Este capítulo incluye algunas modificaciones que se hicieron sobre las diferentes posibilidades que se abrían para explorar. Muchas de ellas ya han sido reportadas en los encuentros de la colaboración del Observatorio Pierre Auger [110], [111], [112].

Todos los estudios realizados fortalecen al modelo GAMMA, validando su idea principal del uso de la temperatura al nivel del suelo para caracterizar con un nivel de incerteza mínimo a la profundidad atmosférica al nivel del suelo.

Las diferentes secciones explicitan cada una de las modificaciones y las apreciaciones referidas a su conveniencia en relación a precisión y simpleza.

7.1. Modelo de capas no isotérmico

Como la estructura funcional del modelo GAMMA se corresponde con la del modelo de Linsley, y éste representa una modelización de la atmósfera por capas isotérmicas, es claro que en definitiva GAMMA reproduce la misma idea: para cada valor de temperatura en el nivel suelo hay una estructura de capas isotérmicas con una temperatura propia. Sin embargo, como puede apreciarse claramente en la figura 5.2, independientemente de una estructura adecuada de capas, la temperatura dista mucho de ser constante a tramos. Con este tema en consideración, y en base a perfiles de temperaturas colectados en Malargúe, se testeó la posibilidad de usar una nueva función que contemple este punto. Evidentemente esto implicaba utilizar una estructura funcional diferente, cuyo desarrollo se explicita a continuación.

7.1.1. Construcción de la función

Comencemos desde el principio. Esta nueva modelización también incluye modelizar al aire de la atmósfera como el de un gas ideal. Con lo cual la ecuación de estado expresada en términos de la presión p , el volumen V , el número de moles n , la constante universal de los gases R y la temperatura T está dada por

$$p V = n R T \quad , \quad (7.1)$$

y puede reescribirse trivialmente mediante la densidad ρ y la masa molar M_m como

$$\rho = \frac{p M_m}{R T} \quad . \quad (7.2)$$

Por otro lado, del Teorema General de la Fluidostática para un sistema de coordenadas que mide la altura h positiva desde el suelo tenemos

$$\frac{dp}{dh} = - \rho g \quad . \quad (7.3)$$

Reemplazando 7.2 en 7.3, se encuentra

$$\frac{dp}{dh} = - \frac{p M_m}{R T} g \quad (7.4)$$

que se puede expresar en la ecuación diferencial

$$\frac{dp}{p} = - \frac{g M_m}{R} \frac{dh}{T} \quad . \quad (7.5)$$

Suponiendo una dependencia lineal de la temperatura con la altura de la forma

$$T(h) = T_0 + \Delta(h - h_0) \quad , \quad (7.6)$$

donde T_0 representa la temperatura al inicio de una capa de la atmósfera cuyo límite inferior está definido por la altura h_0 , y reemplazando en 7.5 se obtiene

$$\frac{dp}{p} = - \frac{g M_m}{R} \frac{dh}{T_0 + \Delta(h - h_0)} \quad . \quad (7.7)$$

Integrando entre p_0 y p (h_0 y h), se llega fácilmente a

$$p(h) = p_0 \left(1 + \frac{\Delta(h - h_0)}{T_0} \right)^{-\frac{g M_m}{R \Delta}} \quad (7.8)$$

que representa la variación de la presión con la altura.

Insertando este último resultado en 7.2 y usando nuevamente 7.6, obtenemos la función densidad, descrita como

$$\begin{aligned}\rho(h) &= \frac{M_m p_0}{RT_0} \left(1 + \frac{\Delta(h - h_0)}{T_0}\right)^{-\frac{gM_m}{R\Delta} - 1} \\ &= \rho_0 \left(1 + \frac{\Delta(h - h_0)}{T_0}\right)^{-\frac{gM_m}{R\Delta} - 1}\end{aligned}\quad (7.9)$$

Luego considerando la relación entre la densidad y la profundidad atmosférica, y mediante una integración se llega a

$$\begin{aligned}X(h) &= \frac{\rho_0 T_0 R}{gM_m} \left(1 + \frac{\Delta(h - h_0)}{T_0}\right)^{-\frac{gM_m}{R\Delta}} \\ &= X_0 \left(1 + \frac{\Delta(h - h_0)}{T_0}\right)^{-\frac{gM_m}{R\Delta}}\end{aligned}\quad (7.10)$$

que representa la variación de la profundidad atmosférica con la altura.

Identifiquemos además la función inversa, muy útil en el caso de simulaciones, dada por

$$h(X) = h_0 - \frac{T_0}{\Delta} \left(1 - \frac{\rho_0 T_0 R}{g M_m X}\right)^{\frac{gM_m}{R\Delta}}\quad (7.11)$$

Consideremos además que se sigue planteando la estructura de capas, por lo que la expresión 7.10 es en realidad válida en cada capa l . Es decir que la función es

$$X(h) = X_l \left(1 + \frac{\Delta_l(h - h_l)}{T_l}\right)^{-\frac{gM_m}{R\Delta_l}}\quad (7.12)$$

donde T_l y Δ_l surgen de parametrizar de acuerdo a 7.6 la variación de la temperatura con la altura dentro de la capa l .

La función completa que se utilizará en el ajuste será entonces de la forma

$$X_{GAMMA-NI}(h) = \begin{cases} a_l (1 + b_l(h - h_{l-1}))^{-c_l} & h_{l-1} \leq h < h_l \\ a_7 - b_7 \frac{h}{c_7} & h_6 \leq h < h_7 \\ 0 & h \geq h_7 \end{cases}\quad (7.13)$$

donde l toma los valores $l=1, \dots, 6$. Hemos llamado h_{l-1} al límite inferior de la capa y la función queda definida en términos de los coeficientes a_l , b_l y c_l . La función resultante la hemos denominado $X_{GAMMA-NI}(h)$, donde el sufijo NI hace referencia a la característica No Isotérmica distintiva de la modelización.

Capa	Lím inferior [km]	Lím superior [km]
1	0	5
2	5	11
3	11	16
4	16	24
5	24	40
6	40	100
7	100	112.8

Cuadro 7.1: Límites de las capas atmosféricas del modelo GAMMA NI en el ajuste de la base de datos de Malargüe.

7.1.2. El ajuste

Con el objeto de comparar con los resultados obtenidos con GAMMA, la función 7.13 se procedió a analizar sobre base de datos descrita en la sección 6.1. Por el mismo motivo los datos fueron agrupados en los mismos bins en valor de temperatura al nivel del suelo descritos anteriormente (ver Cuadro 6.1).

Las condiciones que la función de ajuste debería cumplir, también fueron las mismas, a saber:

- Continuidad de la función $X_{GAMMA-NI}(h)$ entre capas ($X_l(h) = X_{l+1}(h)$).
- Continuidad de la función derivada de $X_{GAMMA-NI}(h)$ entre capas ($\rho_l(h) = \rho_{l+1}(h)$).
- Como los perfiles disponibles estaban completos hasta menos de 30 km, las funciones $X_{GAMMA-NI}(h)$ y $\rho_{GAMMA-NI}(h)$ debían coincidir con los valores de Linsley para alturas mayores.

Esta elección establecía nuevamente 5 parámetros libres en el ajuste, y por conveniencia en las operaciones fueron elegidos b_1 , b_2 , b_3 , b_4 y b_5 .

La motivación de las capas no isotérmicas tiene sentido si se consideran límites de capas pertinentes. Para seleccionar los límites de capas que resulten en perfiles más precisos, se observó la variación de la temperatura con la altura en los perfiles colectados en la base datos de Malargüe y que dió origen al modelos GAMMA. En particular, y sólo para el cálculo de los límites de las capas, se agruparon los datos en 6 bins de temperatura entre 274 K y 298 K (cada bin cubría un rango de 4 K) (Figura 7.1). En base a esos perfiles se decidieron los límites de las capas (Cuadro 7.1)

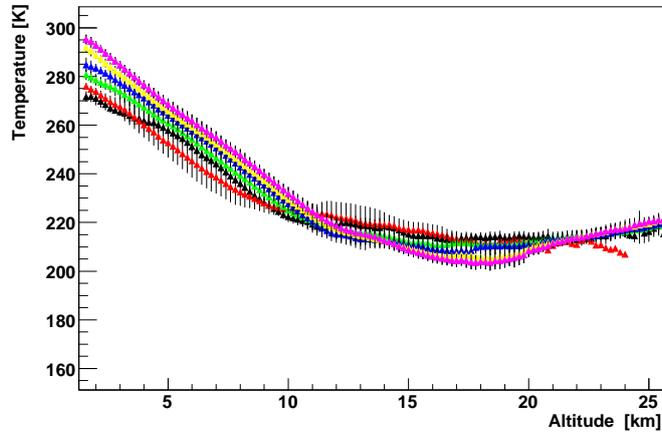


Figura 7.1: *Perfiles de temperatura en Malargüe agrupados en 6 bins entre 274 K y 298 K de acuerdo al valor de temperatura en el suelo. Cada serie de puntos representa el promedio de perfiles cuyo valor de temperatura al nivel del suelo se encontraba en el mismo rango de 4K.*

7.1.3. Discusión y Resultados

Como era de esperar los ajustes resultaron muy precisos. Para contrastar con el modelo GAMMA con capas isotérmicas planteado en el capítulo anterior, se calcularon los perfiles de residuos en cada bin al igual que en las figuras 6.6 y 6.7. Es decir la diferencia entre los datos y el perfil resultante del ajuste del bin. Estos residuos se encuentran graficados en las figuras 7.2 y 7.3.

Dentro de este estudio se realizó también la comparación considerando todos los perfiles, es decir el equivalente a los perfiles de residuos de las figuras 6.10.

Es claro que el modelo de capas no isotérmicas reduce las incertezas. En las figuras 7.2 y 7.3 se observa que el valor medio de los residuos es siempre menor a 2 g cm^{-2} , además de que se reproduce el mismo efecto que en el caso de capas isotérmicas: las incertezas disminuyen a temperaturas mayores. Todo lleva a suponer que hay una dispersión de datos mayor en los perfiles de baja temperatura.

Al observar la figura 7.4 en comparación con las 6.10, destaca nuevamente la reducción casi al nulo de los valores medios de los residuos. Las incertezas en los perfiles se mantiene en los 4 g cm^{-2} .

Un segundo análisis nos llevó a contrastar los ajustes que el modelo de

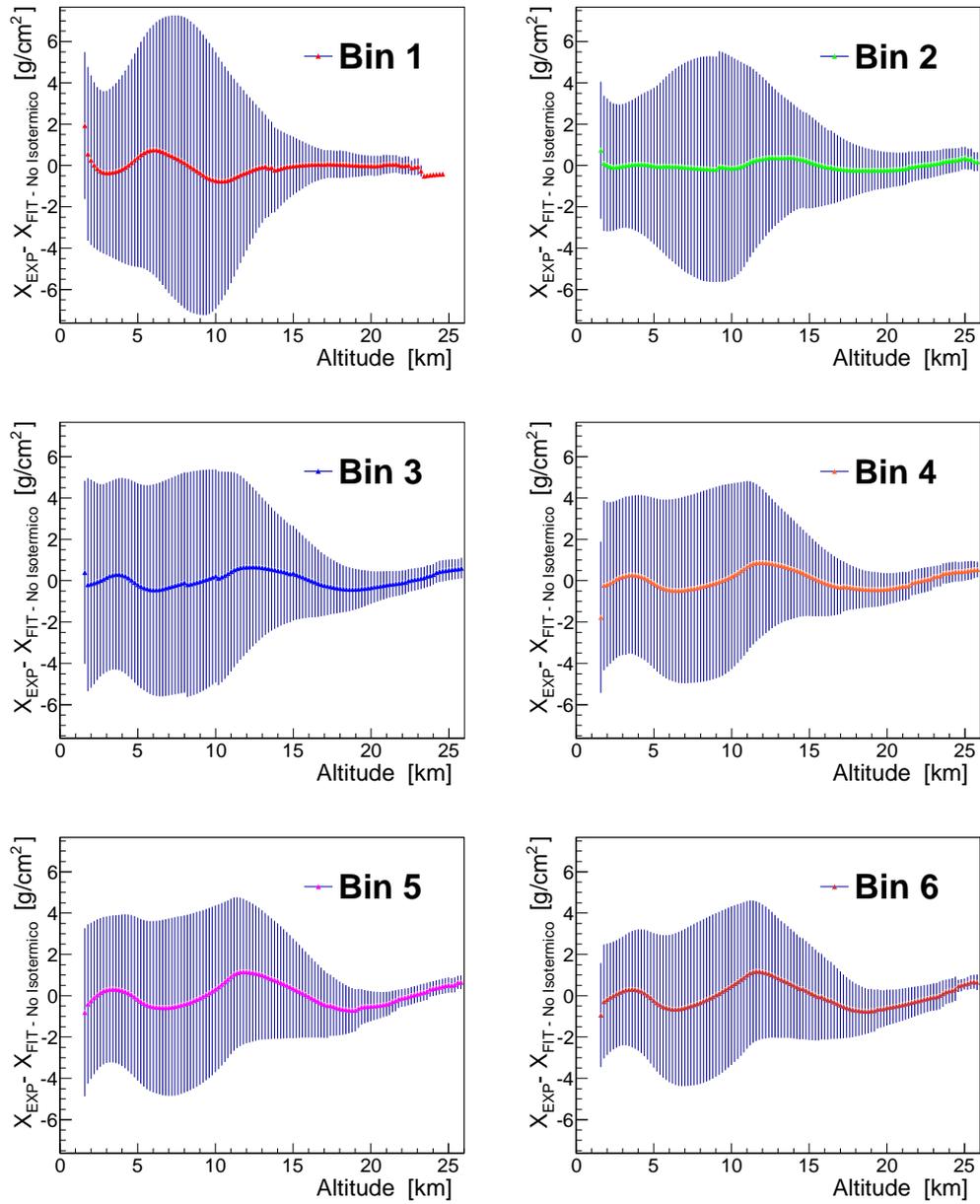


Figura 7.2: Residuos como función de la altura para el Modelo GAMMA con la función No Isotérmica (Bins 1, 2, 3, 4, 5 y 6).

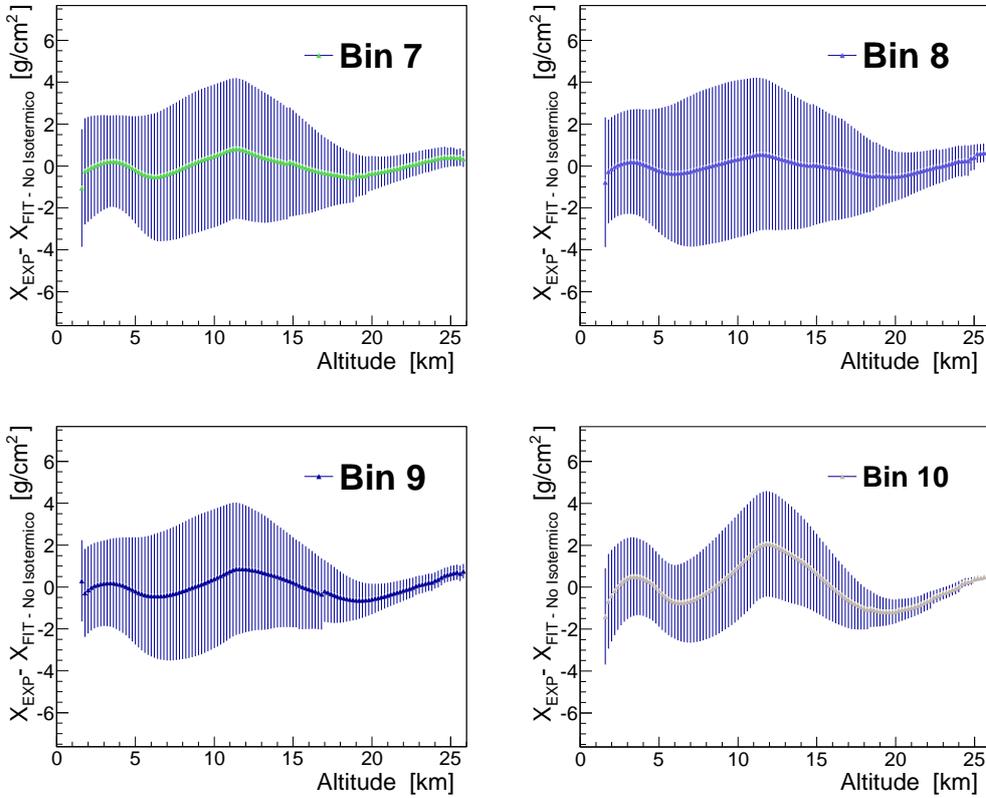


Figura 7.3: Residuos como función de la altura para el Modelo GAMMA con la función No Isotérmica (Bins 7, 8, 9 y 10).

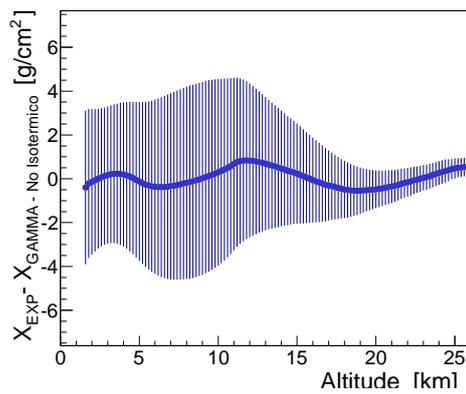


Figura 7.4: Residuos de todos los datos como función de la altura para el Modelo GAMMA con la función No Isotérmica.

Linsley y GAMMA-NI hacen de la USStdA. Para esta comparación, los límites de las capas fueron elegidos a partir de observar el perfil de temperatura del USStdA (Figura 7.5). Los valores resultantes se encuentran en el Cuadro 7.2

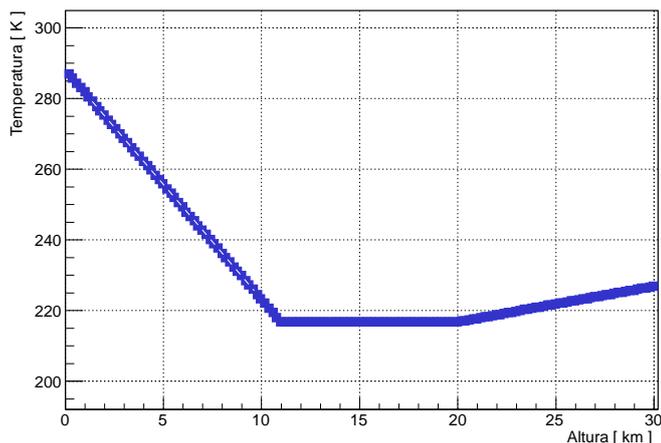


Figura 7.5: Perfil de temperatura de la base de datos USStdA 1976.

Capa	Lím inferior [km]	Lím superior [km]
1	0	5
2	5	11
3	11	20
4	20	25
5	25	40
6	40	100
7	100	112.8

Cuadro 7.2: Límites de las capas atmosféricas del modelo GAMMA NI en el ajuste de la USStdA.

Los gráficos que muestran la diferencia en ajustar a la USStdA pueden verse en la Figuras 7.6, donde se ha incluido también el ajuste que realiza de esos datos la función del modelo GAMMA de capas isotérmicas presentada en el capítulo anterior.

Es evidente el buen ajuste que logra GAMMA-NI, con mayor precisión que los otros modelos. Una pequeña intervención vinculada a este tema: tal

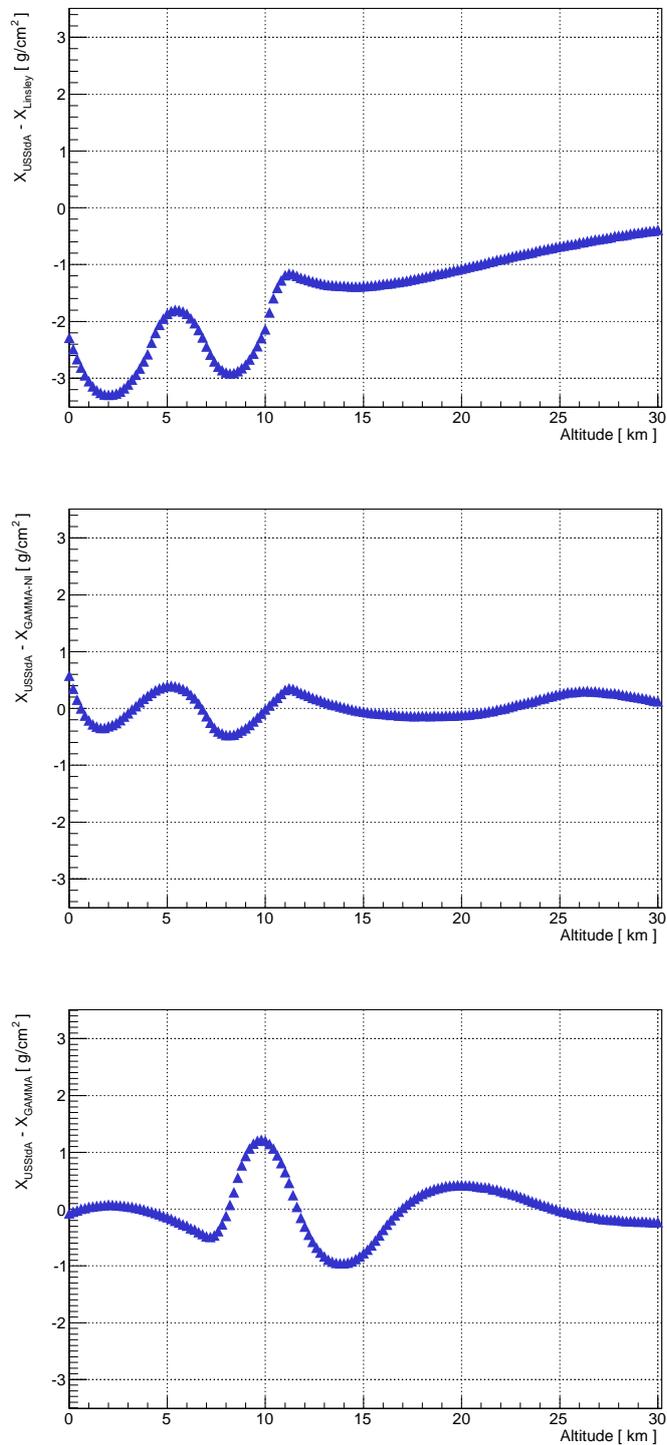


Figura 7.6: Diferencias entre los datos de la USStdA y el modelo de Linsley de 5 capas (arriba), el modelo GAMMA-NI (medio), y el modelo GAMMA (abajo).

vez resulte muy obvio, pero podría suceder que algún observador se alarme a partir de los resultados de las figuras 7.6 pensando *Si el modelo de Linsley surge de los datos de la USStdA, ¿por qué la función GAMMA-NI ajusta mejor esos datos?* Hay varios puntos que contribuyen a la respuesta. Primero, no hay que perder de vista el momento histórico: el modelo de Linsley se realizó a comienzos de la década de 1980 y no está claro si los ajustes numéricos fueron realizados con las incipientes computadoras. El modelo GAMMA-NI, sí fue realizado mediante cálculo numérico por procesadores, con rutinas de minimización de convergencias muy poderosas y precisas. También podemos justificarlo recurriendo al disparador de GAMMA-NI: la posibilidad de suponer capas no isotérmicas a sabiendas de que en la atmósfera (mas allá de una elección adecuada de capas) la variación de la temperatura es notable. Por último la cuantificación de la incerteza: el mayor valor en el perfil de diferencia es aproximadamente de 3.5 g cm^{-2} y ocurre en los primeros metros, cuando el valor de la profundidad atmosférica es de varios cientos de g cm^{-2} .

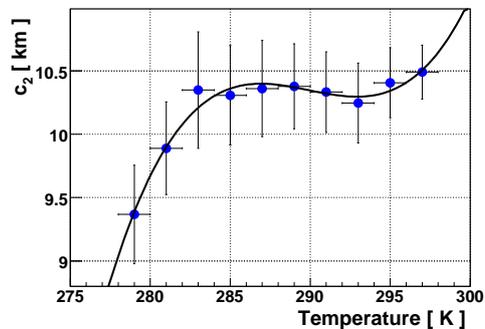
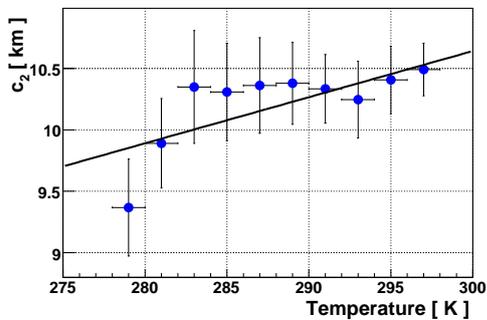
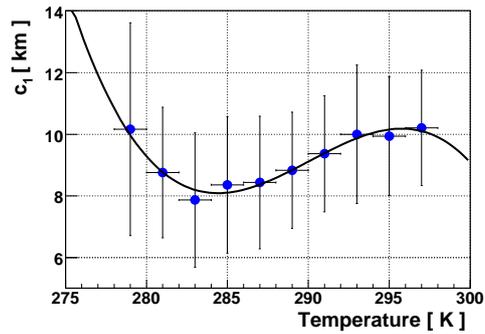
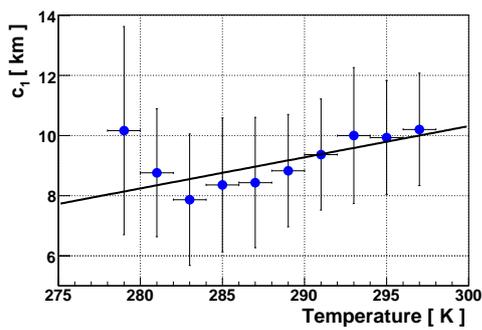
Un punto interesante es poder comparar los valores del ajuste con los parámetros físicos involucrados. Efectivamente, de observar las expresiones 7.12 y 7.13 podemos correlacionar los parámetros a_i , b_i y c_i del ajuste con los valores que plantea la base de datos USStdA. Estos valores se reflejan en el Cuadro 7.3 y la correlación entre los mismos demuestra nuevamente la precisión que alcanza esta variante del modelo GAMMA.

Parámetro	USStdA	GAMMA No Isotérmico
Valor de X al nivel del suelo	1033.81 g cm^{-2}	1033.23 g cm^{-2}
Temperatura al nivel del suelo	288.15 K	292.67 K
Temperatura al inicio de capa 1	216.65 K	223.31 K
Temperatura al inicio de capa 2	207.65 K	209.35 K

Cuadro 7.3: *Correlación entre los datos de la USStdA y los parámetros deducibles de los coeficientes obtenidos del ajuste con GAMMA-NI.*

7.2. Parametrización polinómica de los c_l

En el desarrollo del modelo GAMMA, tomamos la decisión de parametrizar los coeficientes c_l ($l=1, 2, 3, 4, 5$) como función del valor de la temperatura al nivel del suelo (ver sección 6.3). Esta elección se basaba en mantener una simplicidad para el modelo (el de una relación lineal), pero la variación de los coeficientes con la temperatura dejaba el camino abierto a la posibilidad de perfeccionar el modelo utilizando un ajuste polinómico de los coeficientes de grado mayor a 1. Con esta idea fue que realizamos un ajuste polinómico de grado 3 sobre los coeficientes c_l , y que pueden observarse en las siguientes Figuras (incluimos nuevamente las Figuras 6.5 para facilitar la comparación)



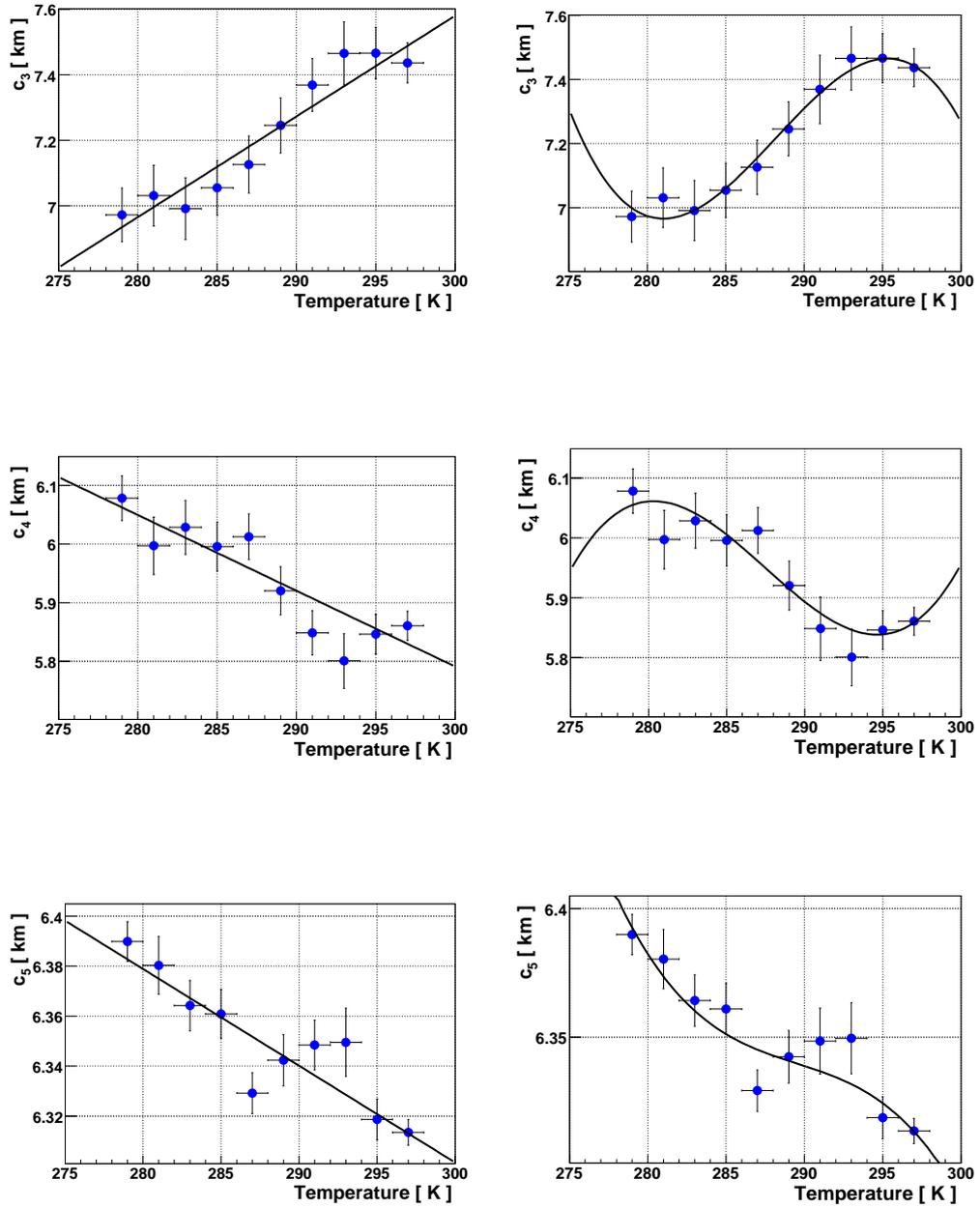


Figura 7.7: Variación de los coeficientes c_i del modelo GAMMA con la altura, y un ajuste lineal sobre los mismos (izq) o polinómico de grado 3 (der).

Con estos nuevos ajustes, se procedieron a calcular los residuos. En estos gráficos, los residuos fueron calculados teniendo en cuenta la temperatura media del bin ($T_{GROUND-BIN}$). Es decir, con el valor de $T_{GROUND-BIN}$ se

calcularon los valores de c_l lo que permitieron calcular las funciones medias predichas por el modelo GAMMA para ese bin $X_{GAMMA-BIN}(h)$. Por último se calcularon los residuos para cada altura, haciendo

$$Residuo_{GAMMA-BIN}(h) = X_{EXP}(h) - X_{GAMMA-BIN}(h) \quad (7.14)$$

donde $X_{EXP}(h)$ es el valor experimental para cada perfil para cada altura h . En la columna izquierda de la siguiente figura, pueden observarse los residuos obtenidos en cada bin utilizando el ajuste lineal en los c_l (tal como fueron desarrollados en el Modelo GAMMA), mientras que en la columna derecha se encuentran los residuos calculados con el ajuste polinómico de grado 3.

A primera vista es destacable que, como en ambos casos se calcularon las funciones $X_{GAMMA-BIN}(h)$, por esta razón los residuos del ajuste lineal no son los mismos de las Figuras 6.6 y 6.7, ya que estos últimos se calculaban con la temperatura al nivel del suelo de cada perfil.

La observación más precisa de estos gráficos resultantes (Figuras 7.8, 7.9, 7.10 y 7.11) conduce a interpretar una mejora en el uso de los polinomios de grado 3. La diferencia mayor se observa en el bin 1, aunque dentro de la incerteza no llega a ser excesiva. De todas maneras, en general son muy similares las predicciones (fundamentalmente en los Bins 2 a 10) aunque no logran disminuir la dispersión en las incertezas. Observamos también que la estructura funcional de los residuos se mantiene, conduciendo a pensar en trabajar a futuro en la estructura de capas para minimizar las diferencias.

7.3. Modelo aumentando grados de libertad

Como fue planteado en el capítulo anterior, para el modelo GAMMA se utilizó la dependencia de los coeficientes c_l con la Temperatura en el nivel del suelo T_{GROUND} en la forma lineal

$$c_l(T_{GROUND}) = M_l T_{GROUND} + N_l \quad (l=1, \dots, 5) \quad (7.15)$$

para determinar la dependencia con el modelo con éste último parámetro. Esta función se obtuvo a partir de 10 valores correspondientes a los 10 bins en Temperatura en el suelo obtenidos de la base de datos y los correspondientes cortes. Frente a este formato para los parámetros c_l y su relación con la función del perfil $X(h)$, se decidió optar por incluir la expresión 7.3 directamente en la función de ajuste. Con esta modificación, la nueva función de

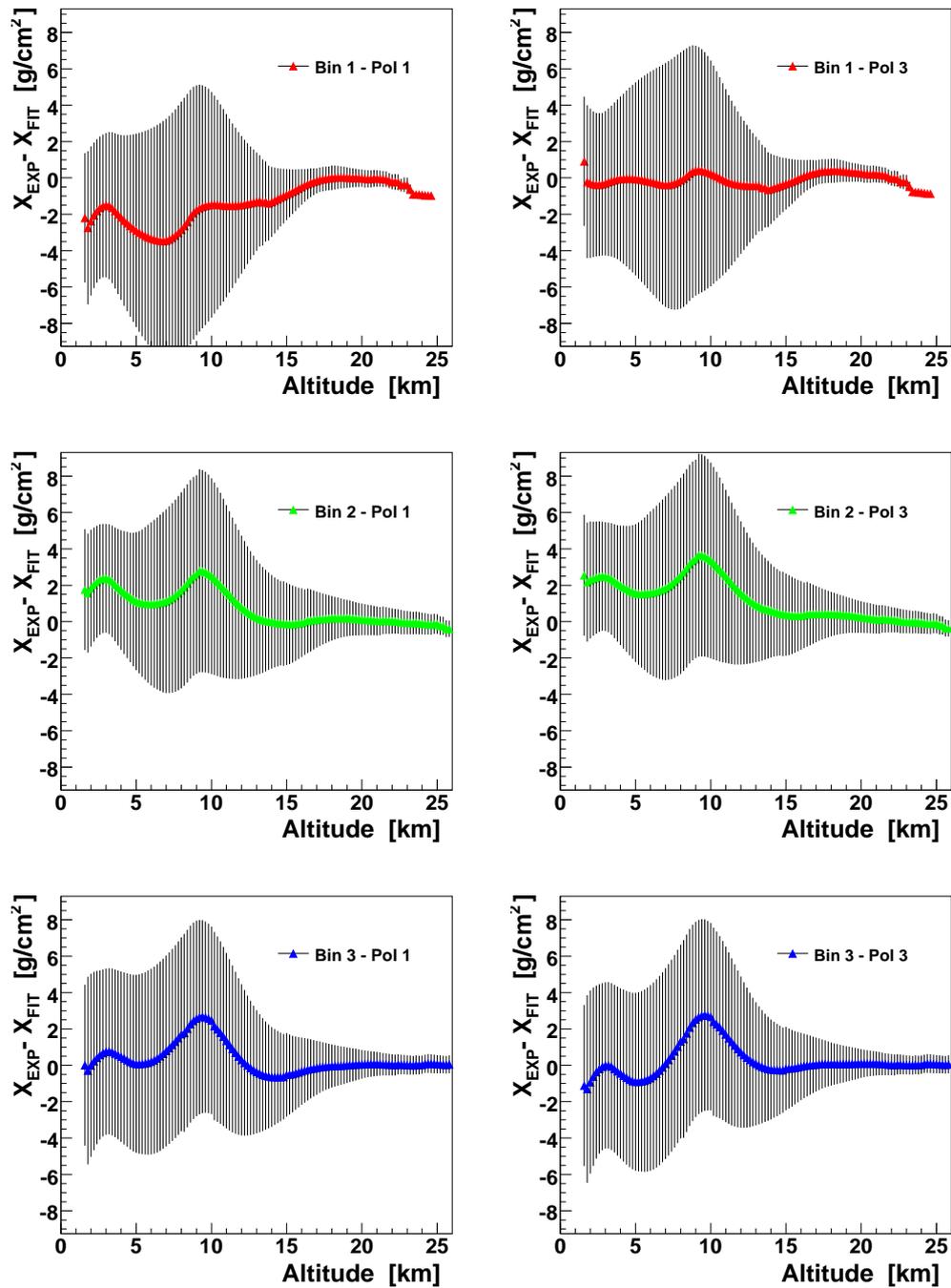


Figura 7.8: Comparación entre Residuos como función de la altura para el Modelo GAMMA, obtenidos mediante una parametrización lineal de los coeficientes c_i (izq.) o polinómica de grado 3 (der.) (Bins 1, 2 y 3).

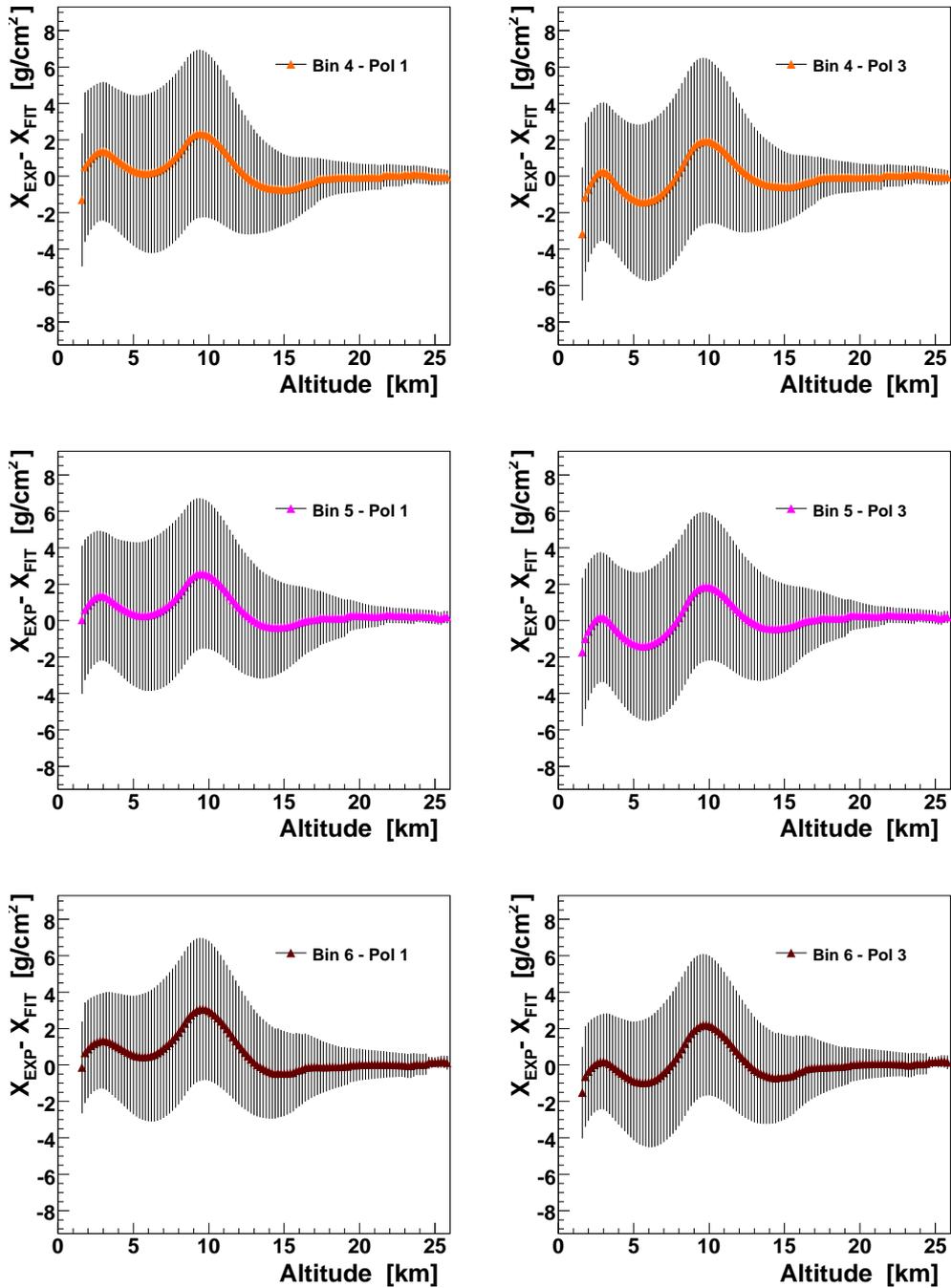


Figura 7.9: Comparación entre Residuos como función de la altura para el Modelo GAMMA, obtenidos mediante una parametrización lineal de los coeficientes c_i (izq.) o polinómica de grado 3 (der.) (Bins 4, 5 y 6).

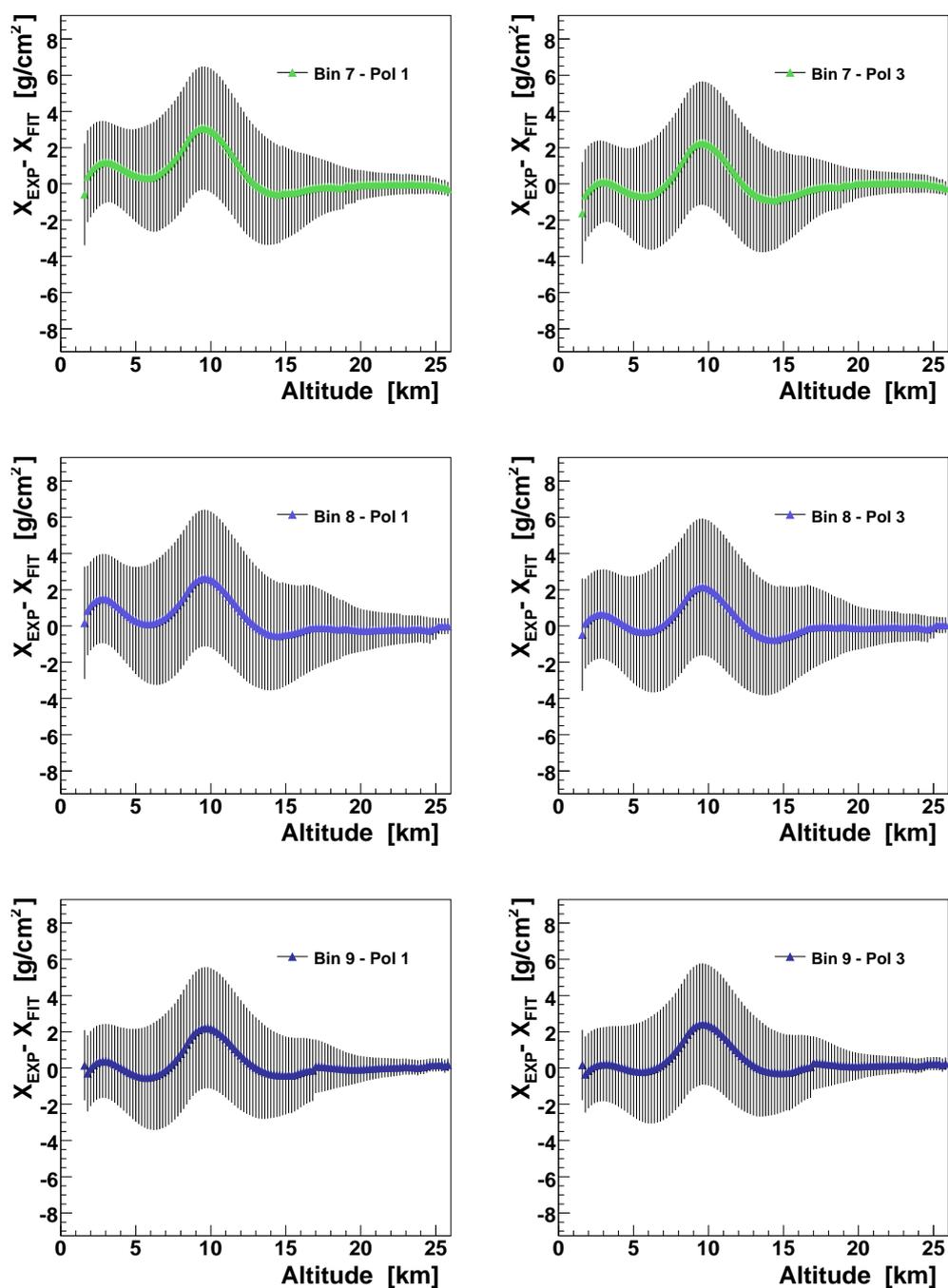


Figura 7.10: Comparación entre Residuos como función de la altura para el Modelo GAMMA, obtenidos mediante una parametrización lineal de los coeficientes c_l (izq.) o polinómica de grado 3 (der.) (Bins 7, 8 y 9).

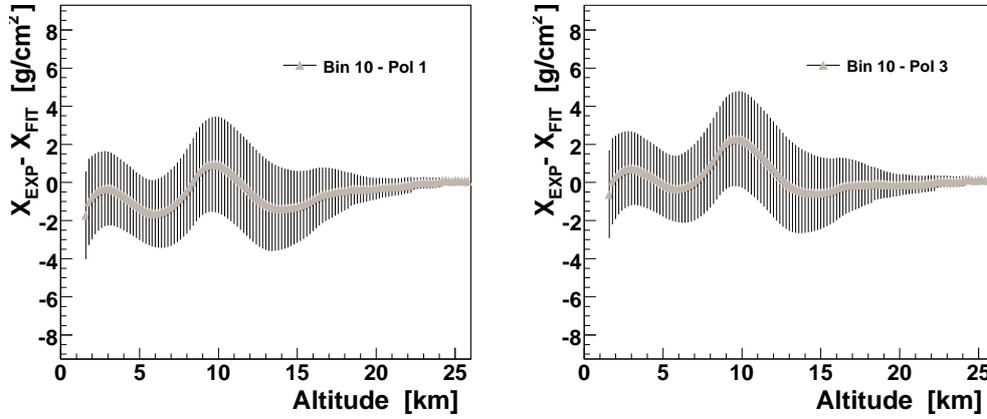


Figura 7.11: Comparación entre Residuos como función de la altura para el Modelo GAMMA, obtenidos mediante una parametrización lineal de los coeficientes c_l (izq.) o polinómica de grado 3 (der.) (Bin 10).

ajuste que llamaremos GAMMA II queda

$$X_{GAMMAII} = \begin{cases} a_l + b_l e^{-\frac{h}{M_l T_{GROUND} + N_l}} & h_{l-1} \leq h < h_l \\ a_7 - b_7 \frac{h}{c_7} & h_6 \leq h < h_{lim} \\ 0 & h \geq h_{lim} \end{cases} \quad (7.16)$$

donde la cantidad de capas está dada nuevamente por $l=1, \dots, 6$. Asimismo, en lugar de realizar el ajuste a cada set de datos correspondientes al mismo globo, se procedió a realizar el ajuste sobre toda la base de datos simultáneamente, lo que significa encontrar los valores de M_l y N_l ($l=1, \dots, 5$) que hacen mínimo S en la expresión

$$S = \sum_{m=1}^M (X_m - X(h_m, Tg_m | M_1, M_2, M_3, M_4, M_5, N_1, N_2, N_3, N_4, N_5))^2 \quad (7.17)$$

donde M es la cantidad de datos disponibles, y X_m el m -ésimo dato de un globo correspondiente a la altura h_m y temperatura en el suelo Tg_m .

En definitiva encontrar el valor mínimo de S significaba ajustar la serie completa de datos para cada valor de altura y temperatura en el suelo (Figura 7.12). Para realizar esta minimización se utilizó el algoritmo *MINUIT* incluido como paquete en el software *ROOT* [56],

Se graficó luego la diferencia entre el valor experimental y la predicción de GAMMA II para la correspondiente altura y temperatura en el suelo (Figura

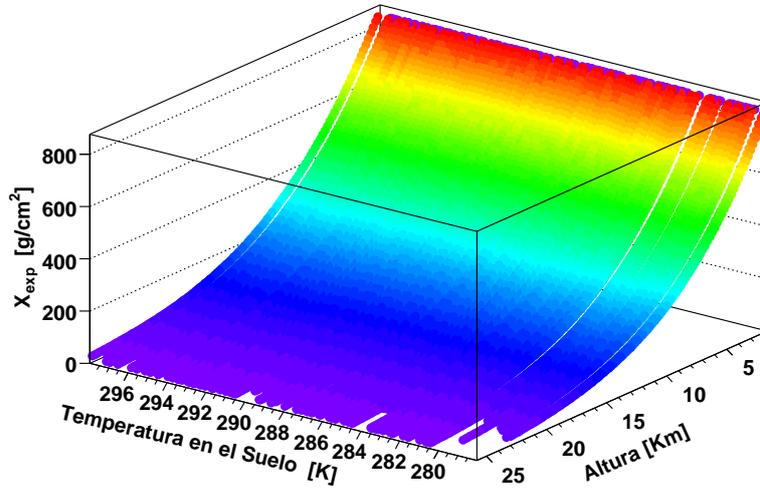


Figura 7.12: Presentación del conjunto de datos a ajustar $X(h_m, Tg_m)$.

7.13). Debido a la visible semejanza con la predicción de GAMMA vista en el capítulo anterior (Figura 6.8), es que se quiso observar las diferencias entre las predicciones de ambos modelos para los mismos puntos (Figura 7.14). Para toda altura la diferencia es menor a 1 g cm^2 lo que creemos valida la simpleza y ajustada precisión del modelo original.

7.4. Estudio en otros sitios

Con el objeto de estudiar la posibilidad de extender el Modelo GAMMA, desarrollando un modelo de alcance global, se procedió al inicio de un estudio acerca de reproducir el desarrollo de GAMMA en otras latitudes. Este es un estudio que sirve como punto de partida para uno de los alcances más ambiciosos en el desarrollo del modelo y explora si el uso de la temperatura al nivel del suelo continúa siendo un buen parámetro para la caracterización de perfiles.

Los sitios elegidos para comenzar el estudios fueron Dodge City (Kansas - E.E.U.U.) y la Base Halley en la porción de antártida británica. La elección de estos sitios estuvo ligada a que ambos lugares son cercanos a experimentos de rayos cósmicos, Dodge City se encuentra a menos de 50 km de Lamar (Colorado) donde se instalaría el sitio Norte del Observatorio Pierre Auger ¹

¹La construcción del sitio Norte del Observatorio Auger en la localidad de Lamar nunca

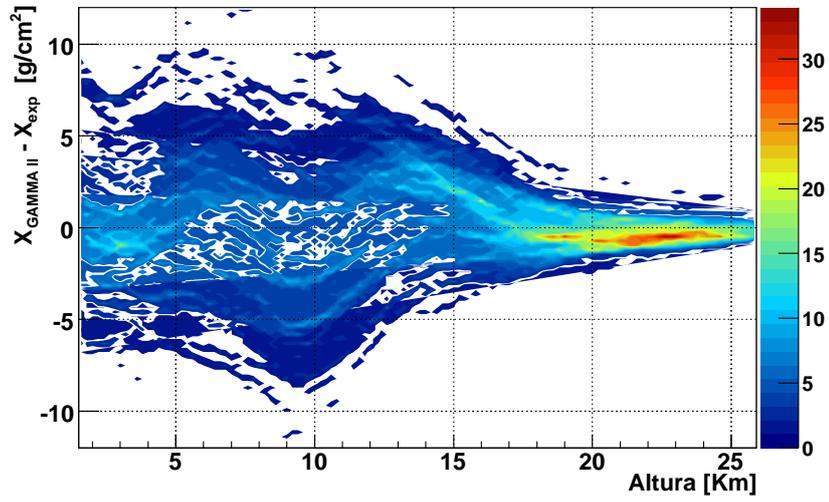


Figura 7.13: Diferencias en la profundidad atmosférica entre cada dato y su predicción de acuerdo a la función GAMMA II.

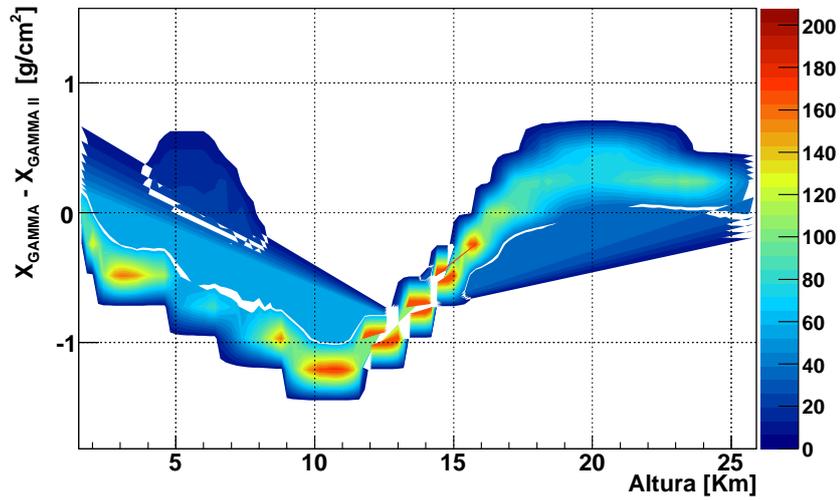


Figura 7.14: Diferencias entre las predicciones de profundidad atmosférica para la función GAMMA y la función GAMMA II.

y Halley está cerca del conocido experimento IceCube.

Los datos fueron obtenidos, con el permiso correspondiente, del sitio de la Universidad de Wyoming [113], donde se registran las mediciones de una gran variedad de sitios donde se producen periódicos lanzamientos de globos aerostáticos.

A continuación una síntesis del procedimiento realizado, y luego una mínima descripción de los sitios con los resultados obtenidos de la aplicación de modelo GAMMA.

7.4.1. Síntesis del Procedimiento

La forma de trabajar con estos datos fue similar a la descrita en el capítulo anterior. Incluyó una primera descarga de las medidas de los sitios con la correspondiente depuración de encabezados y parámetros innecesarios. De cada globo se consideraban las medidas de altura, presión, temperatura y humedad.

Utilizando las expresiones de la sección 6.1 se calcularon los perfiles correspondientes. La secuencia es la siguiente: mediante la ecuación 6.2 se calcula M_m que es utilizada junto con las medidas de Temperatura y presión en la ecuación 6.1 para determinar los perfiles de densidad $\rho(h)$. Por último los perfiles de profundidad atmosférica $X(h)$ se calculan haciendo uso de la ecuación 6.7 conjuntamente con 6.8 y 6.9. Es destacable que en este caso el valor de la temperatura en el suelo es un dato incluido en cada perfil medido.

A diferencia de la base de datos de Malargüe, los datos no fueron extrapolados, por lo cual los puntos de los perfiles no estaban equiespaciados cada 200m. Esto será realizado en los futuros armados de bases de datos.

En forma condensada, el resto del procedimiento es el descrito en la sección 6.1; se dividieron los perfiles acorde el valor de la temperatura en el suelo y se ajustaron con la función propuesta 6.12 considerando los mismos límites para las capas planteados en el Cuadro 6.2.

7.4.2. Dodge City

Dodge City (DDC) (paradójicamente capital del condado de Ford) se encuentra a 240 km al este de Lamar, concretamente a 37° 45' N 100° 1' O y con una elevación de 790 m sobre el nivel del mar. Corresponde a un clima desértico, que incluye un historial de tornados, donde la temperatura media durante los meses de Noviembre a Febrero que varía de -1°C a 5 °C y en Julio-Agosto de 26 °C.

superó el status de proyecto y actualmente se encuentra suspendido.

Como fue planteado en la subsección anterior, y reiterando el desarrollo original de GAMMA, los perfiles fueron agrupados en bins de acuerdo al valor de la temperatura en el suelo. El período estudiado comprende los lanzamientos de globos producidos entre enero de 2006 y abril 2007, mayormente realizados a las 0 hs y a las 12 hs. Los agrupamientos resultantes se muestran en el Cuadro 7.4.

Bin	T range [K]	Balloons
1	278 K - 280 K	32
2	280 K - 282 K	29
3	282 K - 284 K	27
4	284 K - 286 K	48
5	286 K - 288 K	26
6	288 K - 290 K	38
7	290 K - 292 K	38
8	292 K - 294 K	41
9	294 K - 296 K	30
10	296 K - 298 K	28

Cuadro 7.4: *Bines de Temperatura utilizados en Dodge City*

El ajuste de la función propuesta fue muy preciso. Este punto puede ser observado en los perfiles de los residuos, definidos mediante

$$Residuo_{DDC\ GAMMA}(h) = X_{EXP}(h) - X_{DDC\ GAMMA}(h) \quad (7.18)$$

$$Residuo_{DDC\ Linsley}(h) = X_{EXP}(h) - X_{Linsley}(h) \quad (7.19)$$

El primero de los perfiles de residuos es obtenido a partir del valor experimental $X_{EXP}(h)$ y la función $X_{DDC\ GAMMA}(h)$ reconstruida usando la temperatura media del bin y está representado en la columna izquierda de las Figuras 7.15, 7.16, 7.17 y 7.18. El perfil de residuos 7.19 es obtenido usando el dato experimental la función de Linsley y se muestra en la columna de la derecha de las mismas figuras.

De manera similar a lo realizado en el desarrollo de GAMMA, se graficaron los coeficientes c_i ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) obtenidos en el ajuste en cada bin, con el objeto de observar la variación con el valor de la temperatura al nivel del suelo. El resultado se observa en la Figura 7.19.

Remarquemos brevemente algunos puntos llamativos surgidos de lo realizado en este estudio.

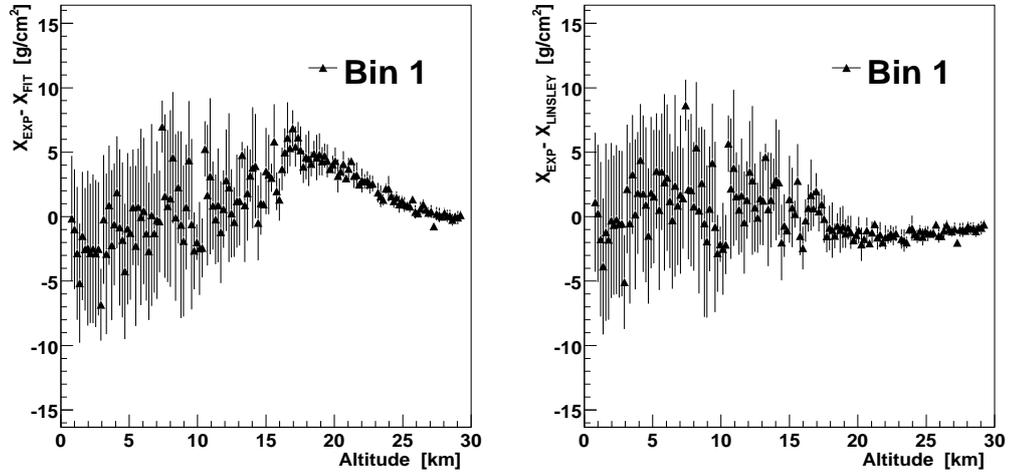


Figura 7.15: *Desarrollo del Modelo GAMMA en Dodge City. Residuos considerando el ajuste de GAMMA (izq) y la función de Linsley (Bin 1).*

- El modelo de Linsley, desarrollado usando los datos de la USStandard Atmosphere, coincide razonablemente con la serie de datos experimentales (Figuras 7.15 a 7.18). Esto es natural, ya que los datos con los que se construyó la USStandard Atmosphere incluyen a los del centro de los Estados Unidos. Sin embargo, se observa en este primer estudio un pequeño incremento (en la diferencia) a mayores temperaturas al nivel del suelo.
- Los residuos del ajuste GAMMA son similares en todos los bins pero no tienen la estructura “oscilante” que se percibía en la base de datos de Malargüe. Esto podría deberse a que estos datos no tienen el tratamiento de extrapolación en 200 m que se realizó con los datos del Observatorio Auger. Por otro lado, considerando los valores de la profundidad atmosférica en los estudios de rayos cósmicos, se estima que por encima de los 10 km los residuos son proporcionalmente demasiado altos.
- Como era esperable en la búsqueda de un modelo global, los coeficientes c_i en Dodge City son del mismo orden que los obtenidos con GAMMA en Malargüe. Sin embargo hay leves diferencias y no se observa en ellos un comportamiento lineal con la temperatura.

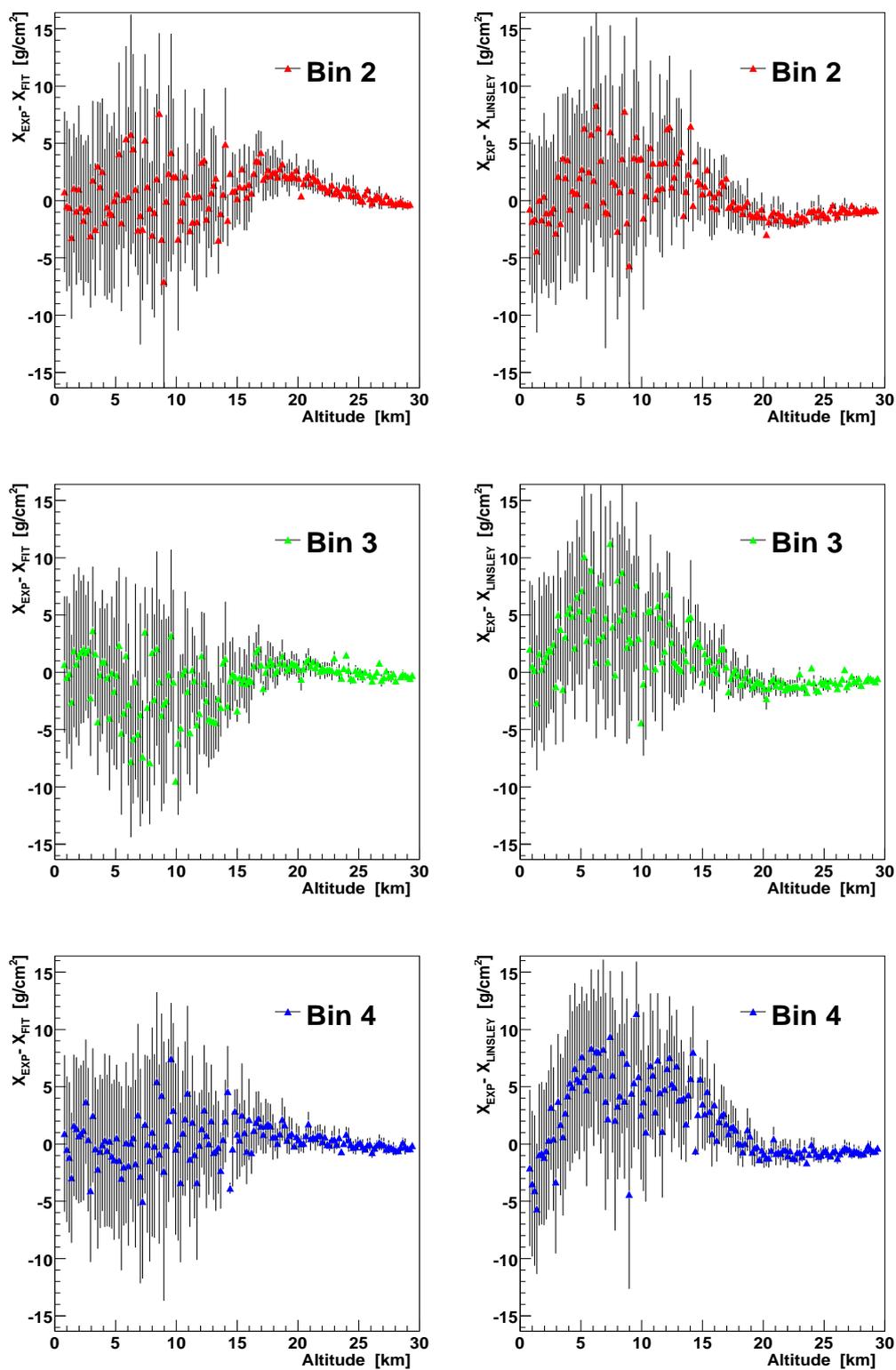


Figura 7.16: Desarrollo del Modelo GAMMA en Dodge City. Residuos considerando el ajuste de GAMMA (izq) y la función de Linsley (Bins 2, 3 y 4).

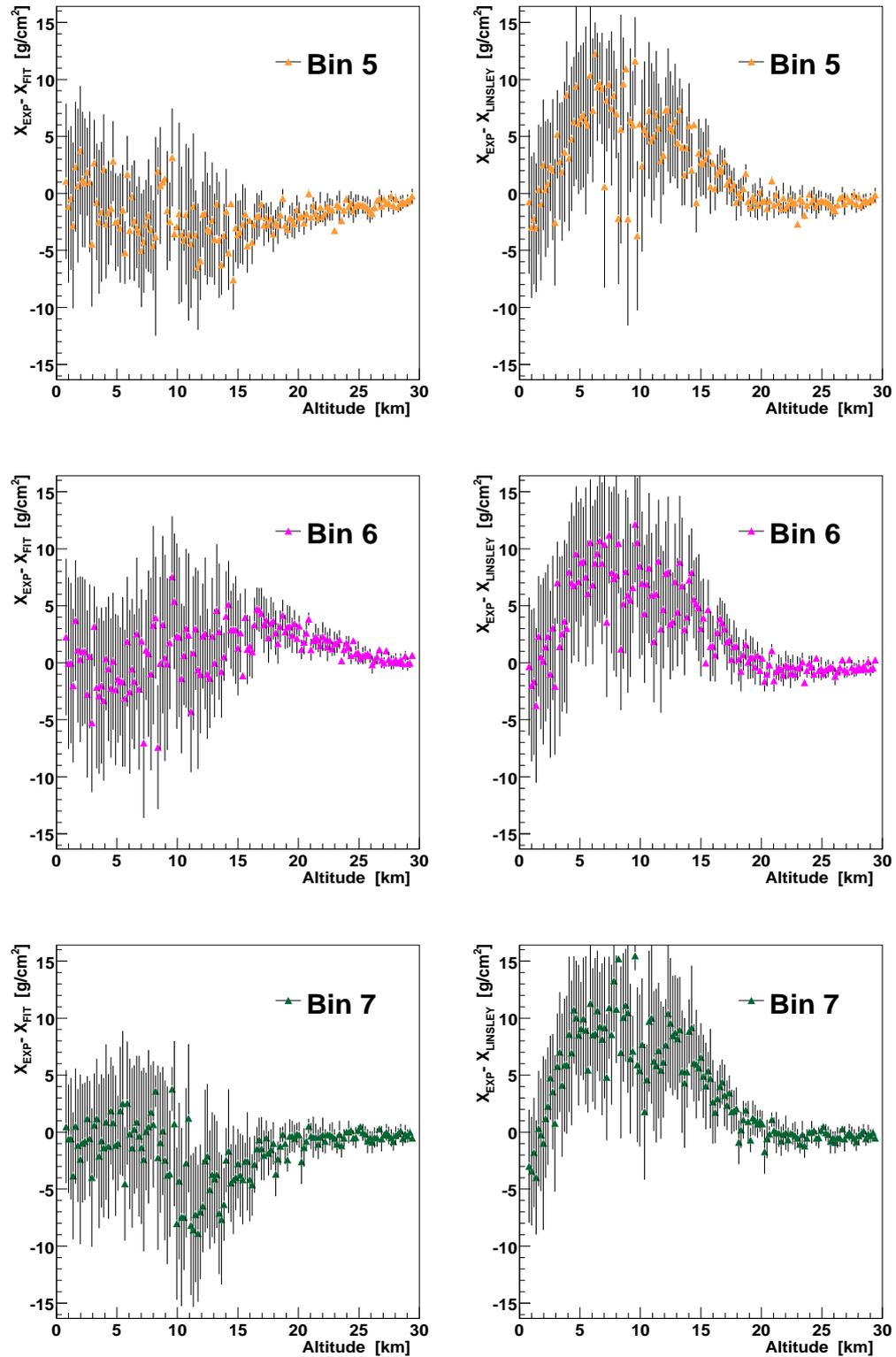


Figura 7.17: Desarrollo del Modelo GAMMA en Dodge City. Residuos considerando el ajuste de GAMMA (izq) y la función de Linsley (Bins 5, 6 y 7).

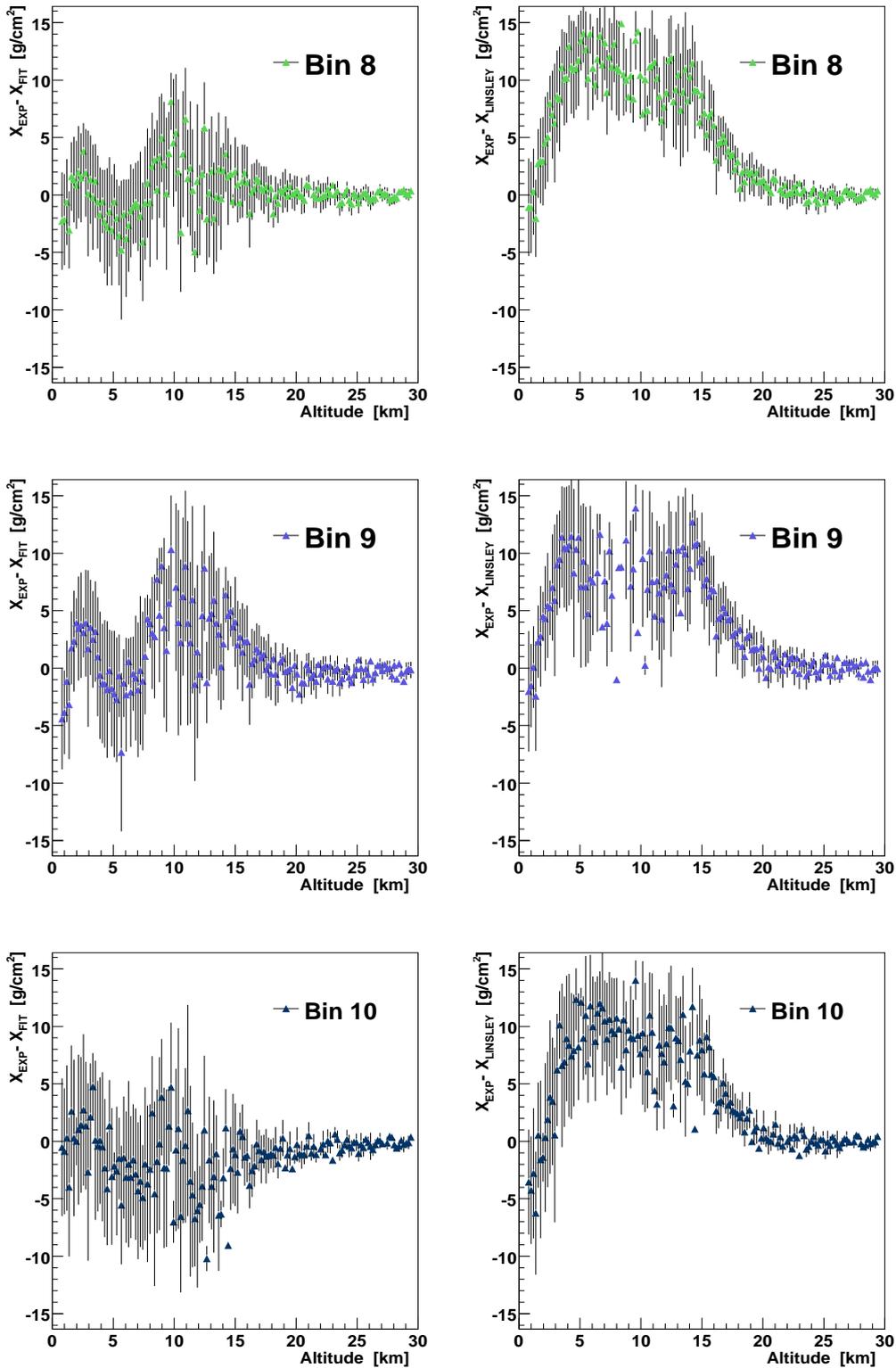


Figura 7.18: Desarrollo del Modelo GAMMA en Dodge City. Residuos considerando el ajuste de GAMMA (izq) y la función de Linsley (Bins 8, 9 y 10).

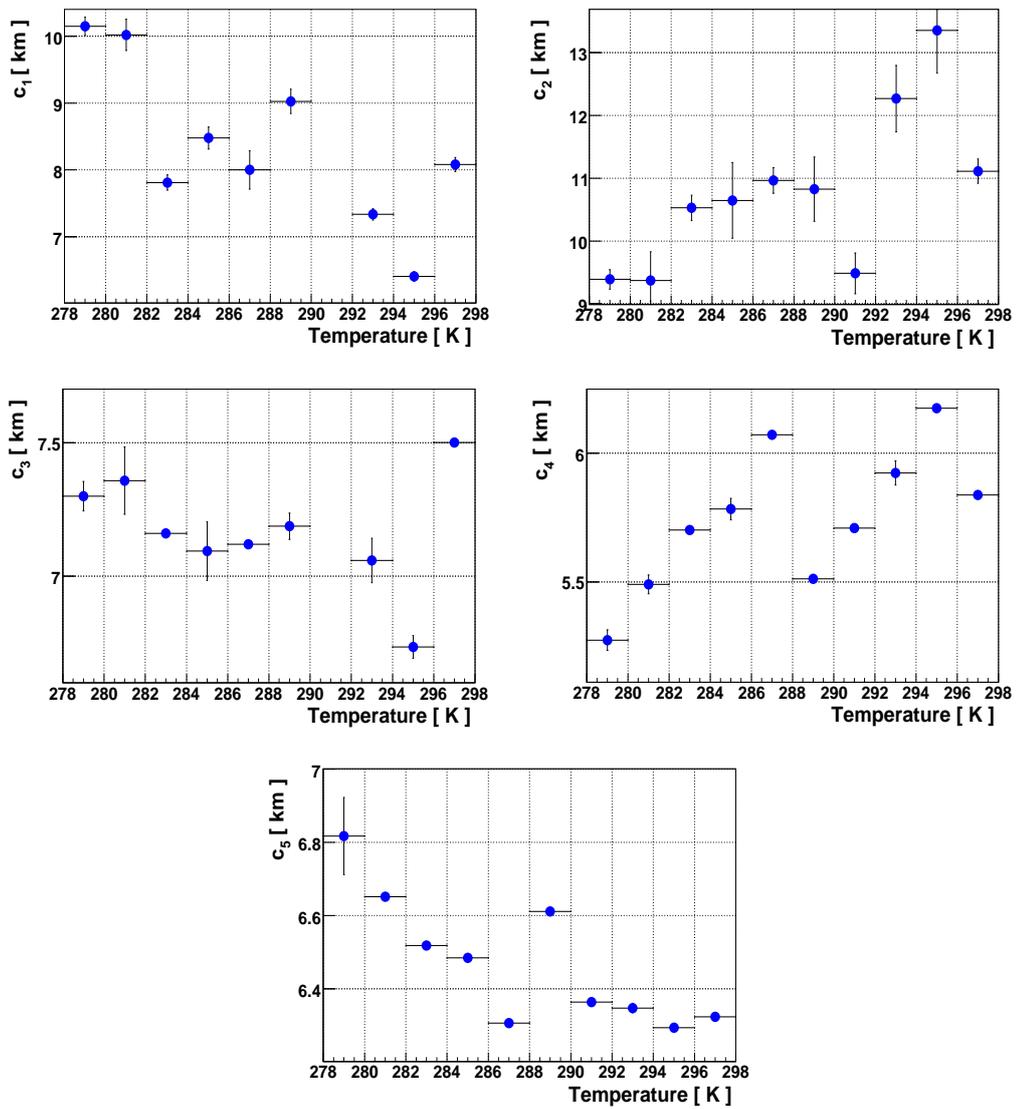


Figura 7.19: Coeficientes c_l ($l=1, 2, 3, 4$ y 5) obtenidos en el ajuste GAMMA sobre la base de datos de Dodge City.

7.4.3. Base Halley

La Base Halley se encuentra en las costas del Mar de Wedell en el sector antártico del Reino Unido. La ubicación aproximada de la base es $75^{\circ} 35' S$ $26^{\circ} 34' O$ y altura de 30 metros sobre el nivel del mar.

Se utilizaron una serie de perfiles obtenidos entre los meses de junio de 2009 y mayo de 2011. La gran diferencia con los casos anteriores reside en los valores de la temperatura en el nivel del suelo. Como es de esperar en el Polo Sur se suceden muy bajas temperaturas; de hecho, no se encontraron valores por encima de los $0^{\circ}C$. Esto llevó a tomar en este caso, 10 bins de 3K cada uno entre los 243K y los 273K. La distribución en los bins puede verse en el Cuadro 7.5.

Bin	T range [K]	Balloons
1	243 K - 246 K	29
2	246 K - 249 K	41
3	249 K - 252 K	50
4	252 K - 255 K	39
5	255 K - 258 K	37
6	258 K - 261 K	39
7	261 K - 264 K	41
8	264 K - 267 K	40
9	267 K - 270 K	50
10	270 K - 273 K	42

Cuadro 7.5: Bines de Temperatura utilizados en Base Halley.

Al igual que en el caso de Dodge City, los ajustes fueron muy exactos, situación que queda reflejada en los gráficos de los Residuos, definidos ahora como

$$Residuo_{Halley\ GAMMA}(h) = X_{EXP}(h) - X_{Halley\ GAMMA}(h) \quad (7.20)$$

$$Residuo_{Halley\ Linsley}(h) = X_{EXP}(h) - X_{Linsley}(h) \quad , \quad (7.21)$$

donde $X_{Halley\ GAMMA}(h)$ representa la predicción de GAMMA usando los valores medios de temperatura en el bin, $X_{EXP}(h)$ el dato del perfil medido en Halley y $X_{Linsley}(h)$ la consabida función de Linsley. Los anunciados gráficos se observan en las Figuras 7.20, 7.21, 7.22 y 7.23.

Como parte del desarrollo de GAMMA, nuevamente se graficó la dependencia de los coeficientes c_l ($l = 1, 2, 3, 4, 5$) con la temperatura la nivel del suelo (Figura 7.24).

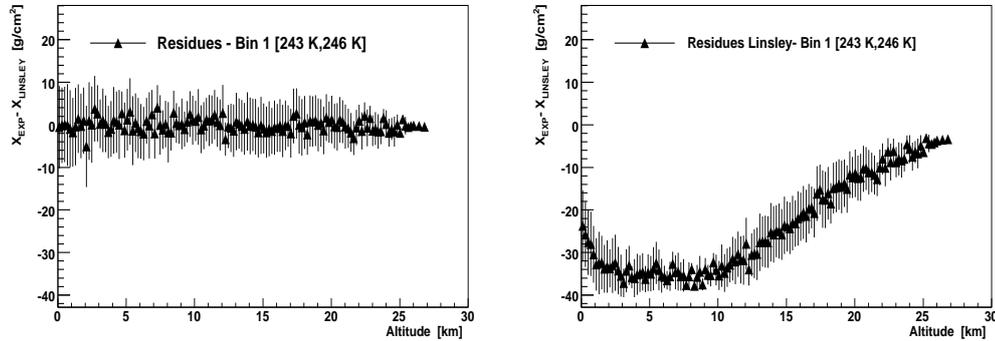


Figura 7.20: *Desarrollo del Modelo GAMMA en la Base Halley. Residuos considerando el ajuste de GAMMA (izq) y la función de Linsley (Bin 1).*

Al igual que en el caso anterior, no se puede dejar de notar una serie de comentarios que toman relevancia a partir del estudio presentado.

- En base a los residuos de Linsley, se considera inadecuado el uso del Modelo de Linsley en este sitio. Pese a ser desarrollado como un modelo global, es razonable que no sea una buena referencia en este caso, considerando que fue pensado sobre medidas hechas en sitios de latitud media mayormente de Estados Unidos.
- Los residuos son similares en todos los bins. Sin embargo, nuevamente los valores por encima de los 10 km resultan porcentualmente demasiado altos en los estudios de rayos cósmicos. Esto debe poder solucionarse en el modelo global.
- Los coeficientes obtenidos c_i no se corresponden con posibles extrapolaciones al modelo GAMMA desarrollado en Malargüe. Esto abre un campo muy interesante en dirección a un modelo global.

7.4.4. Comentario final acerca de GAMMA en otros sitios

Estos primeros resultados son promisorios en la aplicación de GAMMA a otros sitios. La idea central del modelo GAMMA, representar los perfiles a partir de la temperatura al nivel del suelo, ha sido validada nuevamente. Con el objetivo de mejorar el estudio que disminuya las incertezas en estos resultados, se cree que sería necesario un exhaustivo trabajo inicial con la base de datos, además de incluir una diversa cantidad de sitios.

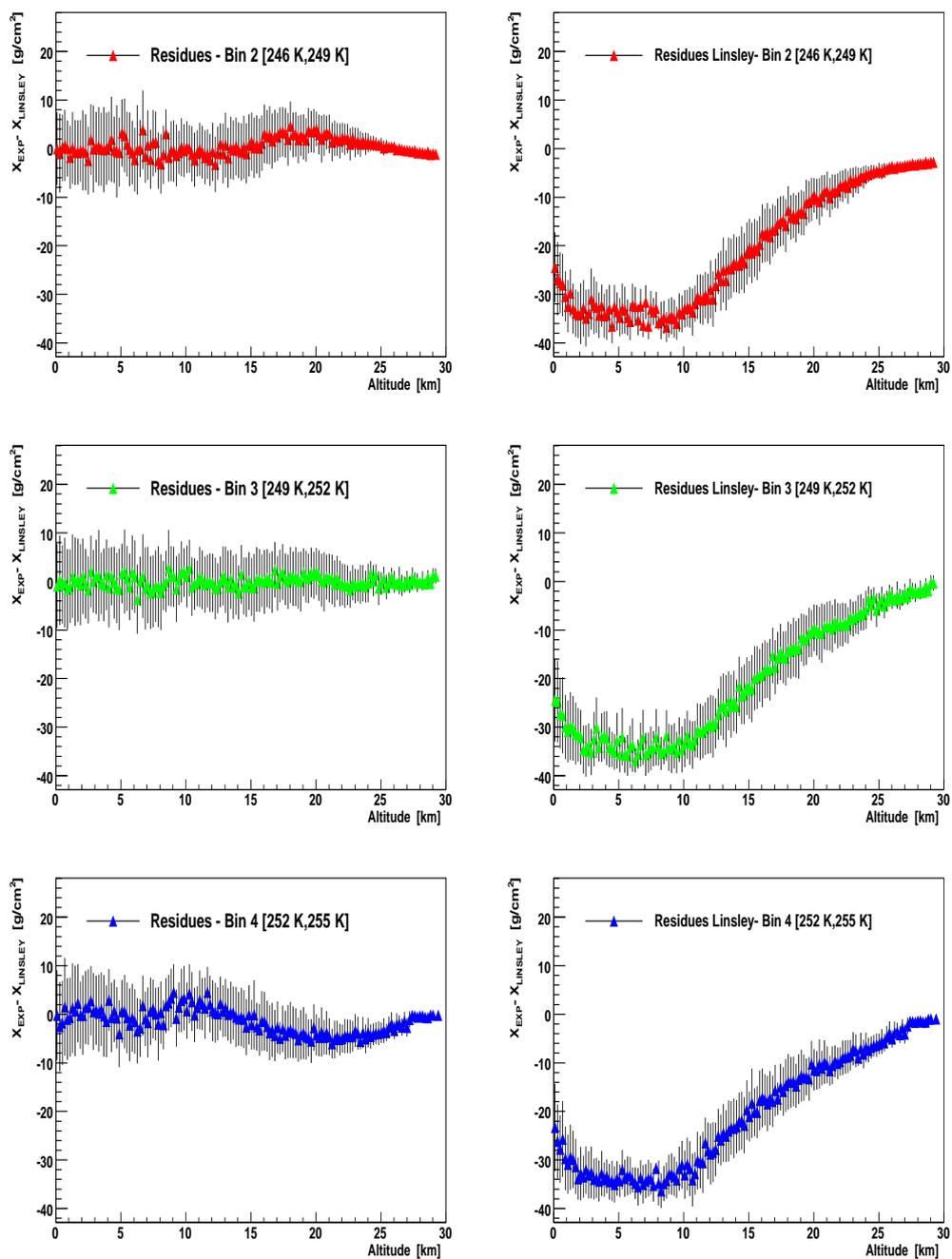


Figura 7.21: Desarrollo del Modelo GAMMA en la Base Halley. Residuos considerando el ajuste de GAMMA (izq) y la función de Linsley (Bins 2, 3 y 4).

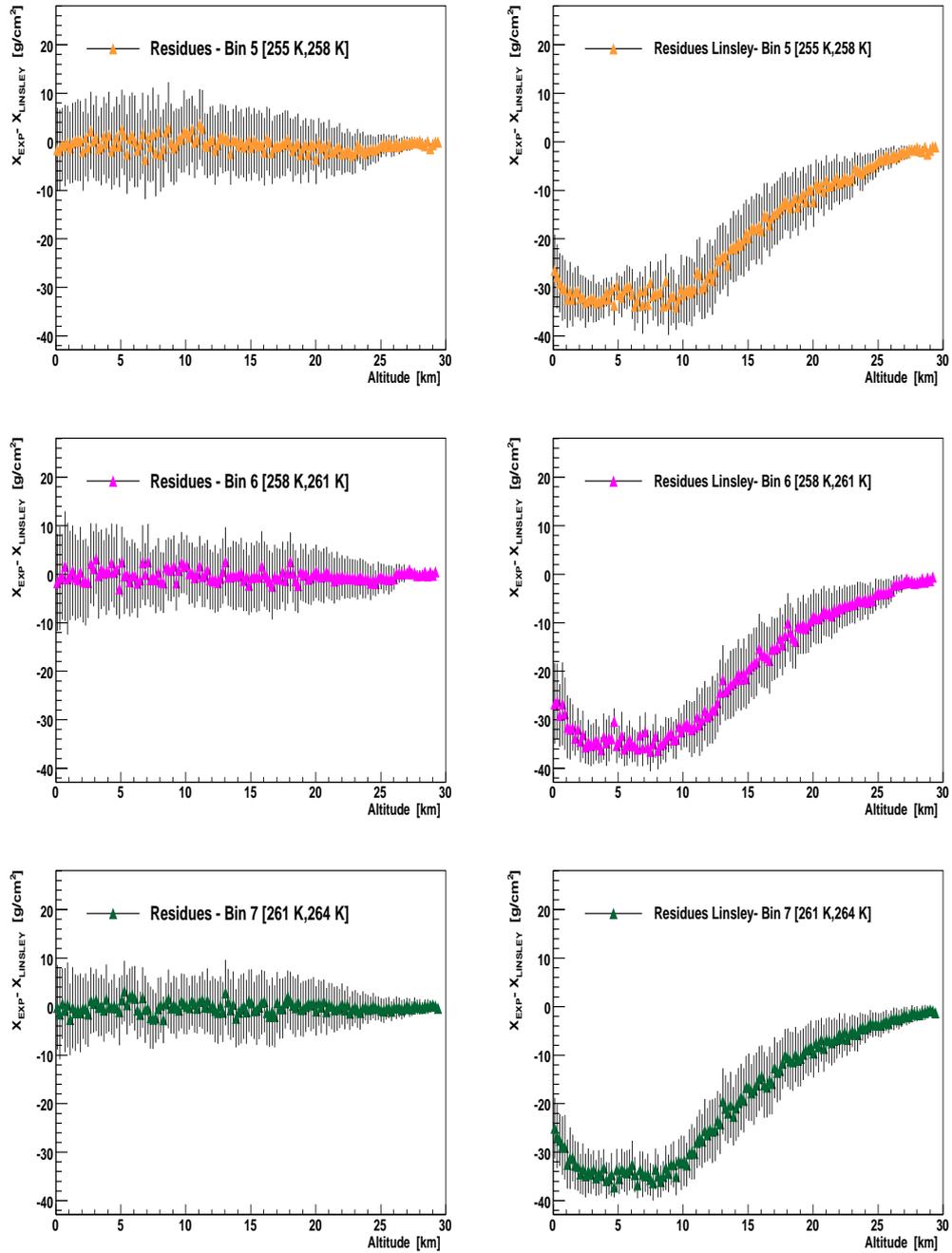


Figura 7.22: Desarrollo del Modelo GAMMA en la Base Halley. Residuos considerando el ajuste de GAMMA (izq) y la función de Linsley (Bins 5, 6 y 7).

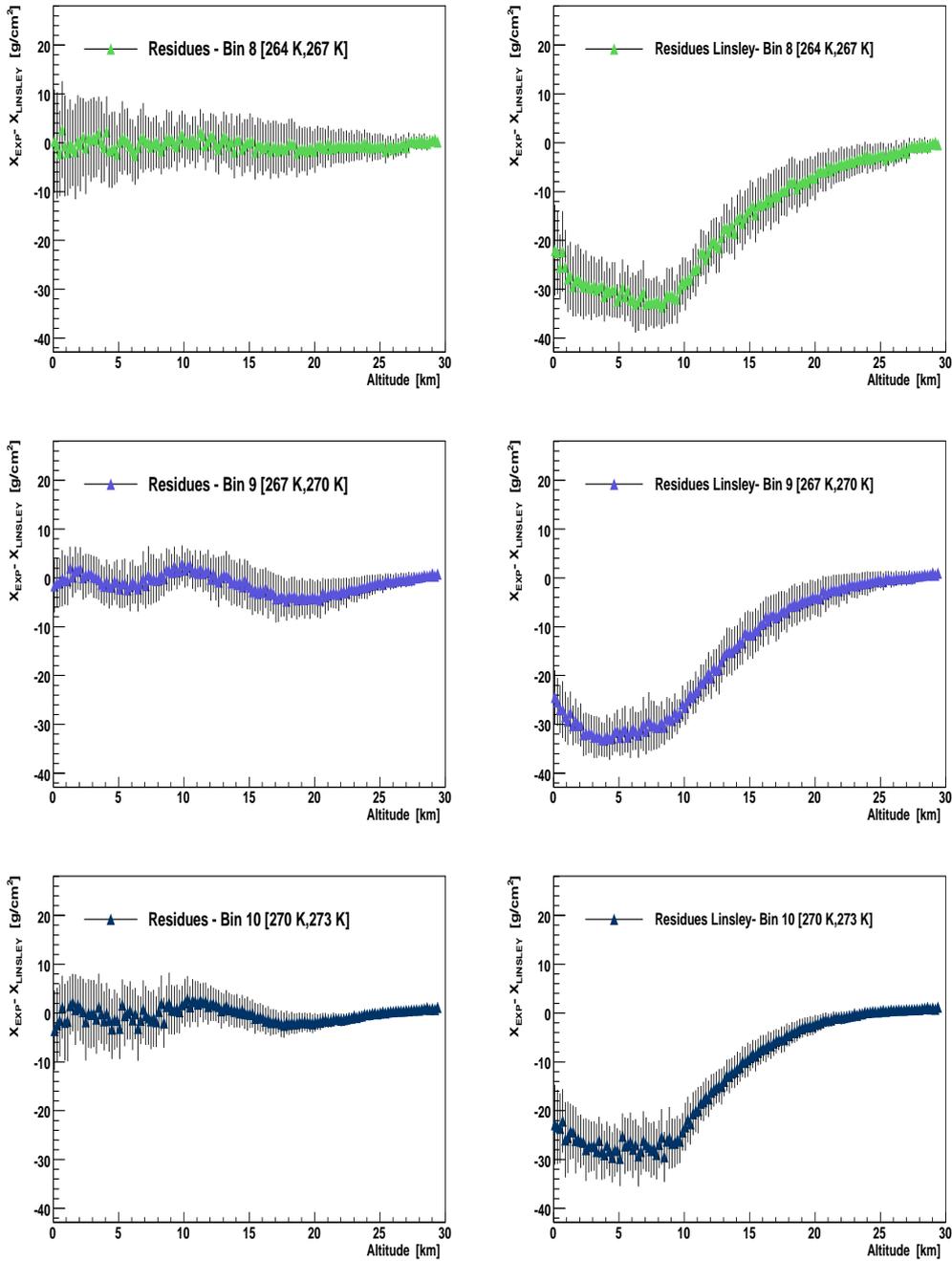


Figura 7.23: Desarrollo del Modelo GAMMA en la Base Halley. Residuos considerando el ajuste de GAMMA (izq) y la función de Linsley (Bins 8, 9 y 10).

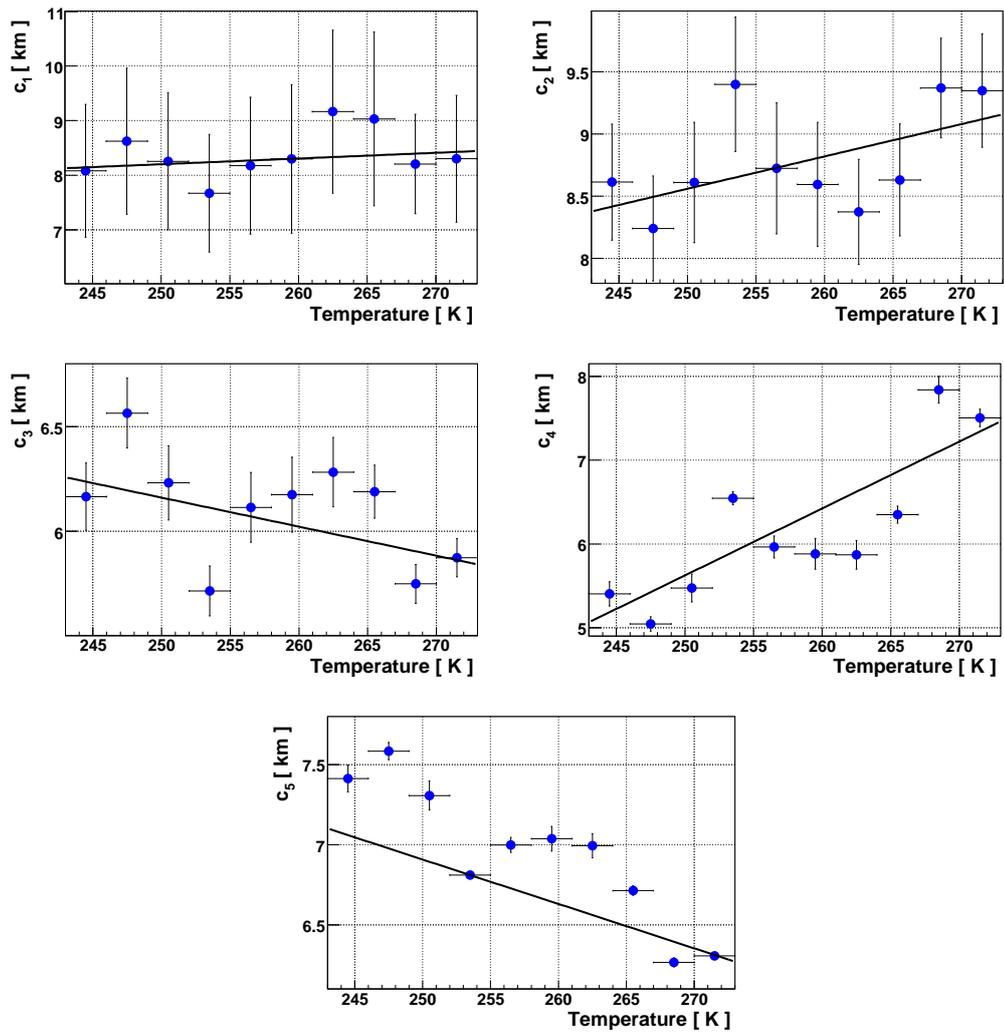


Figura 7.24: Coeficientes c_l ($l=1, 2, 3, 4$ y 5) obtenidos en el ajuste GAMMA sobre la base de datos de la Base Halley.

Por último se quiere dejar sentado que en esta búsqueda del modelo GAM-MA de alcance global estimamos que se deber incluir entre sus variables de estudio, a la latitud del sitio, la altura sobre el nivel del mar, la distancia a las costas marítimas y parámetros medios anuales de temperatura, presión y precipitaciones. La posibilidad de un modelo global con bajas incertezas sin duda requerirá de un extenso trabajo en la colección y procesamiento de estos datos de diferentes sitios del planeta. Los buenos resultados obtenidos son alentadores para la continuación en esta dirección.

Capítulo 8

GAMMA y los observables

Este capítulo contiene el estudio vinculado a la influencia debido al perfil de la atmósfera, en algunos observables propios del estudio de cascadas producidas por rayos cósmicos. Los diferentes perfiles estarán representados a partir del modelo GAMMA. Se estudiará particularmente el desarrollo lateral de la lluvia al nivel del suelo, a partir de la función de distribución lateral y el desarrollo longitudinal a partir de la observación de X_{\max} y el perfil del número de partículas cargadas.

8.1. Distribución lateral al nivel del suelo

El desarrollo lateral de la cascada fue brevemente descrito en el capítulo 3. Particularmente este análisis estará centrado en la repercusión de los cambios en los perfiles atmosféricos (representados por el modelo GAMMA) en la función de distribución lateral (LDF).

8.1.1. Más sobre la función de distribución lateral (LDF)

A modo de introducción al tema, ampliaremos los conceptos vertidos en la sección 3.3 con miras al uso en el Observatorio Auger y en la posible correlación en cambios de la LDF con diferentes perfiles provistos por el modelo GAMMA.

Recordemos que la función de distribución lateral representa la variación de la señal como función de la distancia al eje de la lluvia. Estas señales se producen mayormente por la contribución de los muones y la componente electromagnética de la cascada, compuesta por fotones de radiación gamma, electrones y positrones. Como en las mediciones experimentales no se posee una distribución lateral completa y extensa, sino una serie de señales espa-

ciadas de acuerdo a las características del arreglo de superficie; la LDF se calcula mediante algunos puntos del plano señal-distancia al eje de la lluvia. Por esta razón una parte vital de la reconstrucción de SD es el uso de un modelo adecuado y robusto de determinar la forma lateral de la cascada.

En el Observatorio Auger, tras varios estudios con datos medidos con el dispositivo SD y utilizando funciones estilo ley de potencias (como fue descrito en la sección 3.3), se optó por una función del tipo Nishimura Kamata Greisen para la descripción lateral. Si bien el desarrollo teórico de estas funciones fue pensado en términos de cascadas puramente electromagnéticas ignorando la contribución muónica; el aporte de esta última componente ha sido incluido modelando las funciones originales [114] [115]. La función seleccionada, actualmente implementada en el ya mencionado software de análisis *Offline* [121], es

$$S(r) = S_{1000} \times \left(\frac{r}{1000} \right)^\beta \times \left(\frac{r + 700}{1700} \right)^{\beta+\gamma} \quad (8.1)$$

que se encuentra expresada en términos de S_{1000} , β y γ y donde r está expresada en metros. La normalización a S_{1000} fue seleccionada considerando que por las características del arreglo sus incertezas debido a las fluctuaciones de las lluvias, cambios en el exponente β y efectos de geometría de la lluvia, resultan mínimos en una distancia aproximada de 1000 m.

La parametrización del exponente β que está incluida en *Offline* está dada por

$$\beta = \begin{cases} a + b \times (\sec \theta - 1,0) & \sec \theta < 1,55 \\ a + b \times (\sec \theta - 1,0) + f \times (\sec \theta - 1,55)^2 & 1,55 < \sec \theta < 3,00 \\ a + b \times (0,55 - \frac{b}{2f}) + f \times (\frac{b}{2f})^2 & \sec \theta > 3,00 \end{cases}$$

donde $a = -2.26 - 0.195 \log E_{est}$, $b = 0.98$ y $f = -0.295$ [115]¹. Se ha denominado E_{est} a la energía estimada (no es el resultado final) y su parametrización puede ser encontrada en la referencia [121]. Esta expresión para β representada en función de $\log S_{1000}$ para diferentes valores de $\sec \theta$ se encuentra representada en la Figura 8.1.

¹Estipulamos la notación utilizada para el logaritmo en base 10 como \log

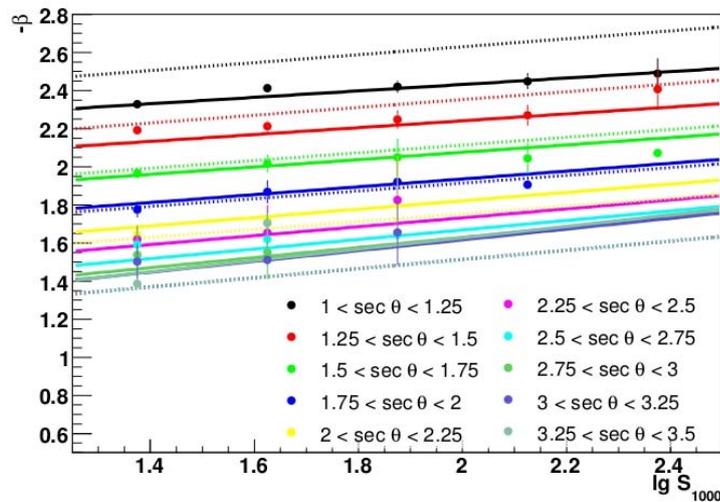


Figura 8.1: Parámetro β como función de $\log S_{1000}$ para diferentes valores de $\sec \theta$. La línea punteada muestra la parametrización utilizada en *Offline* y los puntos representan los valores obtenidos a partir de las reconstrucciones con el mismo software [115].

8.1.2. Análisis con GAMMA

En las siguientes secciones describiremos el trabajo hecho estudiando la influencia del modelo de profundidad atmosférica a través de GAMMA y su influencia en la LDF calculada a partir de lluvias simuladas.

Procedimiento

1 - Librería de lluvias.

Se simuló una librería de lluvias en AIRES 2.8.7a (versión en desarrollo que incluye como opción al modelo GAMMA) con las siguientes características:

- Partícula primaria: protones de 10^{17} eV, de 10^{18} eV y de 10^{19} eV.
- Inclinas un ángulo cenital de 60° .
- Thinning $1.0E-6$ Relative
- ThinningWF 0.5
- Injection 115 km
- Ground 1.406 km

Se realizó la simulación de 50 lluvias diferentes sobre 16 atmósferas diferentes, 15 de ellas corresponden al modelo GAMMA con diferentes valores de temperatura en el suelo (6 C a 34 C cada 2 C) y 1 correspondiente al modelo de Linsley standard. Con estas características, la librería resultó compuesta por un total de 2400 lluvias.

2 - Análisis de los ground particles files.

Se procedió a hacer el análisis de los archivos *ground particles* (*.grdpcls*), es decir los archivos salida de AIREs que contienen toda la información de las partículas que alcanzan el nivel del suelo (tipo de partícula, energía, momento lineal, posición de impacto, etc.). El análisis consistió en leer los archivos *.grdpcls* de todas las lluvias, realizando las siguientes tareas:

- Selección de datos correspondientes a γ , e^+ y e^- , μ^+ y μ^- .
- Agrupación de datos en bins de distancia al eje de la lluvia (Ver sección siguiente).
- Estimación de la señal de acuerdo a un software de simulación del detector SD [116].

3 - El bineado en distancia al core.

El objetivo del bineado es lograr una buena distribución de señal alrededor del core de manera tal de poder calcular LDF con menor incerteza. Considerando que la zona cercana al core posee la mayor cantidad de partículas (tanto que los detectores se saturan de señal), se buscó que los puntos que identifican la señal representen mayores áreas a medida que se alejaron del eje de la lluvia, de manera tal de “colectar” más señal. La manera en la cual se calcula la distancia al eje de la lluvia se encuentra descrita en el Apéndice B.

La proyección del área del suelo en el plano perpendicular al eje de la lluvia fue bineada de acuerdo a regiones anulares con radios en progresión logarítmica de acuerdo con la siguiente expresión

$$\log r_j = \log r_{\min} + \frac{j}{N} \cdot \log (r_{\max}/r_{\min}) \quad , \quad (8.2)$$

donde los valores de r_j ($j = 0, \dots, N$) representan los límites de los distintos anillos concéntricos con el eje de la lluvia y el área total es la comprendida entre r_{\min} y r_{\max} .

Tomando $N = 20$ anillos, de radios comprendidos entre $r_{\min} = 600$ m y $r_{\max} = 3000$ m; se obtuvieron los siguientes valores para los radios:

j	r_j [m]	j	r_j [m]
0	600.0	10	1341.6
1	650.3	11	1454.1
2	704.8	12	1575.0
3	763.8	13	1707.9
4	827.8	14	1851.1
5	897.2	15	2006.2
6	972.4	16	2174.3
7	1053.9	17	2356.6
8	1142.2	18	2554.0
9	1237.9	19	2768.0
		20	3000.0

Cuadro 8.1: Radios de los anillos usados en el binnedo de estudio de la LDF.

El valor en r que representa la señal/área en el bin delimitado por r_j y r_{j+1} se denomina $r_{j+\frac{1}{2}}$ y se calcula mediante

$$\log r_{j+\frac{1}{2}} = \log r_{\min} + \frac{(j + \frac{1}{2})}{N} \cdot \log (r_{\max}/r_{\min}) \quad (8.3)$$

4 - Estimación de la LDF.

Los parámetros que definen la LDF se obtienen realizando secuencialmente las siguientes tareas

- Se toman como entradas los datos de los archivos *.grdpcles* las lluvias (tipo de partícula, energía, distancia al core en bins, número de partículas, señal en VEM), y a partir de las contribuciones de γ , e^+ y e^- , μ^+ y μ^- se calculan las señales totales normalizadas al área.
- Se ajustan los puntos que representan las señales con la distancia al eje de la lluvia para las simulaciones realizadas sobre el perfil atmosférico del modelo de Linsley. El ajuste se realiza mediante la función LDF oficial de Auger 8.1, donde los parámetros libres del ajuste son S_{1000} , β y γ . Por simpleza, hemos escrito también la función como

$$S(r) = S_{1000} \times f(\gamma, \beta, r) \quad , \quad (8.4)$$

donde

$$f(\gamma, \beta, r) = \left(\frac{r}{1000}\right)^\beta \times \left(\frac{r+700}{1700}\right)^{\beta+\gamma} \quad (8.5)$$

con r expresado en metros.

- Con la finalidad de representar adecuadamente las distribuciones ajustadas a los datos obtenidos para cada uno de los perfiles atmosféricos considerados, se normalizan tales distribuciones tomando como unidad de normalización el valor de S_{1000} correspondiente al modelo de Linsley. Esta unidad es denominada LES (*Linsley Equivalent Signal*), y su valor en VEM varía con el valor de la energía del primario.
- Por último se normalizan todas las restantes distribuciones laterales (las correspondientes a las simulaciones sobre perfiles del modelo GAMMA) al LES correspondiente a esa energía y se realizan los ajuste con la LDF, extrayendo los valores de S_{1000} , β y γ .

Sobre las representaciones obtenidas se realizaron dos ajustes, primero dejando libre el parámetro γ y después fijándolo a 0 (esta elección es la usual en el trabajo con datos ya que se poseen pocos datos para realizar el ajuste). Esto influye muy levemente (menos del 0.2%) en algunos de los valores de S_{1000} obtenidos. Estos valores, para el caso del perfil de Linsley se encuentran detallados en el Cuadro 8.2 identificando los utilizados en la normalización LES, mientras que para los otros perfiles se presentan más adelante en la figura 8.4. Allí se ilustra el ajuste con γ nulo, ya que el caso con γ libre produce resultados que no presentan diferencias apreciables en las gráficas y por lo tanto los mismos no han sido incluidos en esa figura.

Energía [eV]	Fit con γ libre 1 LES [VEM]	Fit con $\gamma = 0$ 1 LES [VEM]
10^{17}	5.535×10^{-2}	5.534×10^{-2}
10^{18}	5.264×10^{-1}	5.264×10^{-1}
10^{19}	5.780×10^0	5.765×10^0

Cuadro 8.2: Valores de LES obtenidos para las diferentes energías estudiadas. El LES representa el valor de S_{1000} obtenido para las lluvias desarrolladas sobre la atmósfera del modelo de Linsley.

A modo de ejemplo, se muestran los histogramas correspondientes a las componentes electromagnéticas y muónicas para lluvias originadas por protones de 10^{17} y 10^{18} eV y desarrolladas sobre atmósferas caracterizadas por temperatura al nivel del suelo con valores 10 C y 20 C (Figura 8.2).

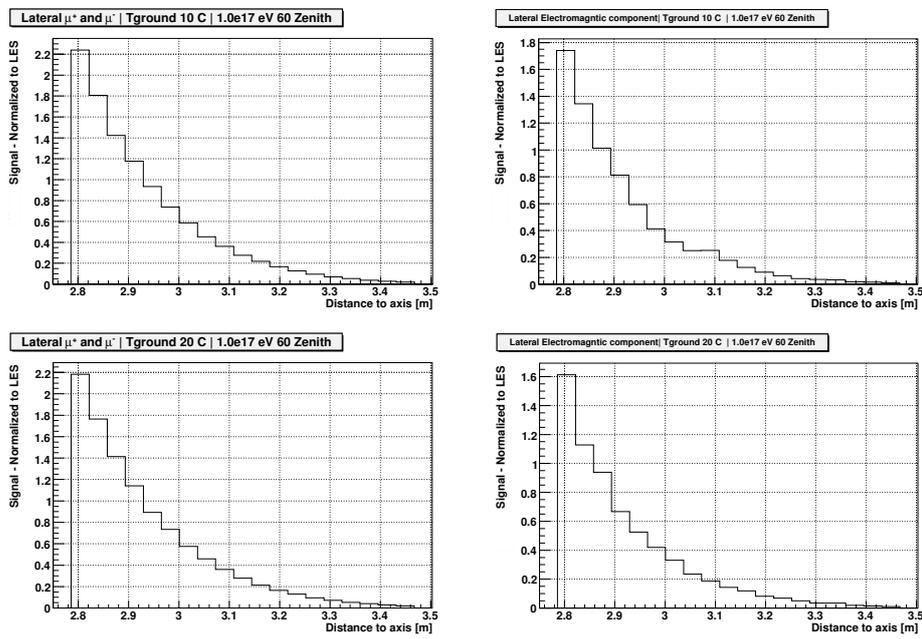


Figura 8.2: Ejemplos de histogramas promedios correspondientes a señales generadas por muones y la componente electromagnética para lluvias inducidas por protones, con una inclinación de 60° y desarrolladas en atmósferas GAMMA de temperaturas 10 C y 20 C.

5 - Estudio de la LDF.

Como fue planteado anteriormente se realizaron dos ajustes con la LDF, ambos en el mismo rango de distancia al core (600 a 3000 m) pero uno dejando libre el parámetro γ en el ajuste, y otro igualándolo a 0. Los ajustes resultan prácticamente independientes de la inclusión del parámetro γ en la función, marcando que el peso crítico en el ajuste está sobre el parámetro β . Como lo usual en el trabajo con datos es considerar $\gamma = 0$, nos referiremos ahora a los ajustes obtenidos de este último modo.

Todos estos ajustes resultan muy precisos para todas las temperaturas y energías, por lo que sólo se muestran algunos de ellos (Figuras 8.3). Asimismo, como también fue anticipado, los ajustes de los desarrollos laterales, no determinaron (prácticamente) diferentes valores de LES, ni diferentes valores y dispersión de S_{1000} .

Luego se compararon los valores de S_{1000} obtenidos sobre el ajuste de los diferentes desarrollos laterales (Figuras 8.4). Naturalmente el más cercano al standard de 1 LES corresponde al ajuste sobre la atmósfera Linsley y en las gráficas mencionadas es el que se ubica con temperatura 36 C.

Si bien la precisión en los ajustes no resulta afectada por la inclusión del parámetro γ , posteriormente se estudió su influencia en la estructura funcional de la LDF (por ejemplo observar si se detectan oscilaciones, o si siempre es mayor o menor que la LDF de Linsley). Con este motivo se retomaron los ajustes con γ libre y γ fijo a 0, y se graficó

$$\frac{f(\gamma_{Tground}, \beta_{Tground}, r)}{f(\gamma_{Linsley}, \beta_{Linsley}, r)} = \frac{\left(\frac{r}{1000m}\right)^{\beta_{Tground}} \times \left(\frac{r+700m}{1700m}\right)^{\beta_{Tground} + \gamma_{Tground}}}{\left(\frac{r}{1000m}\right)^{\beta_{Linsley}} \times \left(\frac{r+700m}{1700m}\right)^{\beta_{Linsley} + \gamma_{Linsley}}} \quad (8.6)$$

para las diferentes funciones obtenidas en los distintos ajustes.

Las estructuras observadas en el caso de γ libre resultaban dispares y nada uniformes. De hecho esa fue la motivación en su momento para realizar el ajuste con γ fijo y nulo. Los gráficos muestran que en este último caso, al depender de un sólo parámetro exponencial, todas las funciones tienen un comportamiento similar entre sí y también con respecto al ajuste realizado sobre la atmósfera de Linsley (Figuras 8.5, 8.6 y 8.7). Es decir, si las funciones eran mayores (menores) que la de Linsley para $R < 1000$ m, luego se observaban mayores (menores) que la de Linsley para $R > 1000$ m.

Antes de avanzar en el estudio, se destacarán una serie de puntos obtenidos de las figuras anteriores. Es evidente que en general el ajuste del desarrollo lateral de las lluvias desarrolladas en la atmósfera de Linsley promueve valores de S_{1000} por encima de los obtenidos sobre lluvias desarrolladas sobre las atmósferas provistas por el modelo GAMMA (Figuras 8.4). Esto resulta

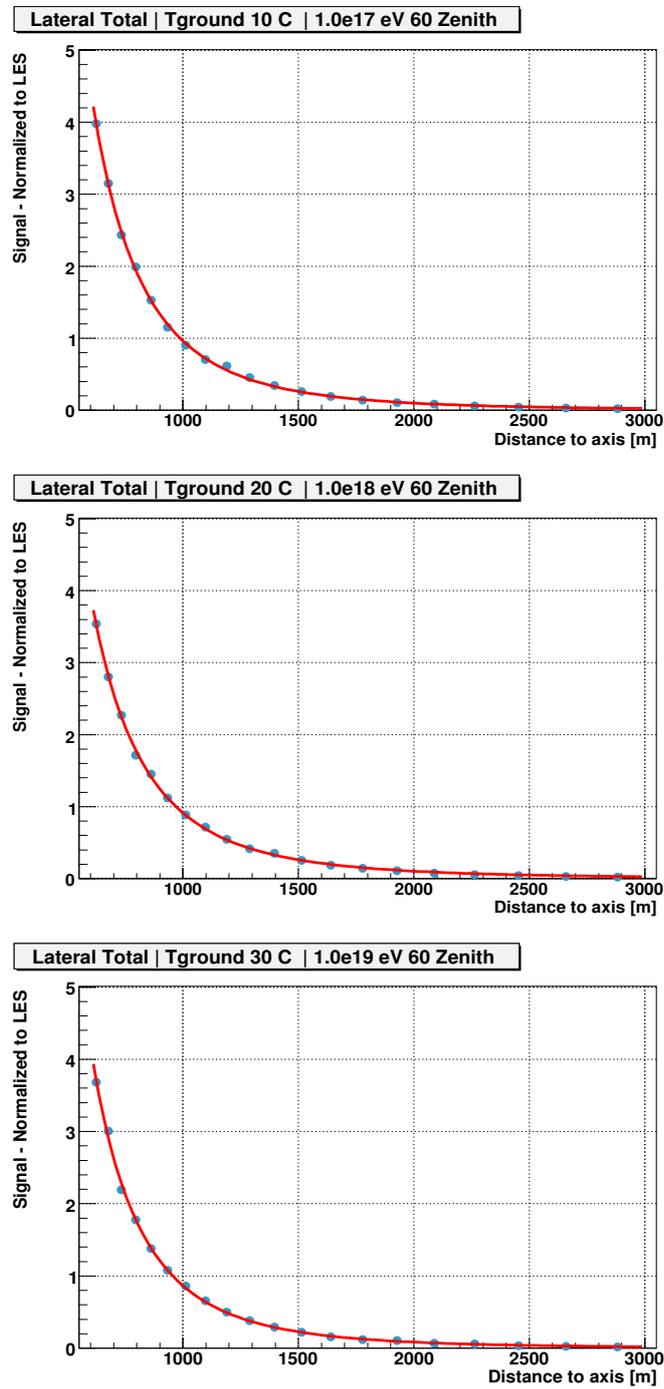


Figura 8.3: Ejemplos del ajuste de la función de distribución lateral para los casos de energía del primario 10^{17} y la atmósfera GAMMA de 10 C (arriba), 10^{18} y la atmósfera GAMMA de 20 C (centro) y 10^{19} y la atmósfera GAMMA de 30 C (abajo). Cada punto representa el promedio de señal, a esa distancia al eje, de 50 lluvias desarrolladas en esa atmósfera GAMMA.

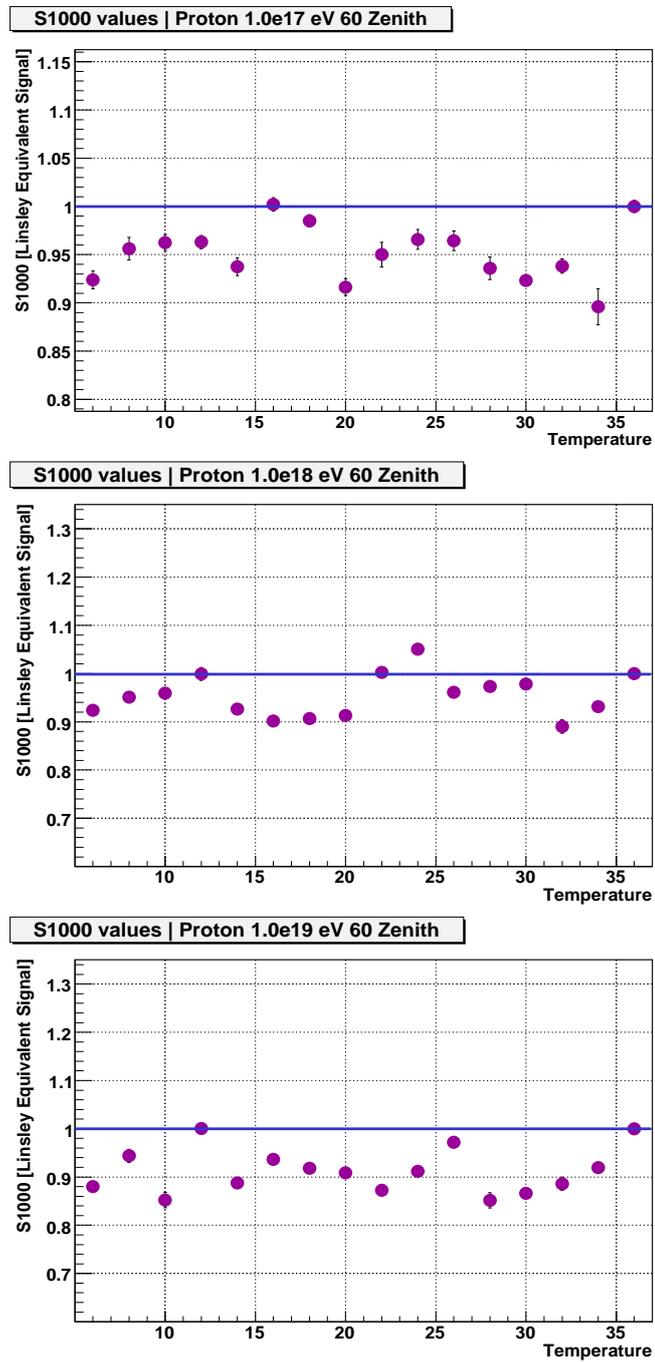


Figura 8.4: Valores de S_{1000} obtenidos con la función de ajuste fijando $\gamma = 0$ para primarios con energía 10^{17} (arriba), 10^{18} (centro) y 10^{19} eV (abajo). El valor correspondiente al ajuste en la atmósfera de Linsley se encuentra ubicado en los 36 C.

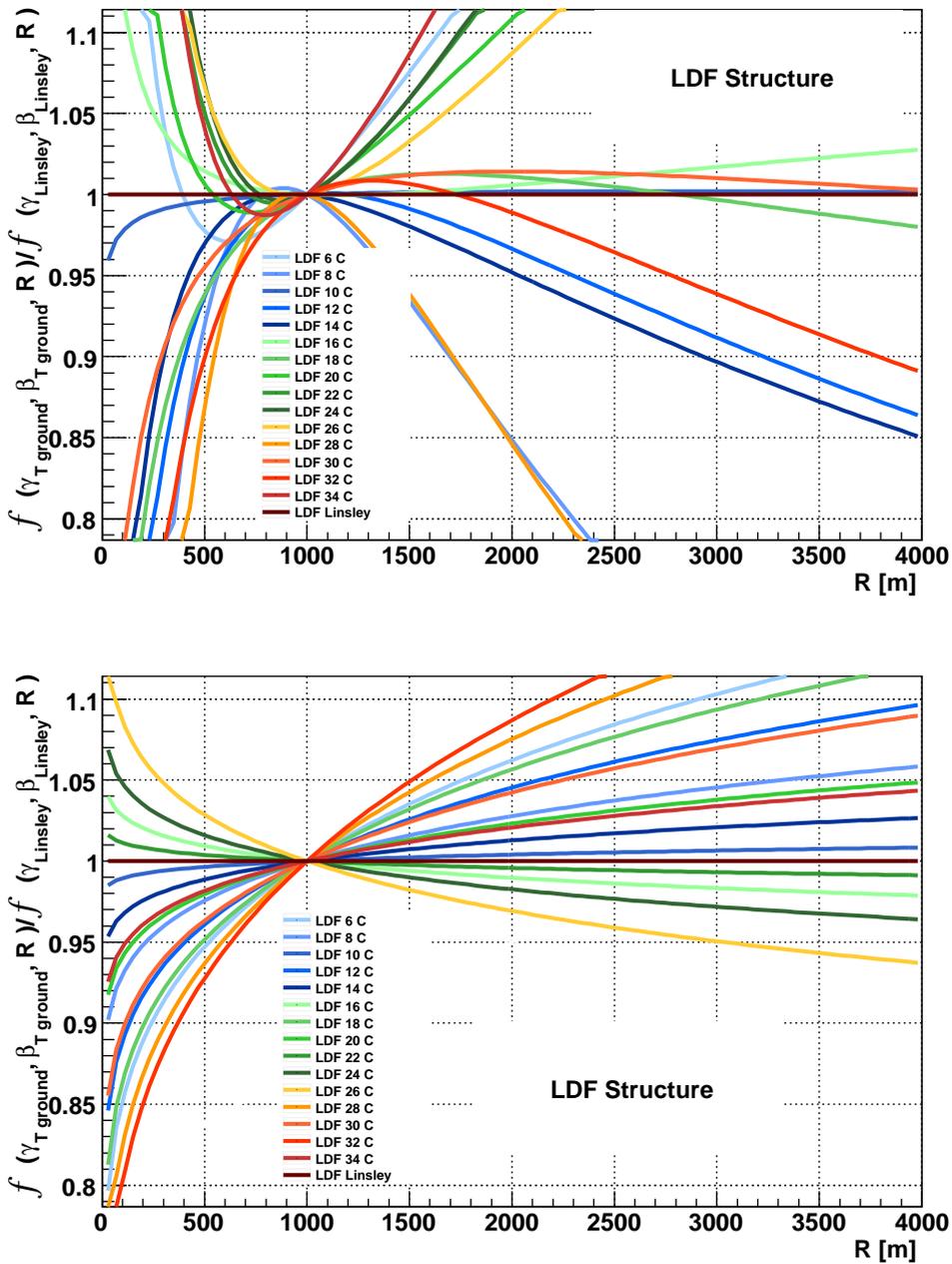


Figura 8.5: *Primario* 10^{17} eV: Estructura de las LDF en comparación con la LDF obtenida ajustando sobre la atmósfera de Linsley, utilizando la función de ajuste incluyendo γ libre (arriba) y fijando $\gamma = 0$ (abajo).

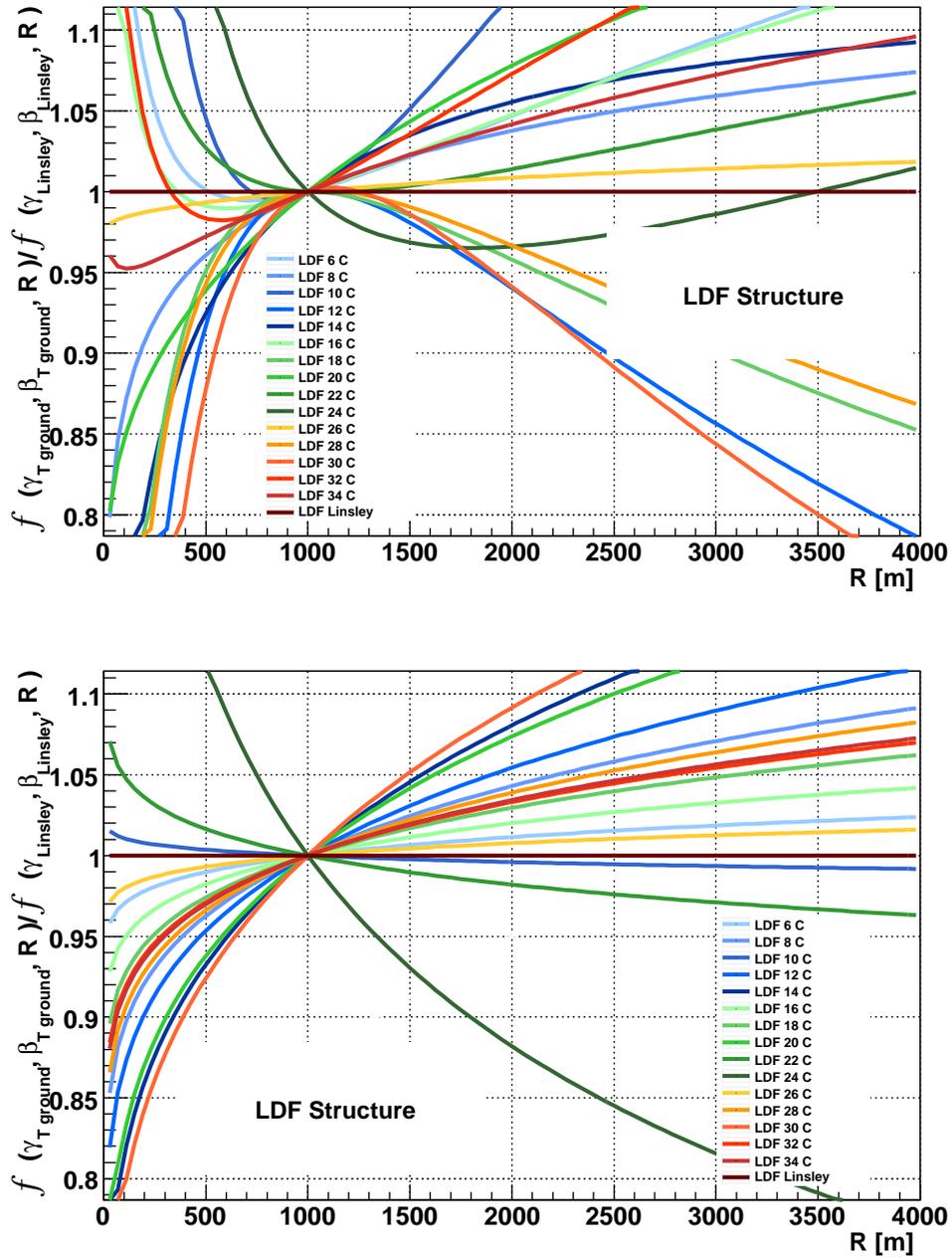


Figura 8.6: **Primario** 10^{18} eV: Estructura de las LDF en comparación con la LDF obtenida ajustando sobre la atmósfera de Linsley, utilizando la función de ajuste incluyendo γ libre (arriba) y fijando $\gamma = 0$ (abajo).

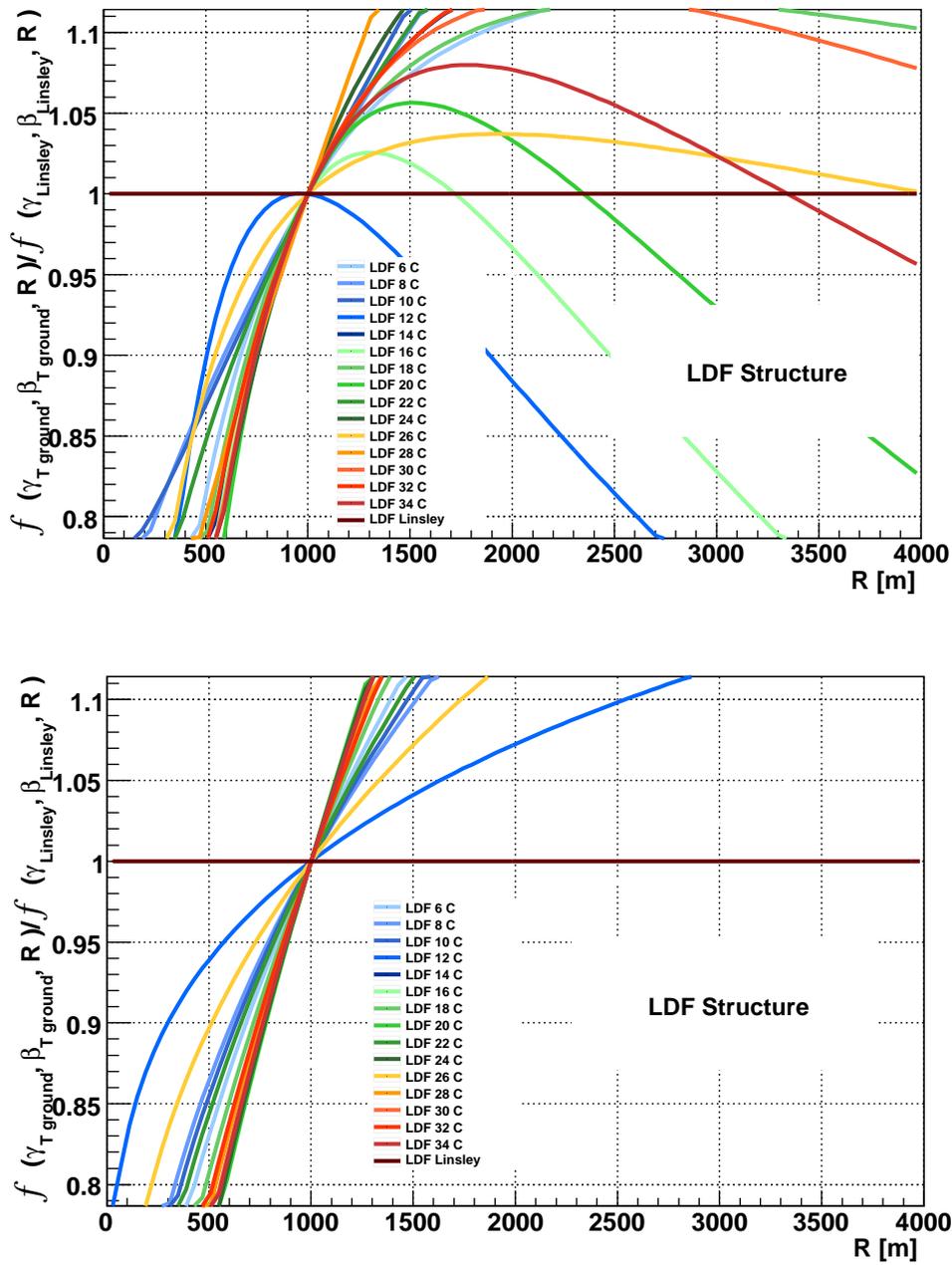


Figura 8.7: **Primario** 10^{19} eV: Estructura de las LDF en comparación con la LDF obtenida ajustando sobre la atmósfera de Linsley, utilizando la función de ajuste incluyendo γ libre (arriba) y fijando $\gamma = 0$ (abajo).

independiente de la energía y de haber usado en el ajuste funciones con el exponente γ nulo o libre. Es destacable los valores encontrados en las diferencias (hasta 11.5 % en los casos de energías 10^{17} eV y 10^{18} eV, y hasta 15 % en los casos de energía 10^{19} eV) y que no se detecta una estructura en las diferencias (es decir que no se observa que la diferencia aumente o disminuya de acuerdo se trate de lluvias desarrolladas en atmósferas de mayor o menor temperatura).

El incluir el parámetro γ como no nulo en la función de distribución lateral no repercute evidentemente en la precisión del ajuste. Sin embargo en relación a la estructura de las funciones $S(r)$, la influencia del valor de γ claramente no es despreciable (figuras 8.5, 8.6 y 8.7). El ajuste resulta muy sensible a variaciones que repercuten en valores de γ siempre pequeños pero positivos y negativos, que cambian sustancialmente la estructura funcional. Se observa al fijar $\gamma = 0$ que el valor $R = 1000$ m resulta un valor crítico en la relación 8.6, ya que $f(\gamma_{Tground} = 0, \beta_{Tground}, r)$ (además de ser coherente entre todas las atmósferas GAMMA y para todas las energías) resulta ser mayor que $f(\gamma = 0, \beta_{Linsley}, r)$ en la gran mayoría de los casos para distancias mayores a 1000 m y menor para distancias menores a 1000 m. Si bien para descartar el uso del parámetro γ se requiere un estudio más profundo centrado exclusivamente en los ajustes con la función de distribución lateral, no hemos encontrado en este estudio un mayor sentido a su inclusión en la función de ajuste.

El haber utilizado en el ajuste los valores S_{1000} normalizados, dificulta la comparación directa con datos del Observatorio Auger. Sin embargo se corrobora que los parámetros alcanzados que daban forma a la estructura funcional son consistentes con los datos. Esto puede observarse de las figuras 8.8 realizadas sobre los set de lluvias descritos, con la figura 8.9 realizada sobre datos de lluvia donde se estimaba la energía del primario entre $10^{18.5}$ eV y 10^{19} eV; y el ángulo de inclinación del eje de la lluvia se encontraba en el rango $1.4 < \sec \theta < 1.6$. Si bien no son completamente comparables porque los rangos de energía e inclinación son diferentes, queremos destacar la coincidencia en los valores y tendencia en el rango común: $2.4 < \log R < 3.4$.

Debemos acentuar algo también esperable, de las figuras 8.8 se observan gráficas muy similares para todas las atmósferas y la no dependencia de la energía.

Por último observemos que los valores de β obtenidos son prácticamente coincidentes con los estipulados para el uso del software *Offline*. Como además era esperable, son independientes de la energía. Los valores de β se encuentran en el Apéndice C clasificados de acuerdo a su energía y atmósfera GAMMA y los valores utilizados en *Offline* se desprenden de la Figura 8.1.

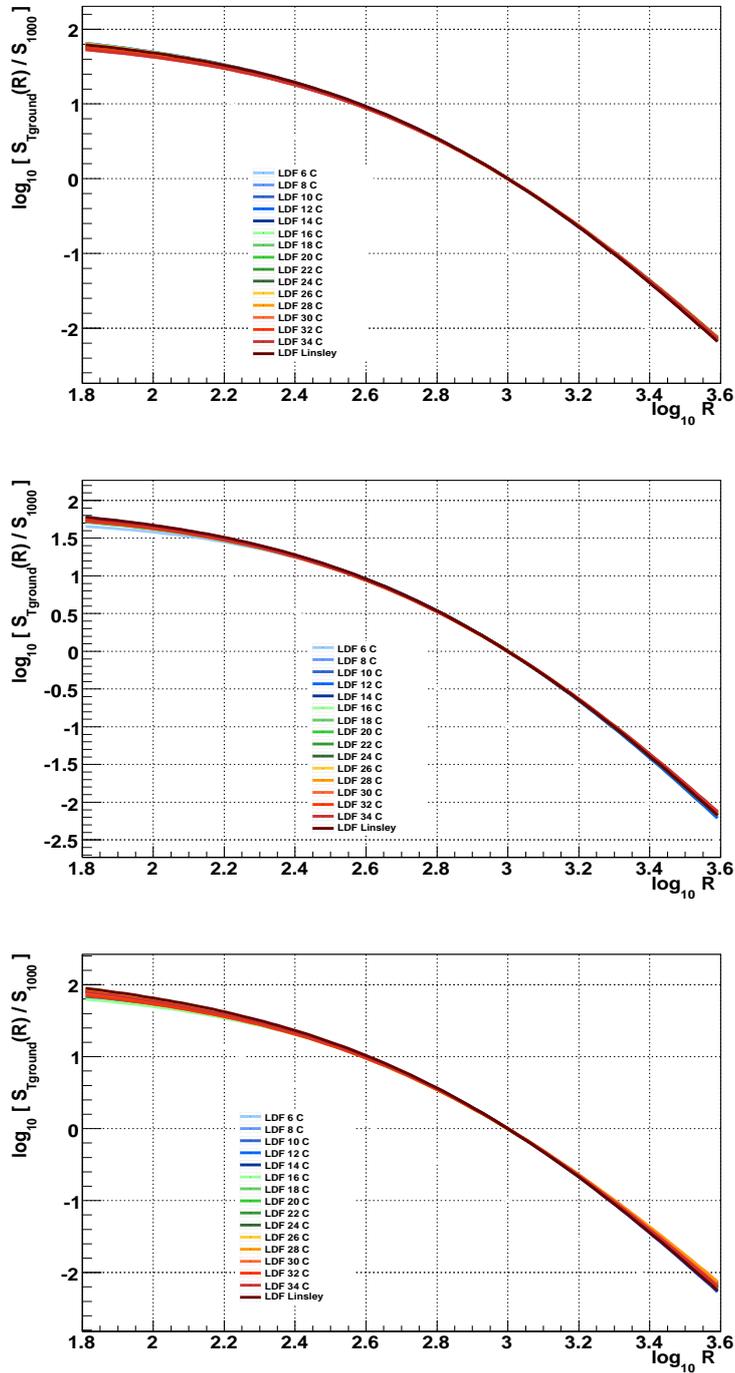


Figura 8.8: Distribución lateral promedio sobre lluvias simuladas. Rango estudiado: $\sec \theta = 2$ y energía del primario 10^{17} eV (arriba), 10^{18} eV (centro) y 10^{19} eV (abajo).

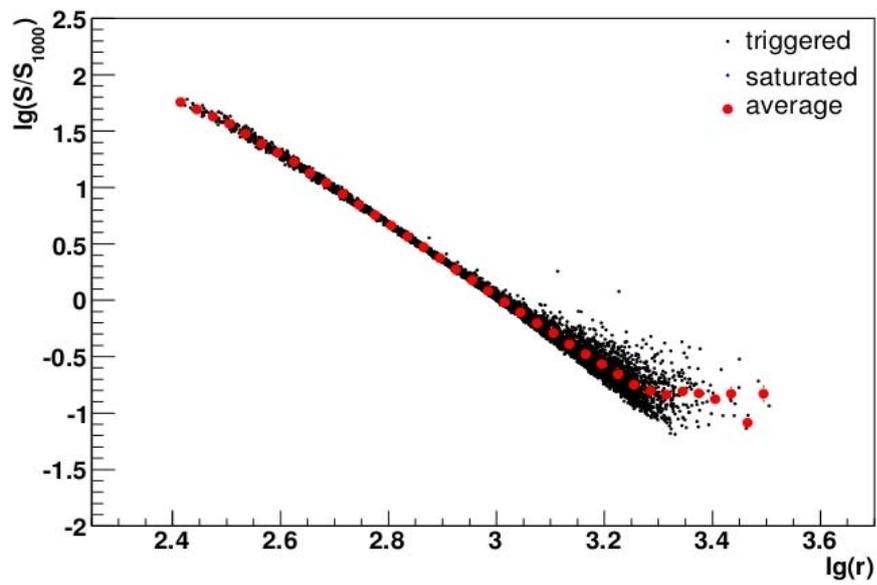


Figura 8.9: Distribución lateral promedio de datos de Auger. Rango estudiado: $1.2 < \sec \theta < 1.4$ y $18.5 < \log(E/1 \text{ eV}) < 19.0$, incluye los datos correspondientes a estaciones con medidas y el perfil promedio.

8.2. Desarrollo longitudinal

De manera similar a lo explicado al comienzo de la sección anterior, el desarrollo longitudinal de las cascadas también fue expuesto en el capítulo 3. En esta sección nos enfocaremos en estudiar la variación en diferentes atmósferas de dos parámetros vinculados a él: la profundidad atmosférica a la cual coexisten el mayor número de partículas (X_{\max}), y el perfil longitudinal del número de partículas cargadas.

8.2.1. Modelos atmosféricos y Desarrollo Longitudinal

Hemos planteado que en cascadas de rayos cósmicos el número de partículas cargadas como función de la profundidad atmosférica está estrechamente relacionado al tipo de partícula primaria y su energía. Para una dada energía, los protones producen cascadas que se desarrollan, en promedio, más profundamente en la atmósfera que las originadas por núcleos como primarios.

Es por eso que el valor de X_{\max} está correlacionado con la masa de la partícula primaria. Sin embargo la naturaleza estocástica del proceso de producción de partículas en la cascada deriva en grandes fluctuaciones lluvia a lluvia. Por otro lado, el tamaño de las fluctuaciones depende de la masa también, por lo que ambos, el valor de X_{\max} y el ancho de su distribución, son pistas importantes para dilucidar la composición de la partícula primaria.

Claramente esto implica entonces un pormenorizado control de las medidas experimentales referidas a estos parámetros, en particular en las técnicas de medición mediante fluorescencia, la más utilizada en los estudios de desarrollo longitudinal para primarios de energías mayores a 10^{17} eV. Recordemos que esta técnica se basa en el hecho de que las partículas que atraviesan la atmósfera excitan las moléculas de Nitógeno y su desexcitación resulta en emisión de luz en el rango de fluorescencia, y el factor de producción de fluorescencia es proporcional a la energía depositada por las partículas de la cascada y que generan la ionización local. Este hecho deriva justamente en que el perfil longitudinal de la lluvia puede ser reconstruido del perfil de luz de fluorescencia observado.

Vinculado a esta problemática de determinación de perfiles de desarrollo longitudinal, no debemos olvidar que los detectores de fluorescencia operan en un campo visual angular fijo y el rango de altitud equivalente a este campo visual depende de la distancia del eje de la lluvia al telescopio. El número de partículas en la cascada en un instante de tiempo depende de la cantidad de materia que se haya atravesado (X), pero esta dependencia en situaciones experimentales se observa en términos de la altura h . Esto implica un conocimiento preciso de la correlación entre la altura h medida y la profundidad

atmosférica X , correlación dada por el modelo de profundidad atmosférica. Debido a que las expresiones funcionales de los modelos atmosféricos Linsley, NMMM y GAMMA están expresadas en término de profundidad atmosférica vertical (X_{vertical}), la vinculación con la profundidad atmosférica en la dirección del eje de la lluvia inclinada un ángulo cenital θ puede ser aproximada mediante

$$X_{\text{inclinado}} = X_{\text{vertical}} / \cos \theta, \quad (8.7)$$

donde $X_{\text{inclinado}}$ representa ahora la cantidad efectiva de materia atravesada en una lluvia inclinada un ángulo $\theta < 60^\circ$. Debido a este punto, los análisis de desarrollo longitudinal dependen fuertemente del ángulo cenital de la lluvia.

8.2.2. GAMMA y X_{max}

Como primer estudio se observó, mediante la aplicación del modelo GAMMA, la influencia del modelo de profundidad atmosférica en el parámetro X_{max} . La manera en la que fue hecho es similar a lo anterior: se simularon con AIRES una serie de lluvias que se desarrollaban en diferentes atmósferas. En particular, el set de lluvias utilizado en este caso tenía las siguientes características

- Partículas primarias: protones y núcleos de hierro.
- Energía del primario: 10^{17} eV, 5×10^{17} eV, 10^{18} eV, 5×10^{18} eV, y 10^{19} eV.
- Eje de la lluvia vertical: ángulo cenital 0° .
- Modelo Atmosférico: GAMMA con 15 temperaturas diferentes al nivel del suelo (tomadas cada 2 C entre 6 C y 34 C) y Linsley.
- Thinning 1.0E-6 Relative
- ThinningWF 0.5
- Injection 115 km
- Ground 1.406 km

Considerando que para cada una de estas combinaciones se simularon 100 lluvias, el conjunto total analizado es de 16000 lluvias.

Utilizando las funciones del programa AIRES, se obtienen los valores de X_{max} y N_{max} de cada una de las lluvias. Los valores promedios de X_{max} para

cada combinación Primario-Energía-Atmósfera se encuentran en las siguientes figuras, donde debe aclararse que la línea representa el valor del promedio de Linsley y el sombreado de color representa el ancho correspondiente a incluir la desviación standard. Para que sirva de comparación, las gráficas de X_{\max} fueron hechas a la misma escala, algo no realizado con N_{\max} debido a los valores involucrados.

A partir de los gráficos de X_{\max} en función de la temperatura al nivel del suelo utilizada en cada atmósfera GAMMA, se observa que todos los valores medios de X_{\max} se encuentran prácticamente en el mismo rango de incerteza (Figuras 8.10 a 8.14). Se estima entonces que si existiera alguna tendencia que permita discriminar entre los casos con atmósferas GAMMA de temperaturas bajas, medias y altas, no puede observarse debido a que estaría contenida dentro de las fluctuaciones lluvia a lluvia.

En definitiva lo que sucede es que las lluvias se desarrollan todas dentro del mismo gramaje. Es decir que de acuerdo a las simulaciones, una vez definido el tipo de partícula primaria y su energía, la cantidad de materia atravesada es independiente del modelo atmosférico. Este resultado es esperable pero confirma que la parametrización del modelo GAMMA no introduce una variación en este punto.

A modo de ejemplo se muestra también los valores de N_{\max} alcanzados para las diferentes atmósferas (Figura 8.15). Todos los valores promedios de N_{\max} alcanzados, se encuentran contenidos dentro del nivel de incerteza de Linsley. Este resultado resulta lógico y coherente con la idea de que el número máximo de partículas no cambie en valor medio en las diferentes atmósferas (para primario, energía, y $\sec \theta$ fijos). Además, como era de esperar tanto los valores como los incertezas son razonables para la elección de tipo de primario, energía, inclinación del eje de la lluvia y modelo hadrónico.

Podemos concluir que no se han observado, al menos mediante los parámetros X_{\max} y N_{\max} , una influencia destacable del modelo atmosférico GAMMA en el estudio del desarrollo longitudinal de la lluvia, y en todos los casos se reproducen valores similares al modelo de Linsley. Sin embargo, como cada atmósfera GAMMA plantea una diferente parametrización para la profundidad atmosférica, los similares valores de X_{\max} representan en realidad diferentes valores en altura. El estudio del desarrollo longitudinal vinculado a este punto se encuentra la siguiente sección.

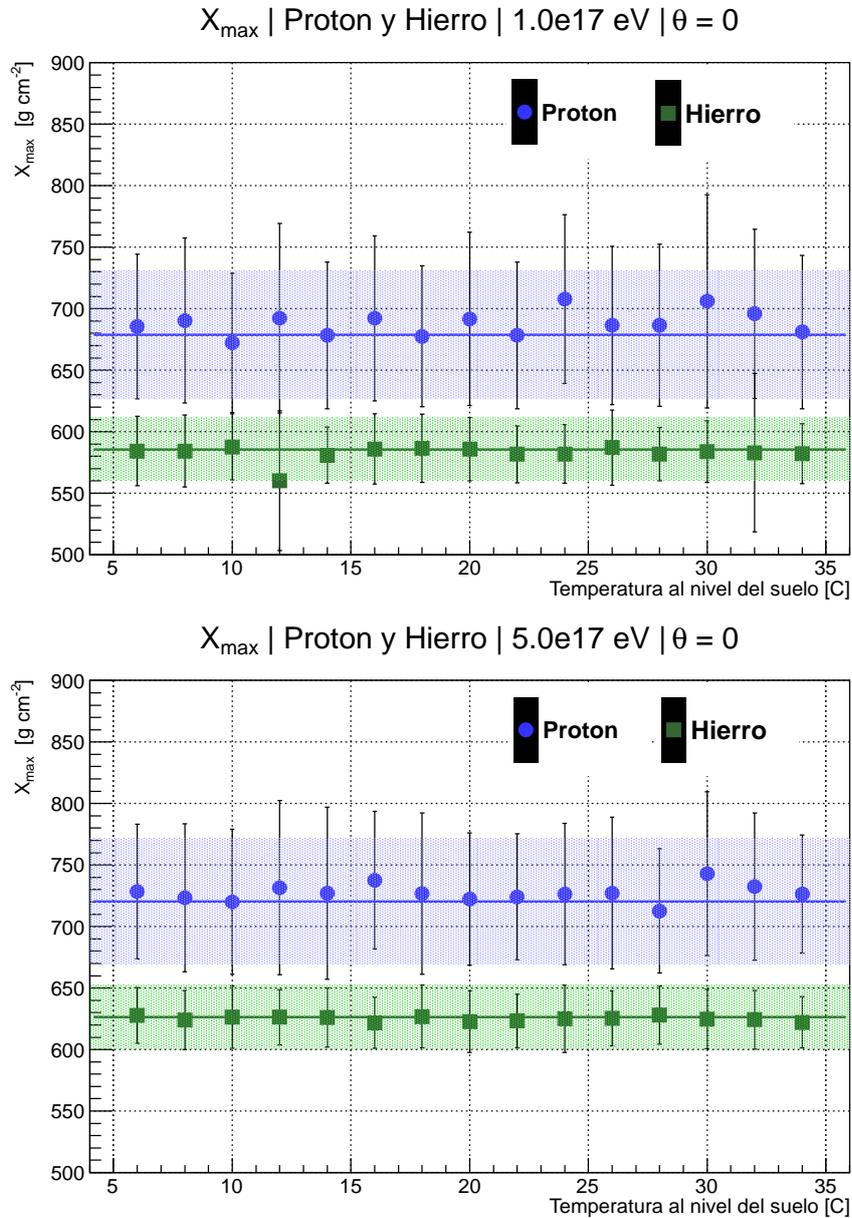


Figura 8.10: Valores promedio de X_{\max} de lluvias originadas por protones y núcleos de hierros de 10^{17} eV y 5×10^{17} eV; y desarrolladas en diferentes atmósferas del modelo GAMMA identificadas por el valor su temperatura al nivel del suelo. Las líneas representan el valor promedio de X_{\max} correspondiente al desarrollo de lluvias con iguales primarios y energías pero desarrollada en una atmósfera de Linsley; mientras que las zonas sombreadas demarcan la incerteza asociada al promedio.

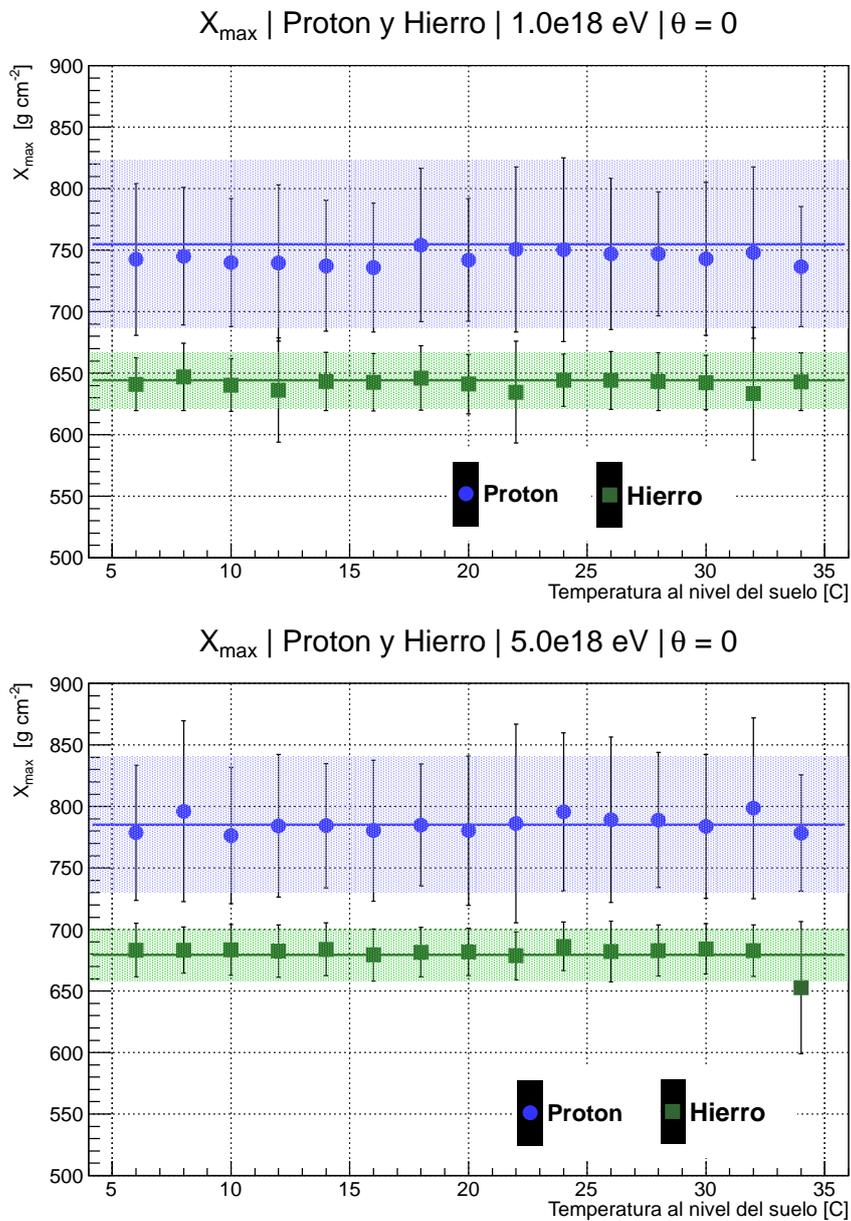


Figura 8.11: Valores promedio de X_{\max} de lluvias originadas por protones y núcleos de hierros de 10^{18} eV y 5×10^{18} eV; y desarrolladas en diferentes atmósferas del modelo GAMMA identificadas por el valor su temperatura al nivel del suelo. Las líneas representan el valor promedio de X_{\max} correspondiente al desarrollo de lluvias con iguales primarios y energías pero desarrollada en una atmósfera de Linsley; mientras que las zonas sombreadas demarcan la incerteza asociada al promedio.

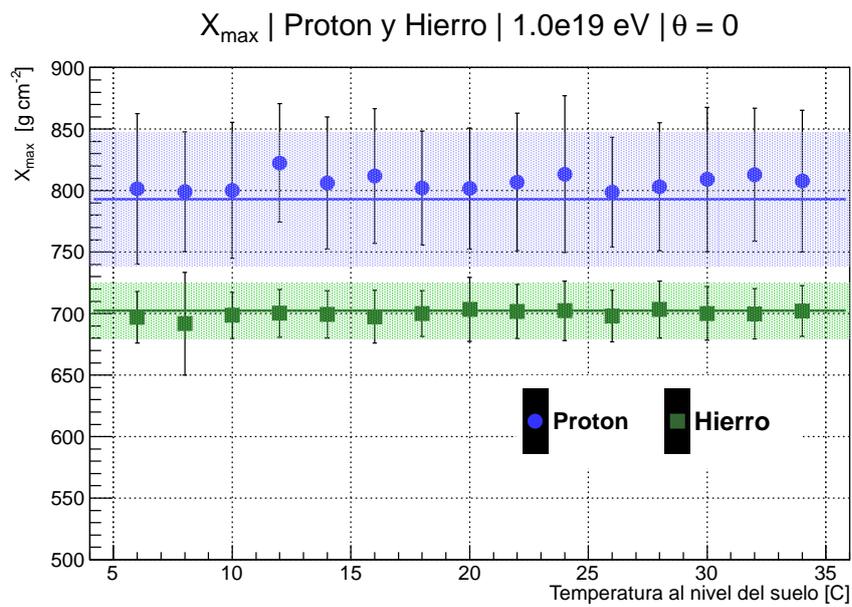


Figura 8.12: Valores promedio de X_{\max} de lluvias originadas por protones y núcleos de hierros de 10^{19} eV; y desarrolladas en diferentes atmósferas del modelo GAMMA identificadas por el valor su temperatura al nivel del suelo. Las líneas representan el valor promedio de X_{\max} correspondiente al desarrollo de lluvias con iguales primarios y energías pero desarrollada en una atmósfera de Linsley; mientras que las zonas sombreadas demarcan la incerteza asociada al promedio.

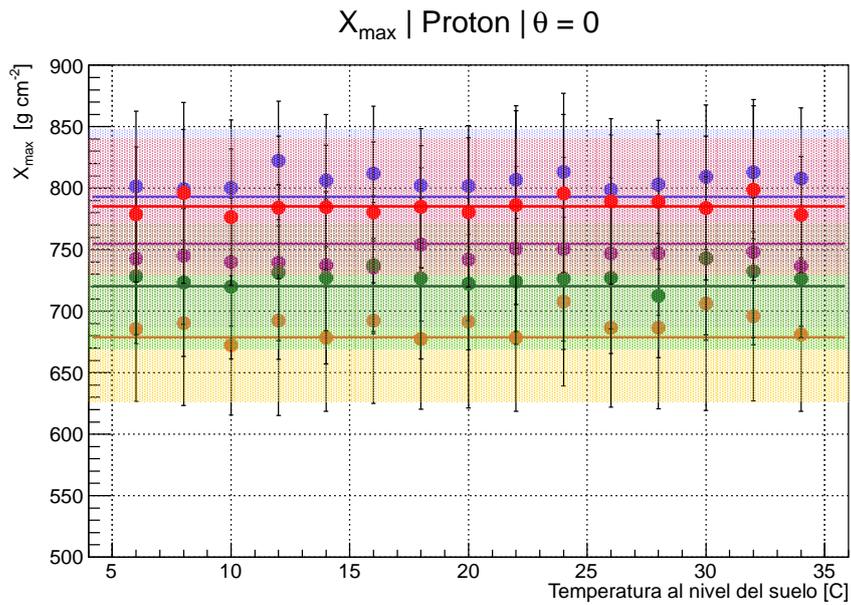


Figura 8.13: Valores promedio de X_{\max} de lluvias originadas por protones de 10^{17} eV (azul), 5×10^{17} eV (rojo), 10^{18} eV (violeta), 5×10^{18} eV (verde), 10^{19} eV (naranja); y desarrolladas en diferentes atmósferas del modelo GAMMA identificadas por el valor su temperatura al nivel del suelo. Las lluvias generadas por primarios de mayor energía son más profundas, por lo cual el valor de X_{\max} es mayor. Las líneas representan el valor promedio de X_{\max} correspondiente al desarrollo de lluvias con iguales primarios y energías pero desarrollada en una atmósfera de Linsley; mientras que las zonas sombreadas demarcan la incerteza asociada al promedio.

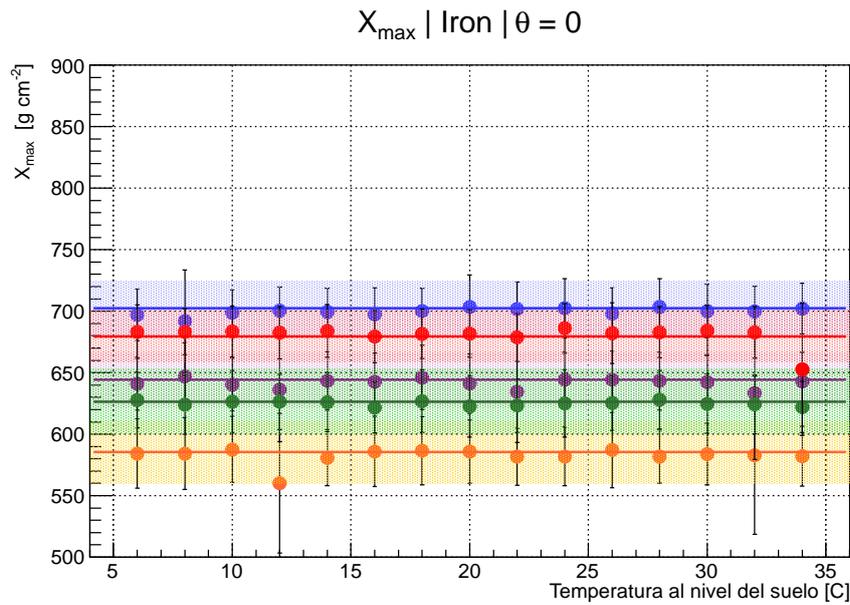
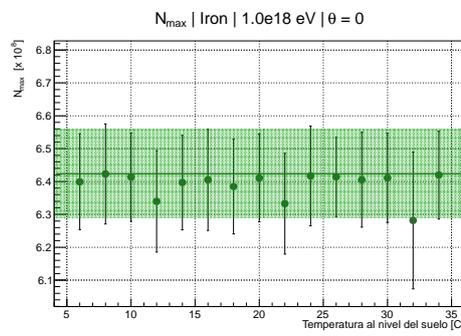
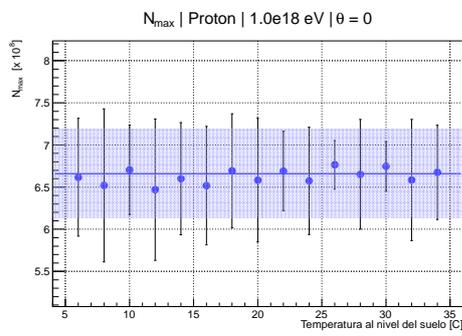
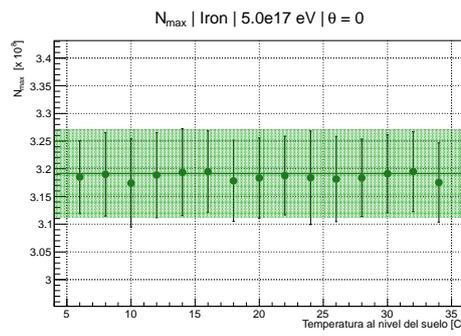
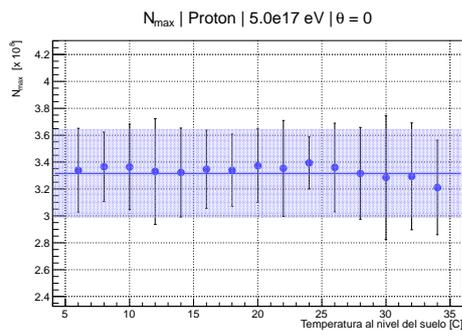
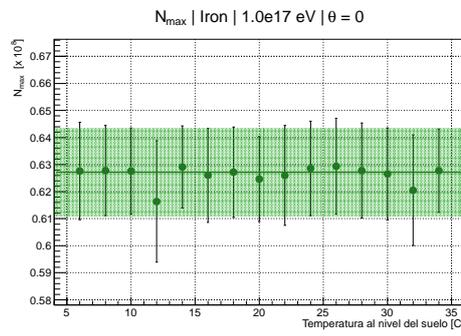
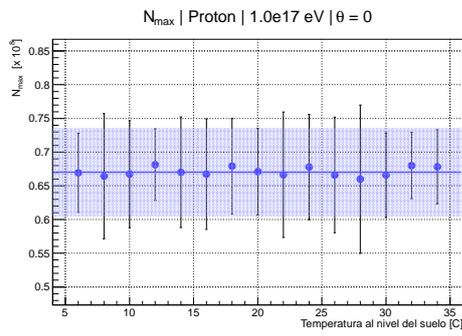


Figura 8.14: Valores promedio de X_{\max} de lluvias originadas por núcleos de hierro de 10^{17} eV (azul), 5×10^{17} eV (rojo), 10^{18} eV (violeta), 5×10^{18} eV (verde), 10^{19} eV (naranja); y desarrolladas en diferentes atmósferas del modelo GAMMA identificadas por el valor su temperatura al nivel del suelo. Las lluvias generadas por primarios de mayor energía son más profundas, por lo cual el valor de X_{\max} es mayor. Las líneas representan el valor promedio de X_{\max} correspondiente al desarrollo de lluvias con iguales primarios y energías pero desarrollada en una atmósfera de Linsley; mientras que las zonas sombreadas demarcan la incerteza asociada al promedio.



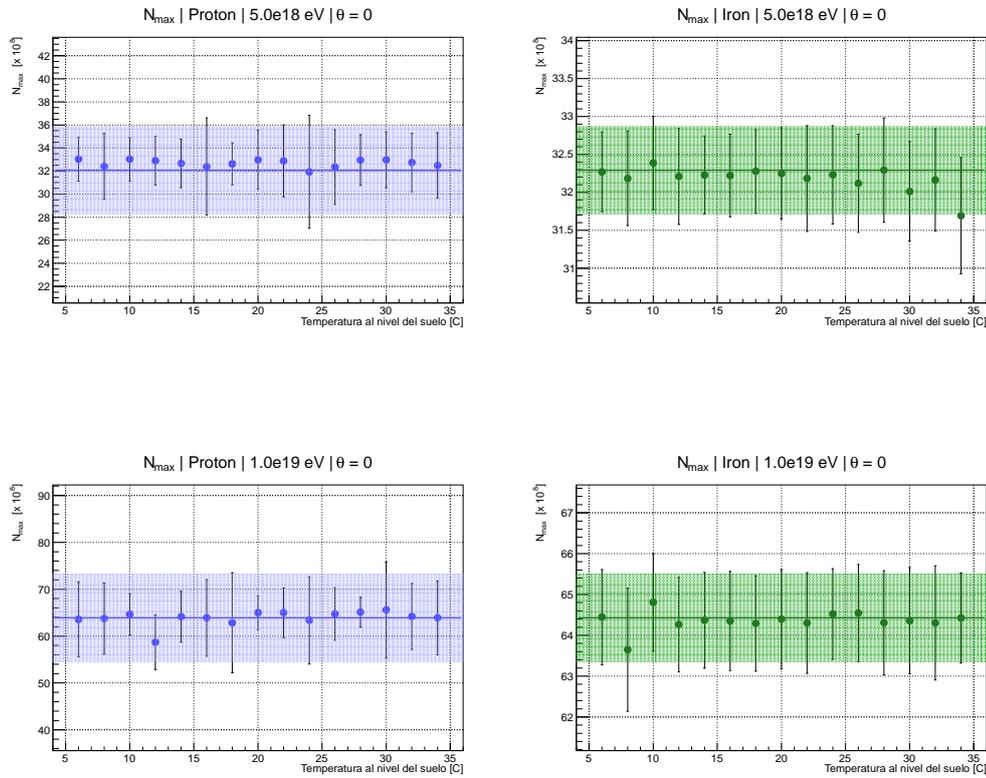


Figura 8.15: Valores promedio de N_{\max} de lluvias originadas por protones y núcleos de hierros de 10^{17} eV, 5×10^{17} eV, 10^{18} eV, 5×10^{18} eV, 10^{19} eV; y desarrolladas en diferentes atmósferas del modelo GAMMA identificadas por el valor su temperatura al nivel del suelo. Las líneas representan el valor promedio de N_{\max} correspondiente al desarrollo de lluvias con iguales primarios y energías pero desarrollada en una atmósfera de Linsley; mientras que las zonas sombreadas demarcan la incerteza asociada al promedio.

8.2.3. GAMMA y el número de partículas cargadas

Con el objetivo de estudiar la influencia del uso del modelo atmosférico GAMMA en el desarrollo longitudinal a partir del número de partículas cargadas, se procedió a simular una serie de lluvias en diferentes perfiles atmosféricos derivados del modelo GAMMA. El conjunto de lluvias, también simulado con AIREs tenía la siguiente características:

- Partículas primarias: protones y núcleos de hierro.
- Energía del primario: 10^{19} eV.

- Eje de la lluvia vertical: ángulo cenital 60° .
- Modelo Atmosférico: GAMMA con 15 temperaturas diferentes al nivel del suelo (tomadas cada 2 C entre 6 C y 34 C) y Linsley.
- Thinning 1.0E-6 Relative
- ThinningWF 0.5
- Injection 115 km
- Ground 1.406 km

Para cada atmósfera se calculó el promedio sobre 100 lluvias, por lo que el conjunto total de lluvias estudiadas corresponde a 3200 lluvias.

Las figuras 8.16 y 8.17 muestran los desarrollos longitudinales del número de partículas cargadas en función de la altitud para los casos de protón y núcleos de hierro. Se observa que esos desarrollos longitudinales son claramente diferenciables para las distintas atmósferas provistas por GAMMA. La escala cromática, de tonos rojizos para bajas temperaturas y azulados para las altas, permite observar que el corrimiento de la posición del máximo es sistemático según aumenta la temperatura que define la atmósfera GAMMA. El mismo punto es evidente tanto para las lluvias inducidas por protones como las inducidas por hierros².

En las gráficas puede observarse la clara diferencia entre la profundidad alcanzada por el desarrollo de las cascadas originadas por protones y las originadas por hierros. Los primeros tienen en promedio un desarrollo máximo alrededor de los 7.51 km y los segundos en los 8.55 km, f de acuerdo con lo esperado.

Observemos particularmente la representación simultánea de los casos extremos: el promedio de las lluvias inducidas por protones en una atmósfera GAMMA de 34 C y el promedio de lluvias inducidas por hierros en una atmósfera de 6 C (Figura 8.18 arriba). Es evidente que las lluvias poseen un perfil de desarrollo similar y con los máximos cercanos entre sí. Concretamente los valores obtenidos muestran un máximo de desarrollo a los 7.704 km en el caso de los protones y de 8.282 km en el caso de los hierros.

El caso opuesto, lluvias originadas por protones desarrolladas en atmósferas GAMMA de baja temperatura y otras originadas por hierros desarrolladas en atmósferas GAMMA de alta temperatura, también fue analizado

²Permitiéndonos un abuso en el lenguaje usaremos de forma equivalente los términos “hierros”, “núcleos de hierro” y “núcleos de átomos de hierro”; cuando en realidad siempre nos estamos refiriendo a los últimos.

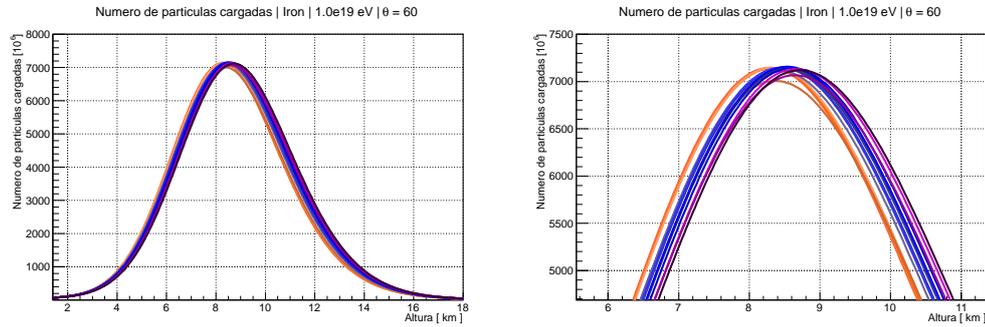


Figura 8.16: *Perfiles promedios de desarrollo longitudinal en términos de la altitud correspondientes a lluvias inducidas por núcleos de hierro de 10^{19} eV con un ángulo de incidencia de 60° (izquierda). Se encuentran graficados 16 perfiles correspondientes a 15 atmósferas GAMMA con temperaturas al nivel del suelo entre 6 C y 34 C y la atmósfera provista por Linsley. La escala cromática del rojizo para las temperaturas bajas hacia los azules para las temperaturas altas muestra el progresivo aumento de la localización del máximo. El zoom (derecha) sobre la zona del máximo permite apreciar mejor este punto.*

(Figura 8.18 abajo). Los valores promedio de los máximos logran una separación de 1.25 km aproximadamente, siendo este valor derivado del máximo en 7.462 km para el caso de protones y de 8.717 km en las lluvias inducidas por hierros.

Vale la pena comentar que estos resultados se asemejan a los reportados en [117], obtenidos en base a simulaciones de lluvias inducidas por protones y hierros con energía 10^{19} eV e inclinación del eje de 60° (Figura 8.19)³. En este caso las lluvias fueron simuladas sobre una atmósfera que representa una noche de invierno y una atmósfera que representa una noche de verano, representadas por los perfiles ⟨3⟩ y ⟨21⟩ respectivamente en la figura. Ambas atmósferas no son producto de modelos sino que corresponden a perfiles medidos en el sitio del Observatorio Auger. Los perfiles de desarrollo resultantes muestran que las lluvias inducidas por hierro sobre la atmósfera invernal alcanzan su máximo aproximadamente a los 8.2 km de altura, un valor muy similar a los 8.0 km correspondientes al máximo del perfil en el caso de lluvias desarrolladas sobre la atmósfera estival por protones como primarios.

³Estas simulaciones fueron generadas por CORSIKA [118] con el modelo de interacción hadrónica QGSJET01 [119]

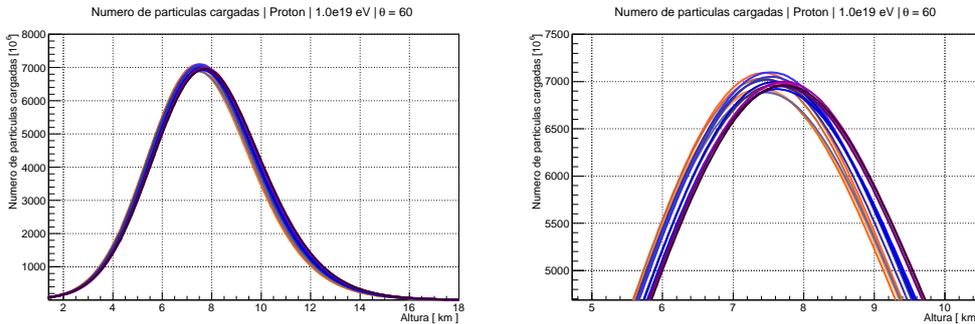


Figura 8.17: *Perfiles promedio de desarrollo longitudinal en términos de la altitud correspondientes a lluvias inducidas por protones de 10^{19} eV con un ángulo de incidencia de 60° (izquierda). Se encuentran graficados 16 perfiles correspondientes a 15 atmósferas GAMMA con temperaturas al nivel del suelo entre 6 C y 34 C y la atmósfera provista por Linsley. Al igual que en el caso del hierro, la escala cromática del rojizo para las temperaturas bajas hacia los azules para las temperaturas altas muestra el progresivo aumento de la localización del máximo, situación mejor apreciada con el zoom sobre la zona del máximo (derecha).*

Podemos hacer la comparación con la Figura 8.18 suponiendo que una atmósfera GAMMA de temperatura baja (6 C) representa a una atmósfera de invierno, y una atmósfera GAMMA de temperatura alta (34 C) representa a una atmósfera de verano. En este marco, observamos que ambos planteos evidencian que la combinación protón-temperatura alta (verano) reproduce los desarrollos más similares a los inducidos por hierros (cuando se realizan en atmósferas de temperaturas bajas (invierno)). Sin embargo los resultados en GAMMA muestran máximos mucho más distanciados promoviendo la lectura de perfiles distinguibles.

Cuando las lluvias son simuladas sobre la atmósfera invernal y la estival (Figura 8.19); se observa que las lluvias inducidas por hierro sobre la atmósfera invernal alcanzan su máximo aproximadamente a los 8.2 km de altura, un valor muy similar a los 8.0 km correspondientes al máximo del perfil en el caso de lluvias desarrolladas sobre la atmósfera estival por protones como primarios. Esta diferencia es más del doble de la entrada con GAMMA.

Continuando con el estudio del desarrollo longitudinal, se realizó el análisis de la energía depositada. Como planteamos anteriormente, la energía depositada por las partículas en la atmósfera permite la ionización que deriva en la emisión de luz de fluorescencia. Esto implica que si una serie de lluvias originadas por idénticos primarios alcanzan su máximo en lugares diferentes

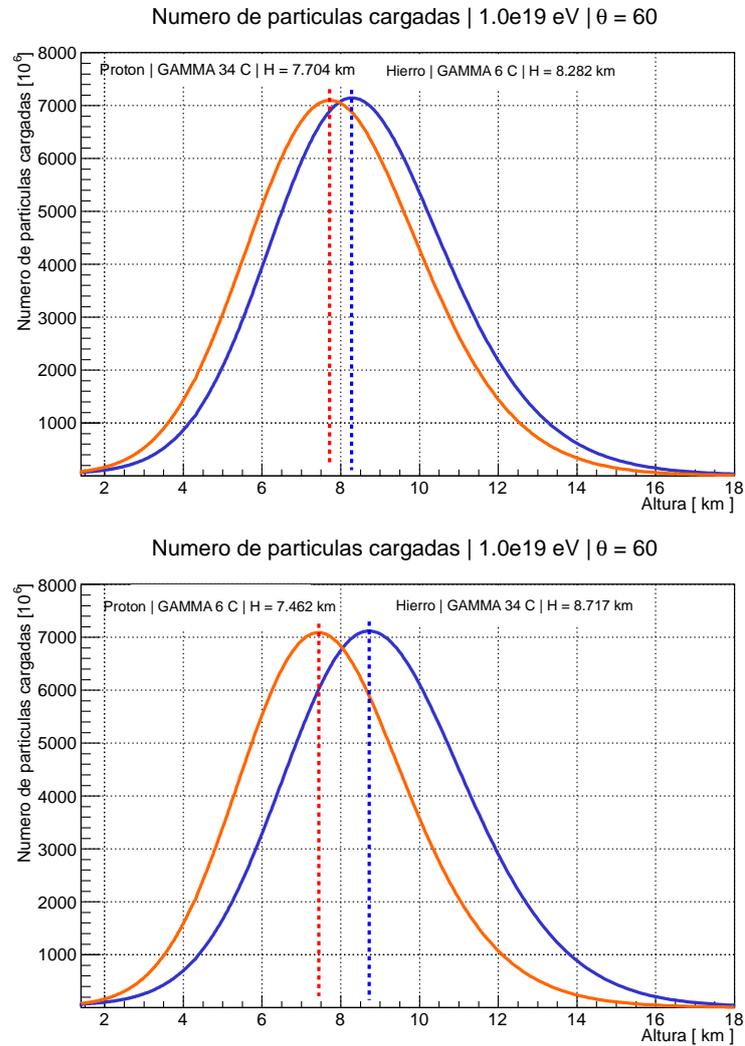


Figura 8.18: *Perfiles promedio de desarrollo longitudinal en términos de la altitud correspondientes a 100 lluvias inducidas por núcleos de hierro desarrolladas en una atmósfera GAMMA de 6 C e igual número de lluvias originadas por protones y desarrolladas en una atmósfera GAMMA de 34 C (arriba). Igual número de lluvias para los casos de hierros desarrollados en una atmósfera GAMMA de 34 C y protones en GAMMA de 6 C. En todos los casos los primarios tenían una energía de 10^{19} eV y un ángulo de incidencia de 60° . Se encuentran identificadas las alturas a las cuales se percibe el máximo número de partículas cargadas.*

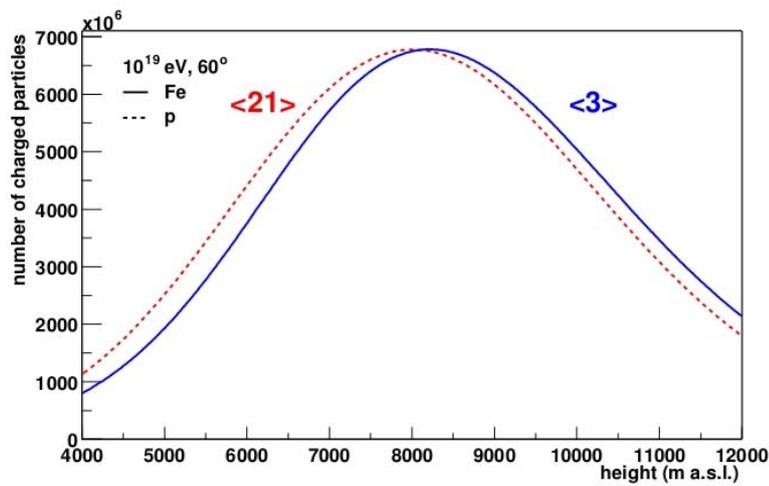


Figura 8.19: Perfiles promedio de número de partículas cargadas para simulaciones de lluvias inducidas por protones desarrolladas en una atmósfera estival ($\langle 21 \rangle$), y el mismo tipo de perfil para lluvias inducidas por núcleos de hierro desarrollen otra invernal ($\langle 3 \rangle$). Ambas atmósferas provienen de medidas de globos radiosondas en el Observatorio Auger. La energía del primario era de 10^{19} eV y el ángulo de incidencia de 60° [117].

de acuerdo a la atmósfera en que se desarrollaron, serán detectadas en forma distinta por los detectores de fluorescencia generando estimaciones erróneas de los observables. Un ejemplo de esta situación puede ser observado a partir de los perfiles promedios correspondientes a la variación de la energía depositada con la altura para el caso de lluvias generadas por hierro en todas las atmósferas GAMMA (Figura 8.20 arriba), y particularmente en forma separada las de 6 C, y 34 C (Figura 8.20 abajo).

Estas figuras muestran que las lluvias alcanzan su máximo desarrollo a menor altura (mayor profundidad atmosférica) en atmósferas correspondientes a temperaturas bajas. Además, como es esperable debido a la relación entre el número de partículas cargadas y la energía depositada por las mismas, en la representación de todas las atmósferas los resultados entre la Figura 8.20 (arriba) y la Figura 8.16 son muy similares. A partir de la Figura 8.20 (abajo) se observa que la diferencia en el corrimiento del lugar de máximo desarrollo resulta del orden de los 435 m entre las atmósferas extremas de GAMMA con 6 C y GAMMA con 34 C.

Esta expresión del desarrollo longitudinal en términos de la energía depositada puede ser contrastada con resultados ya publicados [120] (Figura 8.21). Para ello debemos considerar las mismas suposiciones anteriores (una atmósfera de invierno es representable por una atmósfera GAMMA de temperatura baja, y una de verano por una de temperatura alta). Comparando las figuras 8.20 (abajo) y 8.21, se observa que en ambos casos el máximo del perfil se alcanza a alturas más bajas para bajas temperaturas (invierno). Sin embargo en los perfiles de desarrollo obtenidos con GAMMA se observa menor corrimiento: en [120] establecen una separación entre máximos de 700 m, resultado casi 270 m mayor que el encontrado con GAMMA.

A modo de cierre del estudio de la influencia GAMMA en el desarrollo longitudinal recapitulemos las conclusiones arribadas. Los resultados encontrados al utilizar el modelo GAMMA en las simulaciones confirman que cascadas de igual energía y primario poseen un desarrollo longitudinal similar en profundidad atmosférica (dentro de la incerteza) pero que expresados en términos de la altura son diferentes de acuerdo al valor de la temperatura en el suelo. Este punto resulta coincidente en esencia con lo planteado en [117] y [120] cuando se supone que el perfil atmosférico invernal (estival) está bien representado por uno obtenido con el modelo GAMMA con bajas (altas) temperaturas. Sin embargo las diferencias en la ubicación del máximo de desarrollo son perceptibles cuando la representación se realiza en términos de altura. Debemos destacar que esas diferencias resultan mayores cuando son obtenidos mediante el uso de la correspondiente parametrización GAMMA (aproximadamente 580 m) que en el caso reportados en [117] (aproximadamente 200 m). Esto en principio implicaría que la posición del lugar

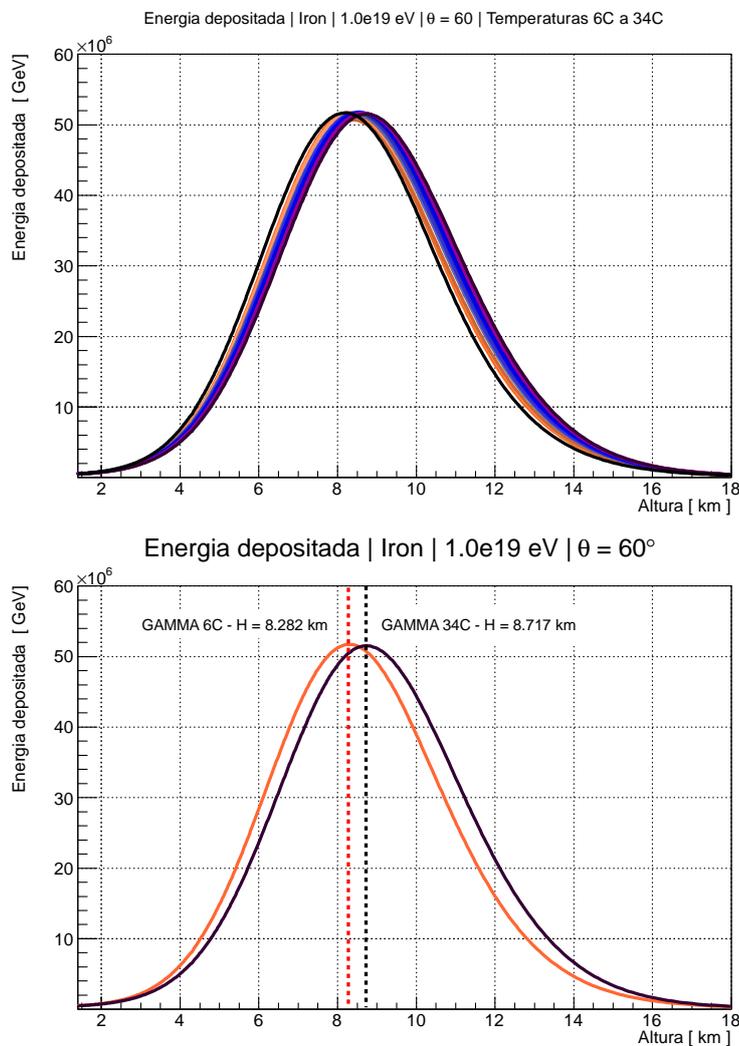


Figura 8.20: *Perfiles promedios de desarrollo longitudinal en términos de la altitud correspondientes a lluvias inducidas por hierros de 10^{19} eV con un ángulo de incidencia de 60° (izquierda). Se graficaron 5 perfiles correspondientes a 4 atmósferas GAMMA con temperaturas al nivel del suelo 6 C, 8 C, 32 C y 34 C; y la atmósfera provista por Linsley. Sin dudas los perfiles son tan similares que resultan prácticamente indistinguibles, incluso con el zoom (derecha) sobre la zona del máximo.*

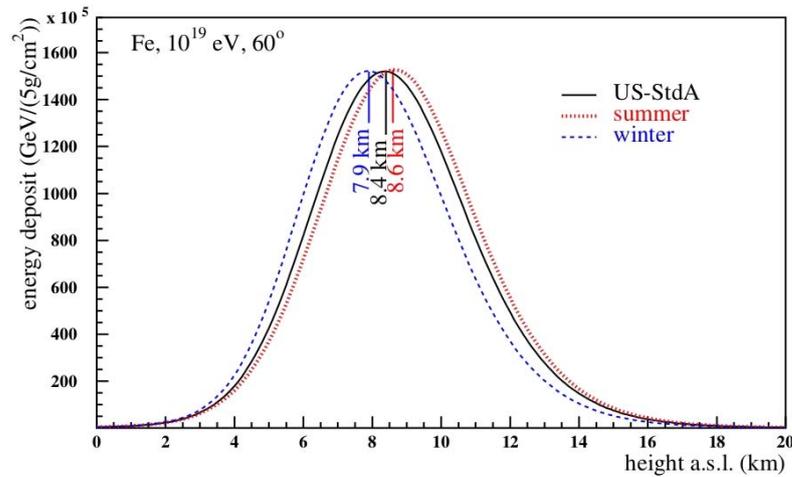


Figura 8.21: *Perfiles promedio de energía depositada obtenidos de simulaciones de lluvias inducidas por hierros desarrolladas en una atmósfera estival, invernal y USStdA. Las atmósferas estacionales corresponden a un sitio de latitud medio europea (Stuttgart, Alemania). La energía del primario era de 10^{19} eV y el ángulo de incidencia de 60° [120].*

de máximo desarrollo aún sería un parámetro factible en la identificación de la composición de primarios.

Asimismo, el uso del modelo GAMMA entre 6 C y 34 C nos ha permitido observar que lluvias inducidas por el mismo primario (hierro) con la misma energía tendrían localizado su máximo desarrollo comprendido aproximadamente entre los 8280 y 8700 m. Mas allá de los límites resulta relevante que el rango es de unos 435 m, notablemente inferior a los 700 m observados en [120]. La conclusión arribada mediante el uso de GAMMA es que se verifica que un mismo primario genera perfiles de desarrollo diferentes de acuerdo a la temperatura, lo que implicará diferencias en las medidas de esas lluvias mediante fluorescencia.

No se encuentra en la bibliografía el estudio de la influencia de los modelos MMM o NMMM en los desarrollos longitudinales. Esto impide la comparación entre los perfiles resultantes de lluvias desarrolladas sobre las parametrizaciones de los meses más fríos australes (Junio, Julio, Agosto) de estos modelos con las del modelo GAMMA a bajas temperaturas y las condiciones de invierno retratadas en 8.19 y 8.21 (y algo similar con Diciembre, Enero y Febrero, GAMMA a altas temperaturas y las condiciones del perfil estival). La próxima versión de AIRES incluirá también la parametrización de NMMM, lo que permitirá realizar este estudio.

Capítulo 9

Resumen, Conclusiones y Perspectivas

La motivación inicial del desarrollo de un modelo de profundidad atmosférica que represente la atmósfera de Malargüe terminó convirtiendo este tema en el centro de la Tesis. Muchos aspectos contribuyeron a encontrar tareas de estudio que nos mantuvieron continuamente en esta línea de trabajo: implementar variaciones que permitan mejorar las precisiones del modelo GAMMA, el desarrollo paralelo de la actualización del *Malargüe Monthly Model* al *New Malargüe Monthly Model*, el proyecto de extender la idea a otras latitudes de manera de plantearlo como un modelo global, la búsqueda de identificar la función más adecuada y la determinación de su impacto en los observables.

Esta Tesis tiene una primera parte monográfica vinculada a la presentación de las características de los rayos cósmicos, sus interacciones con la atmósfera terrestre y su detección en el Observatorio Pierre Auger. En una segunda parte se enfoca el tema de los modelos de profundidad atmosférica, en donde se desarrolla nuestra contribución original: el modelo GAMMA. La construcción de este modelo fue en sus inicios debida a dos motivaciones: (i) la descripción precisa de la atmósfera local, mejorando las predicciones del modelo de Linsley y (ii) la necesidad de considerar las variaciones en los perfiles atmosféricos como función de un parámetro físico (en lugar de lo propuesto por el MMM y NMMM que utilizan un parámetro temporal).

Con estas premisas desarrollamos un modelo que supone que el valor de la temperatura en el suelo es un parámetro adecuado para caracterizar a los perfiles de profundidad atmosférica en cualquier instante de tiempo. El modelo se construyó utilizando una función con una estructura similar a la de Linsley aplicada sobre datos provenientes de mediciones con globos con radiosondas que fueron lanzados en el sitio del Observatorio Auger.

El modelo GAMMA describe con excelente precisión los perfiles experimentales, resultando los valores medios de los residuos a cualquier altura comprendidos en el rango $2 \text{ g cm}^{-2} \pm 4 \text{ g cm}^{-2}$, tal como ha sido discutido en el capítulo 6. Por las características del ajuste, en particular lo referente a fijar los valores de la función y su derivada a la máxima altura y dejarlos libre al nivel del suelo, resulta remarcable la precisión lograda por la parametrización GAMMA al nivel del suelo siendo la diferencia con los datos menor a $0.9 \text{ g cm}^{-2} \pm 3 \text{ g cm}^{-2}$. Todas estas observaciones se pueden identificar e interpretar en los gráficos de residuos de ese capítulo.

Las comparaciones con los otros modelos también resultaron altamente satisfactorias. Las diferencias con los datos experimentales para NMMM y GAMMA son del mismo orden; y ambas claramente superiores a las predicciones del modelo de Linsley. Particularmente queremos destacar las diferencias con el modelo de Linsley - marcadas de diversas maneras en el capítulo 6 - porque éste fue pensado como un modelo global que representa una atmósfera promedio en un sitio de latitud media. Más allá de que el modelo GAMMA fue construido sobre datos de un sitio particular, su comparación con Linsley promueve una señal de advertencia al momento de elegir el modelo: dentro de los intereses del estudio, hay que tener un cuidado especial cuando se quiere reproducir los perfiles atmosféricos mediante el uso del modelo de Linsley, especialmente si se quieren representar sitios con temperaturas altas al nivel del suelo. Todas estas comparaciones también resultaron en la validación de la temperatura al nivel del suelo como un buen parámetro para caracterizar los perfiles de profundidad atmosférica.

Los resultados promisorios en la construcción del modelo permiten ampliar el rango de validez del modelo GAMMA de los originales 278 K - 298 K hasta 278 K - 304 K manteniendo las incertezas originales. Suponemos que los problemas que motivaron no poder extender el límite del modelo por debajo de los 278 K se deberían a la cercanía con el punto de congelamiento del agua, y la baja estadística de datos en esa zona no nos permitió explorarlo mejor.

Además se corrobora la precisión alcanzada por el modelo al utilizar una base de datos independiente, también obtenida de globos lanzados en el Observatorio Auger, para contrastar los perfiles medidos con las predicciones de GAMMA. El resultado muestra que las incertezas son prácticamente idénticas a las obtenidas en la construcción del modelo.

En el capítulo 7 fueron desarrollados diversos estudios adicionales vinculados a GAMMA. De ellos, el que tal vez implique más proyección en las mejoras intrínsecas de GAMMA sea el vinculado a suponer la atmósfera como capas con temperatura variable. Este modelo que identificamos como GAMMA-NI lleva los valores medios de los residuos por debajo de 2 g cm^{-2}

y confirma algo que se vislumbra en el modelo original: los valores medios de los residuos y sus incertezas disminuyen de acuerdo la atmósfera posee un valor de temperatura mayor al nivel del suelo. Incluso fue confirmado que el ajuste de los datos de la USStdA mediante este tipo de estructuras funcionales de capas resulta más preciso que el propio ajuste de Linsley.

El segundo de esos estudios es el vinculado a parametrizar en forma polinómica los coeficientes c_l que se obtienen de los ajustes en el desarrollo del modelo GAMMA. Concluimos que ajustar los coeficientes con un polinomio de grado 3 es sin dudas una mejora en el modelo GAMMA ya que las predicciones resultan ser más precisas. Sin embargo como las diferencias no son tan significantes y la estructura de los residuos no cambia, consideramos preferibles mantener la simpleza del ajuste lineal de los coeficientes c_l .

Algo similar nos permite concluir el uso de un ajuste con mayor cantidad de grados libertad descrito en la sección 7.3. Los resultados obtenidos coinciden con los de GAMMA original dentro de un 1 g cm^{-2} , valores que hemos encontrado satisfactorios.

En definitiva GAMMA resulta ser sin dudas un modelo preciso en la descripción de perfiles de profundidad atmosférica en el sitio del Observatorio Auger. El paso siguiente, con mucha proyección para un modelo global, fue testear si la idea madre de considerar el valor de la temperatura al nivel del suelo era aplicable a otros sitios. Los lugares escogidos son Dodge City en los Estados Unidos y la Base Halley en el Polo Sur. La elección de ambos sitios está ligada a la locación de experimentos de rayos cósmicos: en el caso de Dodge City por su cercanía a Lammar (al momento del estudio era un posible emplazamiento para la instalación de un Observatorio de rayos cósmicos en el hemisferio Norte) y en el caso de Halley por ser el Polo sede de varios experimentos, IceCube por ejemplo. Este estudio, basado también en perfiles obtenidos por globos atmosféricos, confirma la estrategia de GAMMA de utilizar la temperatura al nivel del suelo como parámetro determinante. Además de las conclusiones ya vertidas en la sección 7.4, no queremos dejar de mencionar que nuevamente los residuos disminuyen para temperaturas mayores (caso Dodge City) y es posible obtener una parametrización adecuada con temperatura al nivel del suelo por debajo de los 0 C (caso Base Halley).

La influencia del modelo GAMMA en los parámetros observables de las cascadas de partículas fue contada en el capítulo 8. Todos los estudios fueron realizados en base a simulaciones producidas mediante el software AIRES, con el que se generó una librería de lluvias que incluía distintos tipo de partícula primaria, diferentes energías, ángulos de inclinación y atmósferas GAMMA.

Los resultados en la implicancia sobre el desarrollo lateral utilizando la función de distribución lateral tipo NKG usual en los análisis del Observatorio

Auger, muestran que el modelo de Linsley sobreestima el valor de S_{1000} que recordemos es el parámetro que permite calcular la energía mediante arreglos de superficie. Esto implicaría que la elección del perfil de profundidad atmosférica en la reconstrucción de lluvias impactaría en el observable energía calculado. Sin embargo de estos resultados no se evidencia una tendencia que identifique la variación de S_{1000} como función del parámetro temperatura del modelo GAMMA. Es una nueva puerta para la continuación del análisis.

La estructura funcional de la función LDF, determinada básicamente por los exponentes γ y β permite apreciar dos puntos interesantes: (i) es razonable considerar γ nulo en los ajustes sobre datos (que son ajustes sobre pocos puntos) más allá de que esto coincide con la teoría que asume una cascada puramente electromagnética y (ii) los desarrollos en atmósferas GAMMA son coincidentes en su forma, mostrando ser siempre mayores o menores después del valor $R = 1000$ m.

El estudio de la influencia de los modelos atmosféricos en el desarrollo longitudinal permite verificar que las cascadas poseen un desarrollo muy similar para un dado tipo de primario, energía y ángulo de incidencia. Esto implica por ejemplo que el valor del observable X_{max} sea independiente del modelo atmosférico dentro de las incertezas lluvia a lluvia. Sin embargo en la observación de los perfiles de desarrollo longitudinal en términos de la altura, tarea propia de los detectores de fluorescencia, se identifican que esos valores de X_{max} se correlacionan con diferentes alturas de acuerdo al modelo atmosférico GAMMA. Concretamente se constata que las lluvias desarrolladas en atmósferas GAMMA con mayor temperatura al nivel del suelo poseen su máximo desarrollo a mayor altura. Asimismo se observa que estas diferencias son suficientes para distinguir desarrollos longitudinales de lluvias producidas por protones o hierros, manteniendo a X_{max} como un recomendable parámetro en la discriminación de composición. Otro de los resultados obtenidos permite arribar a conclusiones referidas a lluvias inducidas por un mismo primario de igual energía y ángulo de incidencia. Se advierte que las diferencias en el desarrollo longitudinal expresado en términos de altura, debidas a la simulación sobre diferentes atmósferas provistas por el modelo GAMMA, podrían inducir a errores en la reconstrucción de eventos medidos mediante detectores de fluorescencia.

A la luz de lo descrito en esta Tesis es evidente que el modelo GAMMA resulta muy preciso en la descripción de los perfiles de profundidad atmosférica. Además, a partir de los diferentes perfiles obtenidos por el modelo GAMMA se perciben influencias en el desarrollo de las cascadas como la sobreestimación en el valor de S_{1000} y las diferencias en altura del desarrollo longitudinal.

Varias de las perspectivas de trabajo futuras se vislumbran de lo anterior. En términos de desarrollo del modelo GAMMA el principal objetivo

será intentar darle características de modelo global. En esa dirección se cree necesario un estudio que involucre no sólo al valor de la temperatura al nivel del suelo sino explorar la dependencia con otros parámetros físicos (concretamente la combinación con la presión al nivel del suelo es un promisorio punto de partida) y otros como la latitud. En este sentido, es de destacar un trabajo recientemente publicado por la Colaboración Pierre Auger, organizado por el grupo de monitoreo atmosférico, en donde se analiza en detalle la conveniencia del uso del *Global Data Assimilation System* (GDAS), basado en datos medidos desde satélites meteorológicos geostacionarios [122]. Este sistema, claramente aplicable también para otros experimentos debido a la amplia cobertura del globo terrestre, permite conocer los datos de la atmósfera en el momento del evento gracias a parametrizaciones realizadas sobre medidas meteorológicas y predicciones numéricas del clima. En el caso particular del perfil de densidades, este sistema retorna, para un dado instante, un pequeño conjunto de datos (sensiblemente menos extenso que los obtenidos al lanzar un globo meteorológico en el sitio). El perfil completo de densidades a alturas arbitrarias puede ser obtenido utilizando estos datos para ajustar un modelo como GAMMA. El hecho de que el sistema GDAS pueda ser utilizado en todo el globo lo torna una herramienta potencialmente poderosa para estudiar la generalización de GAMMA, tal como se expresó anteriormente.

Continuar en establecer la influencia en los observables es el otro gran punto de ataque. Con ese objetivo es que se está completando la ampliación de la librería de simulaciones a 160000 lluvias con diferentes combinaciones de tipo de partícula, energía, ángulo de incidencia y modelo atmosférico. Esto permitirá por ejemplo, a partir de analizar sobre diferentes valores de $\sec \theta$ ahondar en la búsqueda de establecer un comportamiento para la variación de S_{1000} con el valor de temperatura en el suelo. Y sin lugar a dudas, la influencia en el desarrollo longitudinal ha resultado un punto muy intrigante que a partir de la ampliación de la librería podrá ser más exhaustivamente explorado.

Dentro de las perspectivas no queremos dejar de mencionar las relacionadas con las expectativas propias referidas al impacto de este trabajo. Muchos de estos resultados ya han sido presentados en reuniones internas del Observatorio Auger y otros ámbitos, generando productivas críticas y sugiriendo puntos de ajuste y nuevos estudios (muchos de ellos ya realizados y presentados en esta Tesis). La aceptación del modelo es un hecho del que queda esperar extender el uso. Creemos que ayudará significativamente la actualización del software AIRES con el modelo GAMMA disponible. Esto permitirá integrar a la comunidad científica al estudio y análisis de la influencia de los modelos de profundidad atmosférica en el desarrollo de cascadas.

Appendices

Apéndice A

Obtención de los parámetros de X_{GAMMA}

La función X_{GAMMA} de 7 capas definida por el GAMMA Model en el capítulo 6 queda determinando por los parámetros a_l , b_l y c_l ($l=1,..,5$). Los valores para estos parámetros surgen de las condiciones planteadas: continuidad para la función y su derivada y empalme con los valores de la función de Linsley en las capas 6 y 7, es decir aquellas en las que no había datos experimentales.

Los parámetros pueden ser calculados de la siguiente manera. Es conveniente recordar primero que los parámetros c_l cumplen

$$c_l(T_{GROUND}) = M_l T_{GROUND} + N_l \quad (l = 1, \dots, 5) \quad (A.1)$$

donde los valores M_l y N_l provienen de la Tabla 6.3.

Los valores de los parámetros a_l y b_l surgen de la imposición de las condiciones planteadas anteriormente. Éstas pueden ser expresadas como

$$\begin{aligned} b_5 &= 0,00381472 c_5 e^{h_5/c_5} & \text{g cm}^{-2} \\ b_4 &= b_5 \frac{c_4}{c_5} e^{-h_4/c_5} e^{h_4/c_4} & \text{g cm}^{-2} \\ b_3 &= b_4 \frac{c_3}{c_4} e^{-h_3/c_4} e^{h_3/c_3} & \text{g cm}^{-2} \\ b_2 &= b_3 \frac{c_2}{c_3} e^{-h_2/c_3} e^{h_2/c_2} & \text{g cm}^{-2} \\ b_1 &= b_2 \frac{c_1}{c_2} e^{-h_1/c_2} e^{h_1/c_1} & \text{g cm}^{-2} \end{aligned} \quad (A.2)$$

$$\begin{aligned} a_5 &= 3,0396 - b_5 e^{-h_5/c_5} & \text{g cm}^{-2} \\ a_4 &= a_5 + b_5 e^{-h_4/c_5} - b_4 e^{-h_4/c_4} & \text{g cm}^{-2} \\ a_3 &= a_4 + b_4 e^{-h_3/c_4} - b_3 e^{-h_3/c_3} & \text{g cm}^{-2} \\ a_2 &= a_3 + b_3 e^{-h_2/c_3} - b_2 e^{-h_2/c_2} & \text{g cm}^{-2} \\ a_1 &= a_2 + b_2 e^{-h_1/c_2} - b_1 e^{-h_1/c_1} & \text{g cm}^{-2} \end{aligned} \quad (A.3)$$

Como fue aclarado previamente, los valores de a_l , b_l y c_l ($l=6,7$) son derivados del Modelo de Linsley Model de 5 capas:

$$\begin{aligned} a_6 &= 0 && \text{g cm}^{-2} \\ b_6 &= 540.1778 && \text{g cm}^{-2} \\ c_6 &= 7721.7016 && \text{m} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned} a_7 &= 0.01128292 && \text{g cm}^{-2} \\ b_7 &= 1.0 && \text{g cm}^{-2} \\ c_7 &= 10000000 && \text{m} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

En resumen, la secuencia para calcular la función característica X_{GAMMA} correspondiente al perfil de profundidad atmosférica propio de T_{GROUND} ,

$$X_{GAMMA} = \begin{cases} a_l + b_l e^{-\frac{h}{c_l}} & h_{l-1} \leq h < h_l & (l=1, \dots, 6) \\ a_7 - b_7 \frac{h}{c_7} & h_6 \leq h < h_7 \\ 0 & h \geq h_7 \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

comienza obteniendo los c_l a partir de la Temperatura en suelo T_{GROUND} con la expresión [8.1] y los valores de Tabla 6.3, y a partir de ellos obtener los a_l y b_l mediante [8.2] y [8.3] .

Apéndice B

Geometría de las lluvias para el cálculo de la LDF

Este apéndice busca esclarecer cómo es la geometría detrás del cálculo de la contribución de cada partícula que llega al suelo a la Lateral Distribution Function.

La idea central es que a partir de las coordenadas del punto $P = (x_i, y_i)$ de cada partícula en el suelo, y utilizando también los parámetros geométricos de la lluvia - el ángulo cenital θ y el azimutal ϕ - poder calcular el parámetro r_0 que corresponde a la mínima distancia entre P y el eje de la lluvia.

A partir de la figura B.1, son triviales las siguientes ecuaciones

$$r^2 = x_i^2 + y_i^2 \quad (\text{B.1})$$

$$\varphi = \text{atan}\left(\frac{y_i}{x_i}\right) \quad (\text{B.2})$$

Considerando la figura B.1 abajo-izq, también resulta natural establecer

$$\text{sen}(\phi - \varphi) = \frac{M}{r} \quad (\text{B.3})$$

$$\text{cos}(\phi - \varphi) = \frac{L}{r} \quad (\text{B.4})$$

y de esta última expresión deducimos

$$L = r \cos(\phi - \varphi) \quad (\text{B.5})$$

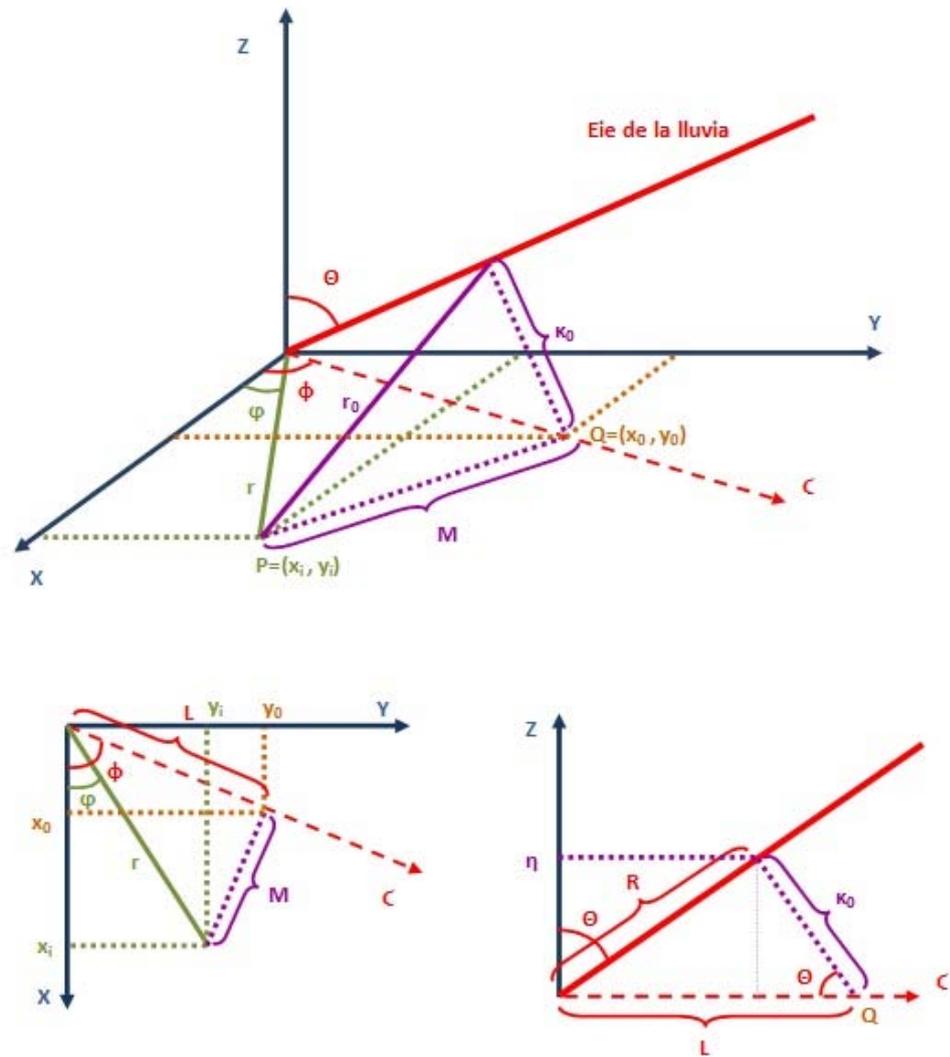


Figura B.1: Representación de la Geometría de la lluvia.

Es inmediato deducir entonces las coordenadas del punto $Q = (x_0, y_0)$ que resultan ser

$$x_0 = L \cos(\phi) = r \cos(\phi - \varphi) \cos(\phi) \quad (\text{B.6})$$

$$y_0 = L \sin(\phi) = r \cos(\phi - \varphi) \sin(\phi) \quad (\text{B.7})$$

Por otra parte, de la figura B.1 abajo-derecha, tenemos que

$$\eta = R \cos(\theta) = \kappa_0 \sin(\theta) \quad ,$$

que establece el valor

$$R = \kappa_0 \tan(\theta) \quad (\text{B.8})$$

A su vez, observando la misma figura, podemos plantear

$$\kappa_0^2 + R^2 = L^2$$

$$\kappa_0^2 + \kappa_0^2 \tan^2(\theta) = r^2 \cos^2(\phi - \varphi)$$

con lo cual

$$\kappa_0 = \frac{r \cos(\phi - \varphi)}{\sqrt{1 + \tan^2(\theta)}} \quad (\text{B.9})$$

Con las expresiones obtenidas (B.6, B.7 y B.9) se calcula la distancia

$$r_0 = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + \kappa_0^2} \quad (\text{B.10})$$

que representa la distancia mínima entre el punto de llegada de la partícula al suelo y el eje de la lluvia.

Apéndice C

Parámetros β

Se presentan a continuación los valores del parámetro β obtenidos en el ajuste de la distribución lateral para lluvias simuladas sobre diferentes perfiles atmosféricos desarrollados por el modelo GAMMA. En la tabla estos perfiles están identificados por el valor de la temperatura en el suelo. La función utilizada en el ajuste es la utilizada oficialmente en el Observatorio Auger 8.1.

Atmósfera	1.0^{17} eV	1.0^{18} eV	1.0^{19} eV
6	-1.915 ± 0.005	-1.928 ± 0.017	-2.091 ± 0.023
8	-1.949 ± 0.023	-1.901 ± 0.016	-2.129 ± 0.026
10	-1.969 ± 0.016	-1.941 ± 0.016	-2.119 ± 0.034
12	-1.934 ± 0.013	-1.892 ± 0.024	-2.209 ± 0.016
14	-1.961 ± 0.018	-1.871 ± 0.011	-2.036 ± 0.021
16	-1.981 ± 0.013	-1.921 ± 0.018	-2.040 ± 0.021
18	-1.925 ± 0.012	-1.913 ± 0.012	-2.063 ± 0.012
20	-1.953 ± 0.018	-1.876 ± 0.015	-1.997 ± 0.013
22	-1.976 ± 0.025	-1.953 ± 0.016	-2.106 ± 0.019

Atmósfera	1.0^{17} eV	1.0^{18} eV	1.0^{19} eV
24	-1.987 ± 0.020	-2.046 ± 0.017	-2.005 ± 0.019
26	-1.999 ± 0.019	-1.931 ± 0.017	-2.165 ± 0.019
28	-1.909 ± 0.023	-1.905 ± 0.017	-2.035 ± 0.034
30	-1.936 ± 0.009	-1.862 ± 0.015	-2.018 ± 0.023
32	-1.900 ± 0.015	-1.910 ± 0.029	-2.044 ± 0.029
34	-1.955 ± 0.039	-1.909 ± 0.014	-2.016 ± 0.018

Bibliografía

- [1] M. Nagano, A. A. Watson, Review of Modern Physics Vol 72, No 3 (2000).
- [2] P. Auger, R. Maze, T Grivet-Mayer, Academie des Sciences, París **206**, 1721 (1938)
- [3] P. Auger, P. Ehrenfest Jr., R. Mazze, J. Daudin, C. Robley, A. Freón, Rev. Mod. Phys. **11**, 288 (1939)
- [4] G. W. Clark, J. Earl, W. L. Kraushaar, J. Linsley, B. B. Rossi, F. Scherb, D. Scott, Phys. Rev. Lett. **122**, 637 (1961)
- [5] Y. Toyoda et al. en *Proceedings of the 9th International Cosmic Ray Conference*, London (Institute of Physics, London) Vol. 2, p. 708 (1965)
- [6] A.A. Penzias, R. W. Wilson, Astrophysics J. **142**, 419 (1965)
- [7] K. Suga en *Proceedings of 5th Interamerican Seminar on Cosmic Rays*, editado por I. Escobar et al. (Laboratorio de Física cósmica de la Universidad Mayor de San Andrés, La Paz, Bolivia), Vol. 2, p. XLIX (1962)
- [8] A. E. Chudakov en *Proceedings of 5th Interamerican Seminar on Cosmic Rays*, editado por I. Escobar et al. (Laboratorio de Física cósmica de la Universidad Mayor de San Andrés, La Paz, Bolivia), Vol. 2, p. XLIX (1962)
- [9] T. Hara, S. Kawaguchi, S. Mikamo, M. Nagano, K. Suga, G. Tanahashi, K. Uchino, H. Akiyama, Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **29**, Suppl 3, 361 (1970).
- [10] H. E. Bergeson, G. L. Cassiday, T. W. Chiu, D. A. Cooper, J. W. Elbert, E. C. Loh, D. Steck, W. J. West, J. Boone, J. Linsley, Phys. Rev. Lett. **39**, 847, (1977).
- [11] V. S. Berezinsky, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **70** ,419 (1999)

- [12] P. L. Biermann, J. Phys. G **23**, 1 (1997)
- [13] P. Bhattacharjee, G. Sigl, Phys. Rep. **327**, 110 (2000).
- [14] A. M. Hillas, Nature (London) **395**, 15 (1998).
- [15] A. M. Hillas, Nucl. Phys. B (proc. Suppl.) **75 B**, 109 (1999)
- [16] E. Fermi, Phys. Rev. **75**, 1169 (1949).
- [17] R. J. Protheroe, en *Proceedings of the 10th course of International School of Cosmic Ray Astrophysics* Erice, Italia. pre-print astro-ph/9612212 (1997).
- [18] L. O. C. Drury, Rep Prog. Phys. **46**, 973 (1983).
- [19] J. J. Jokipii, Ap. J. **313**, 842 (1987)
- [20] L. O. C. Drury, Contemp, Phys. **35**, 231 (1994)
- [21] P. A. Shaver, M. Pierre, Astron. Astrophys. **220**, 35 (1989)
- [22] M. T. Dova, Nuc. Physics B (Proc. Suppl) **122**, 170-177 (2003).
- [23] K. Greissen, Phys. Rev. Lett., **16**, 748, (1966).
- [24] Z. T. Zatsepin, V. A. Kuz'min, Zh Eksp. Teor. Fiz Pis'ma REed. **4**, 144 (1966).
- [25] A. M. Hillas, Can. J. Phys. **46**, S623 (1968).
- [26] C. T. Hill, D. N. Scramm, T. P. Walker, Phys. Rev. D, **36**, 1007 (1987).
- [27] V. S. Berezhinsky, S. I. Grigor'eva Astron. Astrophys. **199**, 1 (1988).
- [28] F. W. Stecker, Nature (London) **324**, 401 (1989).
- [29] J. P. Rachen, P. L. Biermann, Astron. Astrophys **272**, 161 (1993).
- [30] S. Yoshida, M. Teshima, Prog. Theor. Phys. **89**, 833 (1993).
- [31] R. J. Protheroe, P. Johnson, Astropart. Phys. **4**, 253 (1996).
- [32] L. A. Anchordoqui, M. T. Dova, L. N. Epele, J. Swain, Phys. Rev. D, **55**, 7536 (1997).
- [33] L. A. Anchordoqui, M. T. Dova, L. N. Epele, J. Swain, Phys. Rev. D, **57**, 7103 (1998).

- [34] J. L. Puget, F. W. Stecker, J. H. Bredekamp, *Astrophys. J.* **205** 638 (1976).
- [35] G. R. Blumenthal, *Phys. Rev. D* **1**, 1596 (1970).
- [36] M. A. Malkan, F. W. Stecker, *Astrophys J.* **496**, 13 (1998).
- [37] L. N. Epele, E. Roulet, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3295 (1998).
- [38] F. W. Stecker, M. H. Salomon, *Astrophys J.* **512**, 521 (1999).
- [39] Particle Data Group, *Particle Data Book* (2004).
- [40] S. Eidelman et al. [Particle Data Group collaboration], *Phys. Lett. B* **592**, 1 (2004).
- [41] T. J. L. McComb, R. J. Protheroe, K. E. Turver, *J. Phys. G* **5**, 1613 (1979).
- [42] L. A. Anchordoqui, M. T. Dova, A. Mariazzi, T. McCauley, T. Paul, S. Reucroft, J. Swain, arXiv:hep-ph/0407020 v2 (2004).
- [43] A. A. Watson, *Nucl. Phys. B* **28B**, 3 (1992).
- [44] J. Linsley, *Phys Rev. Letter* **10**, 146 (1963).
- [45] P. Privitera for the Auger Collaboration, en *The 28th International Cosmic Ray Conference* Tsukuba, Japón, Publicado en “Tsukuba 2003, Cosmic ray” 357-360 (2003).
- [46] A. M. Hillas, *Acta Phys. Sci. Hung.*, **29** Suppl. 3, 355 (1970)
- [47] K. Meisenheimer et al., *Astron. Astrophys.* **219**, 63 (1989).
- [48] P. Billoir, P. Da Silva. Auger Technical Note, GAP 2002-073 (2002).
- [49] M Roth for the Auger Collaboration, en *The 28th International Cosmic Ray Conference* Tsukuba (Japón). Publicado en “Tsukuba 2003, Cosmic Ray” 333-336, arXiv:astro-ph/0308392 v1 (2003).
- [50] R. N. Coy et al. *Astrop. Phys.* **6**, 263 (1997).
- [51] W. Heitler *The Quantum Theory of Radiation*, 2nd Edition (Oxford University Press, London, 1944).
- [52] J.Linsley, A. A. Watson, *Phys. Review Letteres* **46**, 459 (1981)

- [53] Pierre Auger Collaboration (J. Abraham et al.). 46pp. Nucl. Instrum. Meth. **A523**:50-95, (2004).
- [54] The Pierre Auger Observatory Design Report (1998).
- [55] P. Bauleo, A. Castellina, R. Knapik, G. Navarra, J. Harton, Auger Technical Note, GAP-2004-047 (2004)
- [56] R. Brun and F. Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework , Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86. See also <http://root.cern.ch>
- [57] J. Bluemer, R. Engel, J.R. Hoerandel. Prog.Part.Nucl.Phys.63:293-338,2009.
- [58] The Pierre Auger Collaboration, Physics Letters B685 (2010) 239.
- [59] V. Berezhinsky, *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference*, Merida (Mexico) (2007), arXiv:0710.2750.
- [60] T. Stanev, R. Engel, A. Mucke, R. Protheroe, and J. Rachen, Phys. Rev. D62, 093005 (2000), astro-ph/0003484.
- [61] D. De Marco and T. Stanev, Phys. Rev. D72, 081301 (2005).
- [62] T. Wibig and A. W. Wolfendale, J. Phys. G31, 255 (2005).
- [63] D. Allard, E. Parizot, and A. Olinto, Astropart. Phys. 27, 61 (2007), astro-ph/0512345.
- [64] D. Allard, A. Olinto, and E. Parizot, Astron. Astrophys. (2007), astro-ph/0703633.
- [65] V. Berezhinsky, S. Grigoreva, and B. Hnatyk, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) 151, 497 (2006).
- [66] M. Tueros, Tesis doctoral (2010)
- [67] The Pierre Auger Collaboration, Science 318, 939 (2007).
- [68] V. Ginzburg and S.I.Syrovatskii, Pergamon Press, Russian edition (1963).
- [69] P. L. Biermann and P. A. Strittmatter, Astrophys. J. 322, 643 (1987).

- [70] R. Protheroe and A. Szabo, Phys. Rev. Lett. 69, 2885 (1992).
- [71] G. Benford and R. Protheroe, arXiv:0706.4419 [astro-ph].
- [72] The Pierre Auger Collaboration, Phys. Rev. Letters 104 (2010) 091101.
- [73] X. Bertou et al. [Pierre Auger Collaboration], Nucl. Instrum. Meth., A568, p. 839 (2006).
- [74] P. Ghia, Auger Technical Note, GAP-2004-018.
- [75] P. L. Ghia and G. Navarra, Auger Technical Note, GAP-2003-007.
- [76] E. Parizot, I. Lhenry, D. Allard, P. Ghia, and G. Navarra, Auger Technical Note, GAP-2004-023.
- [77] R. Sato, J. Bellido, H. Reis and C. Escobar, Auger Technical Note, GAP-99-014.
- [78] G. Borreani et al. Nucl. Instrum. Meth., A461, p. 577 (2001).
- [79] R. Knapik et al. [Pierre Auger Collaboration] 2007 Proc. 30th ICRC (Merida), arXiv:0708.1924
- [80] A.Schmidt, T.Asch, M.Kleifges, H.-J.Mathes, and H.Gemmeke, Auger Technical Note, GAP-2007-118.
- [81] S.Y. BenZvi et al. Nucl. Instr. and Meth. A, 574, p. 171184, (2007).
- [82] The Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instrum. Meth., A523, p. 50 (2004).
- [83] B. Fick et al. JINST, 1, P11003, 2006.
- [84] A. Anzalone, F. Isgro, and D. Tegolo, en *Proceedings of the 2008 CRIS, Malfa*.
- [85] T. Huege, for the Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instrum. Meth. A617, p.484-487, (2010).
- [86] H. O. Klages for the Pierre Auger Collaboration, en *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference* (2007). FZKA-7340 pp 101-104.
- [87] M. Platino , en *Proceedings of the 31th International Cosmic Ray Conference* (2009).

- [88] R. Cester for the Pierre Auger Collaboration, en *Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference*, Pune (India), 8, p. 347.
- [89] A. Remoto, Auger Technical Note, GAP-2009-127.
- [90] W. Weischet, *Einführung in die Allgemeine Klimatologie*, B. G. Teubner (1977). Obtenido de [93].
- [91] Leitfaden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst. Allgemeine Meteorologie. Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, Offenbach am Main, 3. Auflage, 1987. Obtenido de [93].
- [92] Tomado del curso Astr201 de C. Mihos, Department of Astronomy, Case Western Reserve University (www.cwru.edu). Disponible en el sitio web del curso <http://burro.cwru.edu/Academics/Astr201>.
- [93] M. Will, Auger Technical Note, GAP-2009-081.
- [94] No se encuentran referencias oficiales acerca del modelo de Linsley. Las referencias: A. M. Hillas, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, **52B**, 29 (1997); y A. M. Hillas, en *Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference*, La Jolla (USA), 1, 155 (1985), contienen información acerca de la parametrización.
- [95] B. Keilhauer, B. Wilczynska y H. Wilczynski, Auger Technical Note, GAP-2005-021 (2005).
- [96] B. Keilhauer, R. Engel, B. Wilczynska y H. Wilczynski and M. Will, Auger Technical Note, GAP-2009-037 (2009).
- [97] B. Wilczynska, D. Gra1, P. Homola, B. Keilhauer, H. Klages, J. Pkala and H. Wilczynski, en *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference* Tsukuba (Japón).
- [98] Ver <http://badc.nerc.ac.uk/data/radioglobe/radhelp.html>
- [99] National Aeronautics and Space Administration (NASA). *US-Standard Atmosphere 1976*, **NASA-TM-X-74335 (1976)** http://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/us_standard.html.
- [100] S. Sciutto, *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference*, Hamburgo (Alemania), **1**, 237 (2001);
- [101] S. Sciutto, AIREs User's Manual and Reference Guide version 2.6.0 (2002) disponible en www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires.

- [102] S. J. Sciutto, Auger Technical Note, GAP-98-032 (1998).
- [103] J.C. Moreno, S. Sciutto, *Characterization of the Atmospheric Depth Profile using the ground level Temperature*. Aceptado para su publicación por el Comité de Publicaciones del Observatorio Pierre Auger. Enviado a Astroparticle Physics.
- [104] J. C. Moreno, S. Sciutto y M. Tueros, Auger Technical Note, GAP 2007-082.
- [105] J. C. Moreno, *Atmospheric Depth Profile: A new parameterization using Temperature at ground*, Presentado en Auger Collaboration Meeting. Malargüe 22 al 29 de Abril de 2007.
- [106] J. C. Moreno, *Atmospheric Depth Profile: A new model to an old subject*, Presentado en International School of Cosmic Ray Astrophysics, 16th Course: "Gamma Ray and Cosmic Ray Astrophysics: From below GeV to beyond EeV Energies". Erice (Italia) 5 al 12 de Julio de 2008.
- [107] Graw Radiosondes GmbH & Co. KG. (www.graw.de).
- [108] B. A. Bodhaine et al., J. Atmos. Ocean. Tech., Vol. 16, 1854 (1999), basado en List, R. J., 1968: Smithsonian Meteorological Tables. Smithsonian, 527 pp.
- [109] D. Sonntag, Important New Values of the Physical Constants of 1986, Vapour Pressure Formulations based on the IST-90 and Psychrometer Formulae; Z. Meteorol., 70 (5), pp. 340-344, 1990. Los parámetros de la fórmula fueron extraídos de la referencia [93].
- [110] J. C. Moreno, *Atmospheric Depth Profile: Update in the new model*, Presentado en Auger Collaboration Meeting. Malargüe 12 al 17 de Noviembre de 2007.
- [111] J. C. Moreno, *Update in the study of the Atmospheric Depth Profile*, Presentado en Auger Collaboration Meeting. Malargüe 6 al 12 de Marzo de 2010.
- [112] J. C. Moreno, *New Improvements in the Atmospheric Depth Profile*, Presentado en Auger Collaboration Meeting. Malargüe 14 al 20 de Noviembre de 2009.

- [113] Ver <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>.
- [114] D. Barnhill, P. Bauleo, M. T. Dova, J. Harton, R. Knapik, J. Knapp, J. Lee, M. Manceñido, A. G. Mariazzi, I. C. Maris, D. Newton, M. Roth, T. Schmidt and A. Watson, 2005 Proc. 29th ICRC (Pune), 00, p. 101-106.
- [115] T. Schmidt, I. C. Maris and M. Roth, Auger Technical Note, GAP 2007-016.
- [116] Software provisto por el Dr. S. Sciutto.
- [117] B. Keilhauer, J. Blümer, R. Engel, H.O. Klages and M. Risse, *Astropart. Phys.* 22 (2004) 249-261.
- [118] D. Heck and T. Pierog, CORSIKA User's Guide version CORSIKA 6.7 (2007), disponible en www-ik.fzk.de/corsika/usersguide/corsika_tech.html.
- [119] N. N. Kalmykov, S. S. Ostapchenko, A. I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B, 17, (1997).
- [120] B. Keilhauer, H. Blümer, H. O. Klages and M. Risse, Auger Technical Note, GAP 2002-022.
- [121] D. Veberic and M. Roth - *Offline* team, *Offline Reference Manual - SD Reconstruction*, Auger Technical Note, GAP 2005-035.
- [122] Pierre Auger Collaboration, *Astropart. Phys.* 35 (2012) 591-607.

Agradecimientos

Esta Tesis representa el trabajo realizado en varios años, lo que implica una serie de agradecimientos muy importante. En particular quisiera agradecer a mi director Sergio Sciutto por su dirección y acompañamiento en este proceso. Sin dudas a Analisa y Matías debo agradecerles enormemente por las fructíferas interacciones que desembocaron en grandes aportes. A Carlos García Canal por su apoyo y conducción del grupo. Quiero agradecer también a personas que en diferentes momentos forman o formaron el equipo del Grupo Auger La Plata: Teresa, Flavia, Patricia, Daniel, Mónica, Hernán, Tatiana y Luis.

Agradezco el apoyo del Departamento de Física, la Facultad de Ciencias Exactas y el CONICET. No sólo a las instituciones, sino también a todas las personas detrás de ellas.

Al grupo de la Universitá Tor Vergata, Gonzalo, Claudio, Giorgio y Valerio; que tan amablemente me permitió vivir la grata experiencia del trabajo en una Universidad extranjera.

A todos los colegas y amigos que conocí durante los meetings y las estancias de shift en Malargüe, no sólo a los físicos e ingenieros, sino a todo el personal del Observatorio, excelentes personas y profesionales. Sería injusto destacar sólo algunos.

Pero más allá de las personas estrictamente vinculadas al proceso de investigación de la Tesis, están aquellos que me bancaron de alguna u otra manera para este trabajo. Dentro de esta gran lista empiezo agradeciendo a la gente del Taller de Enseñanza de Física. No los enumero por temor a olvidar alguno. Bah... empiezo con algunos: Osvaldo , Román, Lean, Santi G., Pía, pero el agradecimiento es para todos. Entiendan que son una banda enorme!

A los amigos de la facultad: Leticia, Santiago, Tito, Carlos, Pablo P, Pablo RP, Nico, Raulo y demás; porque esos momentos de compañía también son parte del proceso.

Aprovecho la oportunidad, probablemente la última de un documento escrito en un formato símil libro, para agradecer a otra gente muy importante en mi vida. No concibo el haber podido realizar este camino sin el afecto de todo un grupo de gente extra-universidad (que fueron el soporte más importante) y que estuvieron siempre conmigo en todos estos años. Mis padres, hermanos y hermanas, cuñados y cuñadas, sobrinos y sobrinas, primo y tías (no los enumero por la cantidad de Morenos, Elizondos y afines que somos).

Por último cierro con quien abrí este documento: a Ceci. Como escribí años antes en la tesina: ésto también es parte de nuestra construcción.