Biblioteca Digital
F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR
BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis de Posgrado

TANGO ARRAY : un experimento de rayos cósmicos en el rango de energía entre 10

Bauleo, Pablo M.

2001

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:
Bauleo, Pablo M.. (2001). TANGO ARRAY : un experimento de rayos cósmicos en el rango de energía entre 10. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3385_Bauleo.pdf

Cita tipo Chicago:
Bauleo, Pablo M.. "TANGO ARRAY : un experimento de rayos cósmicos en el rango de energía entre 10". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2001. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3385_Bauleo.pdf

EXACTAS UBA
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

UBA
Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

TANGO ARRAY

Un experimento de Rayos Cósmicos en el
rango de energía entre 10^{14}eV y 7×10^{15}eV

por Lic. Pablo M. Bauleo

Director de Tesis: Dr. Alberto Filevich

Lugar de Trabajo: Laboratorio TANDAR

Trabajo de Tesis para optar por el título de Doctor en Ciencias Físicas

Julio de 2001

Resumen

Los rayos cósmicos inciden sobre la Tierra desde todas las direcciones y con un flujo medio que es extremadamente constante en el tiempo. Su espectro de energía cubre desde los $\sim$ 100 keV hasta $\sim 10^{20}$ eV. Si la energía del rayo cósmico es lo suficientemente elevada, al incidir sobre la atmósfera terrestre genera una cascada de partículas secundarias. Estas partículas pueden ser registradas por un conjunto de detectores ubicados en el nivel del suelo, para medir la cascada y obtener información sobre la dirección del rayo cósmico y su energía. Por otra parte, estas partículas secundarias al desplazarse por la atmósfera inducen la emisión de fotones de fluorescencia en el nitrógeno atmosférico. Estos fotones pueden ser colectados y también ser usados para la detección de la cascada.

Actualmente se encuentra en construcción el Observatorio Pierre Auger, cuyo objetivo es el estudio de rayos cósmicos con energías mayores a $\sim 5 \times 10^{18}$ eV. El método de detección propuesto incluye detectores de superficie (detectores de Efecto Čerenkov en agua) para el registro de las partículas secundarias y telescopios para la detección de los fotones de fluorescencia.

Este trabajo presenta el diseño y los resultados obtenidos mediante dos sistemas de monitoreo de la transparencia atmosférica para el Observatorio Auger, así como diversos estudios realizados sobre un detector de superficie prototipo, el estudio del lóbulo de reflexión difusa del recubrimiento interno de los detectores, la propuesta de un método de calibración para todos los detectores del Observatorio, una configuración alternativa para el recubrimiento interno, etc.

El principal esfuerzo de este trabajo estuvo dirigido al montaje, en Buenos Aires, de un conjunto de 4 detectores de partículas para la detección de cascadas generadas por rayos cósmicos con energías del orden de $\sim 10^{15}$ eV. En este trabajo se describen las detalladas simulaciones numéricas realizadas para caracterizar la respuesta del conjunto de detectores frente al arribo de una cascada de partículas. Estas simulaciones incluyen el desarrollo de la cascada en la atmósfera, la detección por parte de los detectores de la misma y la digitalización de la señal.

Se describen los códigos que se desarrollaron para la reconstrucción de la dirección de arribo y estimación de la energía del rayo cósmico primario, los cuales fueron comparados con los datos simulados y empleados en el análisis de los resultados obtenidos con el conjunto de detectores. También se incluye una descripción del diseño, construcción y operación del conjunto de detectores, incluyendo el sistema de toma de datos especialmente desarrollado para el mismo y evaluando la estabilidad de funcionamiento del sistema lo largo del tiempo de operación.

Finalmente, el análisis de los datos obtenidos con el arreglo de detectores incluye la asignación de energías para los rayos cósmicos registrados, el estudio de anisotropías en la dirección de arribo de los mismos y la determinación del flujo de rayos cósmicos en el rango de energías entre 10^{14} eV y 7×10^{15} eV.

Palabras clave: Rayos Cósmicos. Efecto Čerenkov

TANGO ARRAY

A cosmic ray expermient in the energy range between 10^{14}eV y 5×10^{15}eV

Abstract

The cosmic rays hit the Earth from all directions with a mean flux that is extremely constant in the time. Its energy spectrum range from $\sim$ 100 keV to $\sim 10^{20}$ eV. If energy of the cosmic ray is high enough, its interaction with the Earth's atmosphere originates a cascade of secondary particles. If these particles are recorded by an array of detectors located at ground level, the information can be used to obtain the cosmic ray's arrival direction and energy. On the other hand, those particles moving trough the atmosphere, induce fluorescence photons in the atmospheric nitrogen. These photons also, can be used to detect and reconstruct the cascade

Currently the Pierre Auger Observatory is under construction. Its objective is the study of cosmic rays with energies higher than $\sim$ 5×10^{18} eV by by measuring the secondary particles cascades produced by the cosmic ray. The proposed detection method includes surface detectors (water Čerenkov detectors) and telescopes for detection of the fluorescence photons.

This work describes the design and characteristics results of two atmospheric monitoring systems for the Auger Observatory as well as several studies performed with a surface detector prototype, such as characterization of the difuse reflectivity lobe of the internal liner, the develpment and proposal of an an absolute calibration method for all detectors of the Observatory, an alternative configuration of the internal liner, etc.

The main effort of this work was focused on an array of 4 detectors, installed in Buenos Aires for detection of the secondary particles of the cascades generated by cosmic rays with energies $\sim$ 10^{15} eV. The results of the detailed numerical simulations performed to characterize the performance of the array are presented. These simulations include the development of the cascade through the atmosphere, the response of the detectors to the secondary particles and the digitalization of their signals.

Reconstruction codes to obtain the energy and arrival direction of the cosmic rays have been developed and are described in this report. They were tested with the simulated data and later used in the analysis of the cosmic ray data obtained with the array. A description of the design, construction and operation of the array is reported, including the data adquisition system which has been developed for the present work. The time stability of the array is discussed.

Finally, the data analysis includes the energy asignement of the detected cosmic ray, the study of anistropies in the arrival directions of the cosmic rays and their energy spectrum.

Keywords: Cosmic Rays, Čerenkov Effect

Agradecimientos

Quizá lector, te preguntes el motivo de que los agradecimientos se encuentran al principio, en vez del final del texto, como suele ser habitual. Es porque sin la invalorable colaboración de estas personas, no hubiera sido posible realizar el trabajo que se reporta a continuación.

En primer lugar, quiero agradecer a mi Director de Tesis, amigo y mentor, Alberto "Flicho" Filevich, quien gracias a su experiencia, conocimiento, gran empuje y determinación supo guiarme a través de estos años, a lo largo de no pocas encrucijadas durante la construcción de TANGO. Otras dos personas que quiero mencionar muy especialmente son Julio Rodríguez Martino y Carla Bonifazi, con quienes trabajé alternadamente durante mi tesis doctoral. Ellos supieron ser las muletas en que apoyarme durante los momentos difíciles, tanto dentro como fuera del laboratorio.

También deseo mencionar a otros compañeros de trabajo, quienes colaboraron en diversas tareas, ya sea durante el montaje de los sistemas, la toma o el análisis de datos, o simplemente estando siempre dispuestos a escuchar mis dudas y consultas. Ellos son: Alberto Etchegoyen, Armando Ferrero, Adrian Rovero, Ernesto Altmann, Alejandro Reguera, Pablo Stoliar, Hugo Grahmann, Oscar Ruiz y muy especialmente el siempre recordado Jorge Vidallé.

A todo el personal del Laboratorio de Electrónica les debo mi eterna gratitud, pero en particular a Carlos Bolaños, Hugo Di Paolo y Javier Fernández Vázquez. También fue invaluable la colaboración, paciencia y excelente predisposición de todo el personal de Talleres Especializados, especialmente de parte de Domingo Simoncelli y Ernesto Fisher.

Fuera del laboratorio TANDAR, quiero mencionar a Juan Carlos Meza, con quién tantos días y noches hemos compartido, en la cima de montañas realizando mediciones atmosféricas o en el desierto del sur mendocino realizando reconocimientos del terreno para el Observatorio Pierre Auger.

Si bien esta gente no colaboró precisamente en la realización de mi trabajo doctoral, ellos supieron ofrecerme un puerto seguro donde refugiarme durante las tormentas y por eso quiero mencionarlos. Entre ellos se encuentran: Claudia López, Alejandro Alice, Roxana Costanzo, Adrián Fernández, Jessica Penjerek, Patricia Seoane, Javier Curiale, Stella Maris y Angélica Alentorn y Julio y Carmen Rodríguez.

Last, but not least quisiera tambien mencionar a mi padre, mi querido "Viejito", Horacio Paulo, quien supo estar a mi lado y soportar estóicamente, mis arrebatos, mis ausencias, mis corridas de último minuto y mis berrinches durante todo este tiempo. Y no me refiero solamente a los años de mi doctorado.

Sin todos ustedes jamás lo hubiera logrado. Gracias a todos. De corazón.

TANGO

Índice General

1 Introducción **13**

1.1 El descubrimiento de los Rayos Cósmicos 13

1.2 Mecanismos de aceleración de los Rayos Cósmicos 16

1.3 Propagación de los Rayos Cósmicos 18

1.4 Observación de los Rayos Cósmicos de mayor energía . . 21

El Proyecto Pierre Auger . 23

2 Características de una EAS **27**

2.1 Componente muónica y electromagnética de una EAS 27

2.2 Estructura espacial de una cascada de partículas 29

2.3 Estructura temporal del frente de una EAS 30

2.4 Determinación de los parámetros de una EAS 30

2.4.1 Eje principal y dirección de una EAS 30

2.4.2 Energía de una EAS 31

2.4.3 Masa del rayo cósmico primario 32

3 El método de detección por fluorescencia atmosférica **35**

3.1 Evolución histórica de la detección por fluorescencia atmosférica 35

3.2 Fluorescencia del nitrógeno atmosférico .

3.3 El diseño del telescopio de fluorescencia .

3.3.1 Diseño Standard. Optica de Schmidt

3.3.2 Diseño Alternativo. Espejos Duales . . . . . .

3.4 Sistemas de monitoreo atmosférico

3.4.1 Sistema de lámparas dicroicas para monitoreo atmosférico

3.4.2 Sistema LIDAR para monitoreo atmosférico

4 El detector de superficie

4.1 El detector prototipo de Buenos Aires . . . . . .

4.2 Método de calibración y monitoreo remoto . . . . . .

4.2.1 Obtención del VEM a partir del fondo natural de radiación .

4.3 Homogeneidad del detector frente a diversas direcciones de ingreso de las partículas

4.4 Configuración *Black Top* del recubrimiento interno . . . . . .

4.5 Propiedades ópticas del recubrimiento interno

4.5.1 Dispositivo experimental . . . . . .

4.5.2 Análisis de los resultados . . . .

4.6 Simulación de la reflexión del Tyvek inmerso en agua

5 TANGO Array

5.1 Origen y motivación del arreglo de detectores

5.2 Los detectores . . . . . .

5.3 Caracterización de los PMTs .

5.4 Electrónica de las estaciones de superficie .

5.4.1 Compensación de ganancias

5.4.2 Circuitos activos sumadores de señal 84

Cables de interconexión 85

5.6 Niveles de alerta del array 86

5.7 Sistema de disparo y adquisición de datos 87

5.7.1 Lógica de disparo 87

5.7.2 Software de control 90

5.8 Operación del Array 91

5.8.1 Monitoreo de las estaciones 92

5.8.2 Evolución del VEM en los detectores 93

5.8.3 Evolución de la tasa de disparo del Array 93

6 Simulación del TANGO Array 97

6.1 Simulación de la cascada de partículas 97

6.2 Diseño del Array en base a simulaciones 99

6.3 Simulación del registro de una EAS por el array 100

6.4 Simulación del detector de superficie 102

7 Reconstrucción de Eventos 105

Esquema de la reconstrucción de una EAS 105

7.2 Reconstrucción de la dirección . 105

7.3 Reconstrucción de la energía . . . 107

8 Análisis de datos de TANGO Array 115

8.1 Análisis de las señales de los detectores . . 115

8.1.1 Nivel de continua 115

8.1.2 Estructura temporal 115

8.1.3 Densidad de partículas

8.2 Visualización de eventos reconstruidos

8.3 Análisis de EAS reconstruidas . . . . . .

8.3.1 Patrones en las direcciones de arribo

8.3.2 Patrones de arribo en coordenadas locales

8.3.3 Patrones de arribo en coordenadas ecuatoriales

8.4 Espectro de Energía

8.4.1 Aceptancia del Array . . . . . .

8.4.2 Flujo de rayos cósmicos . . . . . .

9 Conclusiones y comentarios

9.1 El detector de fluorescencia

9.2 El detector de superficie

9.3 TANGO Array

A Parametrización del lóbulo de difusión del Tyvek

B Caracterización de los PMT utilizados

B.1 Curvas de ganancia .

C Sistema de coordenadas astronómicas

C.1 Coordenadas solidarias al planeta Tierra

C.1.1 Coordenadas locales

C.1.2 Coordenadas de Horizonte

C.2 Coordenadas ecuatoriales .

D Flujo de Rayos Cósmicos medido con el TANGO Array

E Programas y códigos desarrollados 152

E.1 Simulación del TANGO Array 152

E.2 Análisis y Reconstrucción de datos simulados 153

E.3 Programas de control del experimento 154

E.4 Programas de análisis y reconstrucción de datos 155

Índice de Figuras

1.1 Espectro de rayos cósmicos . . . . .

1.2 Regiones de aceleración de los rayos cósmicos . . . . . .

1.3 Pérdida de energía de un protón debido a interacciones con la radiación cósmica de fondo

1.4 Longitud de atenuación de fotones, protones y núcleos de hierro en diversas radiaciones de fondo

2.1 Diagrama esquemático de una cascada de partículas . .

3.1 Lluvia atmosférica extensa registrada con el prototipo HiRes

3.2 Espectro de emisión por fluorescencia del nitrógeno

3.3 Rendimiento de fluorescencia de la atmósfera . . . . . .

3.4 Esquema del Telescopio de Fluorescencia . . .

3.5 Esquema del sistema de espejos duales

3.6 Diagrama de bloques del circuito empleado en la determinación del factor de rechazo de luz nocturna mediante espejos duales .

3.7 Evolución temporal de la longitud de atenuación atmosférica

3.8 Longitud de atenuación medida medida en El Nihuil .

3.9 Imagen del prototipo del sistema LIDAR

3.10 Traza del osciloscopio para un evento del sistema LIDAR

3.11 Longitud de atenuación obtenida por el sistema LIDAR .

3.12 Evolución temporal de la longitud de atenuación . . 53

4.1 Esquema del primer detector prototipo de Buenos Aires 56

4.2 Histograma de altura de pulso para el método de calibración 61

4.3 Forma de pulso promedio en el experimento de calibración y monitoreo . . . 63

4.4 Respuesta del detector de superficie frente a diversas posiciones de ingreso 65

4.5 Señal del detector de superficie con *Black Top* y *Tyvek Top* 67

4.6 Dispositivo experimental para la medición del lóbulo de difusión del Tyvek . 70

4.7 Ajustes a los datos mediante el modelo simplificado de BS 72

4.8 Ajustes a los datos mediante la función empírica propuesta 73

4.9 Simulación Monte Carlo del lóbulo de difusión del Tyvek 75

5.1 Configuración del TANGO ARRAY 78

5.2 Fotografía de los nuevos detectores de 10 m^2 79

5.3 Detalle del montaje de los PMTs 80

5.4 Espectro de fotoelectrón único y curva de ganancia para los PMT R5912 82

5.5 Espectro de calibración relativa de ganancia 83

5.6 Sumador activo empleado en las estaciones 84

Atenuación de la señal en cables RG-58 y RG-213 85

5.8 Sala de toma de datos 88

Diagrama de bloques simplificado del sistema de toma de datos 89

5.10 Imagen del osciloscopio durante la captura de una EAS 90

5.11 Monitoreo de los detectores de superficie 92

5.12 Evolución del VEM en los detectores 94

5.13 Tasa de disparo del Array 95

6.1 Resultados típicos obtenidos con AIRES

6.2 Comparación de las señales simuladas y medidas de una EAS .

7.1 Resolución angular del Array

7.2 LDF simuladas para diversas energías primarias . . . . . .

7.3 Efecto de la atenuación atmosférica en una EAS . . . . . .

7.4 Relación entre la energía primaria y N_{eq}^{μ}

8.1 Tiempos de disparo de una señal

8.2 Extrapolación de la carga en una señal saturada . . . . . .

8.3 Visualización del evento 0-258-35

8.4 Visualización del evento 0-294-194 . . . . . .

8.5 Visualización del Evento 1-048-107

8.6 Visualización del evento 1-011-4 . .

8.7 Histograma de ángulo cenital de arribo de rayos cósmicos . .

8.8 Mapa de arribo de rayos cósmicos en coordenadas locales . .

8.9 Distribución cenital de EAS

8.10 Mapa de arribo de rayos cósmicos en coordenadas ecuatoriales

8.11 Distribución de declinación de los rayos cósmicos

8.12 Aceptancia del TANGO Array .

8.13 Espectro de rayos cósmicos medido con el TANGO Array . .

8.14 Detalle del espectro de rayos cósmicos en la zona del *knee* .

9.1 Comparación del espectro medido con otros experimentos .

B.1 Curva de ganancia para los PMTs instalados en la estación B

E.2 Curva de ganancia para los PMTs instalados en la estación C 147

C.1 Sistema de Coordenadas de Horizonte 149

C.2 Sistema de Coordenadas Ecuatoriales 150

Índice de Tablas

3.1 Resultados del factor de rechazo del sistema de espejos duales

4.1 Configuración del detector en el experimento de calibración .

4.2 Resumen de resultados del experimento de calibración y monitoreo .

4.3 Comparación en la carga colectada con *Tyvek Top* y *Black Top* . .

4.4 Carga media colectada con *Tyvek Top* y *Black Top*

5.1 Detalle de las estaciones de superficie . .

5.2 Longitud de los cables de interconexión.

5.3 Niveles de alerta del TANGO Array . . . .

5.4 Valor medio y fluctuación del VEM

7.1 Parámetros de la LDF obtenidos a partir de las simulaciones

7.2 Resolución en la posición del core

7.3 Relación entre N_{eq}^{μ} y la energía del rayo cósmico primario .

8.1 Estudio por armónicos en ascensión recta .

9.1 Espectro de energía en la región del *knee*

A.1 Altura de pico (lóbulo de difusión del Tyvek) .

A.2 Centroide del pico (lóbulo de difusión del Tyvek)

A.3 Ancho del pico (lóbulo de difusión del Tyvek) 144

A.4 Amplitud del continuo (lóbulo de difusión del Tyvek) 145

B.1 Distribución de los PMTs R5912 en las nuevas estaciones de 10 m^2 146

B.2 Ganancia de los PMTs instalados en las estaciónes B y C 147

D.1 Flujo de rayos cósmicos medidos con el TANGO Array 151

Capítulo 1

Introducción

1.1 El descubrimiento de los Rayos Cósmicos

En los primeros años de la década de 1910 Victor Hess, pionero del estudio de los rayos cósmicos realizó una serie de ascensos en globos aerostáticos en los cuales observó que los electroscopios que llevaba consigo perdían su carga cada vez más lentamente a medida que aumentaba la altura del vuelo. Este fenómeno puede ser explicado si se tiene en cuenta que la descarga en los electroscopios es debida a las partículas cargadas emitidas por sustancias radioactivas terrestres. Al aumentar la distancia con el suelo disminuía la cantidad de partículas cargadas que podían alcanzar al globo y por ende descargar el electroscopio. Sin embargo al ir realizando vuelos de mayor altitud observó que al alcanzar alturas de 2000 a 5000 metros nuevamente se incrementaba la pérdida de carga en sus electroscopios. Dado que seguía aumentando la altura no podía atribuir este comportamiento a partículas cargadas que provinieran desde la superficie terrestre por lo que llegó a la conclusión de la existencia de una *"radiación penetrante que incide desde mayor altura"* quien era la responsable de la pérdida de carga en sus electroscopios.

Unos 20 años después esta *radiación penetrante* fue denominada **rayos cósmicos** basándose en la teoría de Robert Millikan que explicaba su existencia como rayos gama provenientes del espacio exterior. Hacia mediados de la década del 30. Carl Anderson y Seth Neddermayer realizando diversos estudios con rayos cósmicos descubrieron primero el positrón y más tarde el muón: partículas que dieron nacimiento a la física de partículas elementales. Con estos descubrimentos. los rayos cósmicos se establecieron como la herramienta de investigación en partículas elementales hasta el advenimiento de los aceleradores de partículas.

Hacia finales de la década del '30 el físico francés Pierre Auger [1] descubrió que dos detectores ubicados a una distancia de unos centenares de metros registraban el arribo de partículas en coincidencia. Auger había descubierto las *lluvias atmosféricas extensas* (**EAS** por sus siglas en inglés) que son cascadas de partículas secundarias producidas por la interacción de una partícula primaria de alta energía con las moléculas de la atmósfera. En base a sus mediciones concluyó que algunas de las lluvias observadas provenían de partículas

primarias con una energía de 10^{15} eV, un valor diez millones de veces superior a las energías típicas de trabajo en ese momento.

Para explicar la existencia de la radiación cósmica de alta energía, Enrico Fermi hacia finales de la década del '40 propuso un mecanismo de aceleración basado en los campos magnéticos de los plasmas cósmicos [2]. En este mecanismo la energía adquirida por la partícula acelerada es proporcional al producto de la intensidad del campo magnético en la zona de aceleración y el tamaño de la región de aceleración. Esta es una fuerte razón para suponer que las partículas más energéticas se originan fuera de nuestra galaxia, pues su radio de Larmor es muy grande para ser confinadas dentro de la Vía Láctea.

A principios de la década del '60, Arno Penzias y Robert Wilson [3] descubrieron la radiación electromagnética de fondo que llena el universo con un mar de fotones caracterizados por su espectro de cuerpo negro de 2.7 °K. Pocos años después Kenneth Greisen [4], George Zatsepin y Vadem Kuzmin [5] indicaron que los rayos cósmicos de alta energía pueden interactuar con la radiación cósmica de fondo. Esta interacción degrada la energía del rayo cósmico, por lo tanto partículas que viajan distancias mayores a $\sim$ 100 Mpc no pueden tener energías superiores a 5.10^{19} eV (energía conocida como GZK cut-off).

En los mismos años en que Penzias y Wilson detectaban por primera vez la radiación cósmica de fondo en Nuevo Mexico (Estados Unidos) el Observatorio de Volcano Ranch registró un evento con una energía de aproximadamente 10^{20} eV [6] despertándose un gran interés por tratarse del evento más energético registrado hasta ese momento.

Desde el evento de Volcano Ranch hasta nuestros días una decena de eventos con energías similares han sido detectados por diversos laboratorios como Yakutsk (Rusia), Haverah Park (Reino Unido), AGASA (Japón), etc. Los dos eventos más energéticos fueron registrados en la década del '90 uno con una una energía de 3.2×10^{20} eV [7] en Utah (Estados Unidos) con posterioridad otro evento de 2×10^{20} eV [8] en Akeno (Japón).

En la Figura 1.1 se presenta el espectro de energía de los rayos cósmicos. El mismo sigue una ley de potencias y pueden observarse sus dos caracteristicas principales denominadas *knee* y *ankle*. Se encuentran ubicadas en la zona de energía correspondiente a $\sim 10^{15}$ eV y $\sim 10^{19}$ eV respectivamente y son dos zonas de inflexión en el espectro de la ley de potencia. En la zona del "knee", el indice espectral se incrementa mientras que en la zona del "ankle" disminuye nuevamente.

La tasa de arribo para eventos de 10^{19} eV es alrededor de 0.5 partícula km^{-2} steradian^{-1} año mientras que para 10^{20} eV decrece aproximadamente en 2 órdenes de magnitud. Estas exiguas tasas de arribo obligan al diseño y construcción de observatorios que cubran áreas extremadamente grandes, lo que determina utilizar tecnologías con base en tierra en vez de satélites. Los observatorios actuales que abarcan un área de hasta $\sim$ 100 km^2 se encuentran limitados en el número de eventos que pueden colectar en la crucial región de energía superior a 10^{19} eV.

Mientras que existen pocos datos en esa zona de energía, un análisis de los eventos disponibles hasta el momento abre una nueva serie de interrogantes. Un estudio realizado

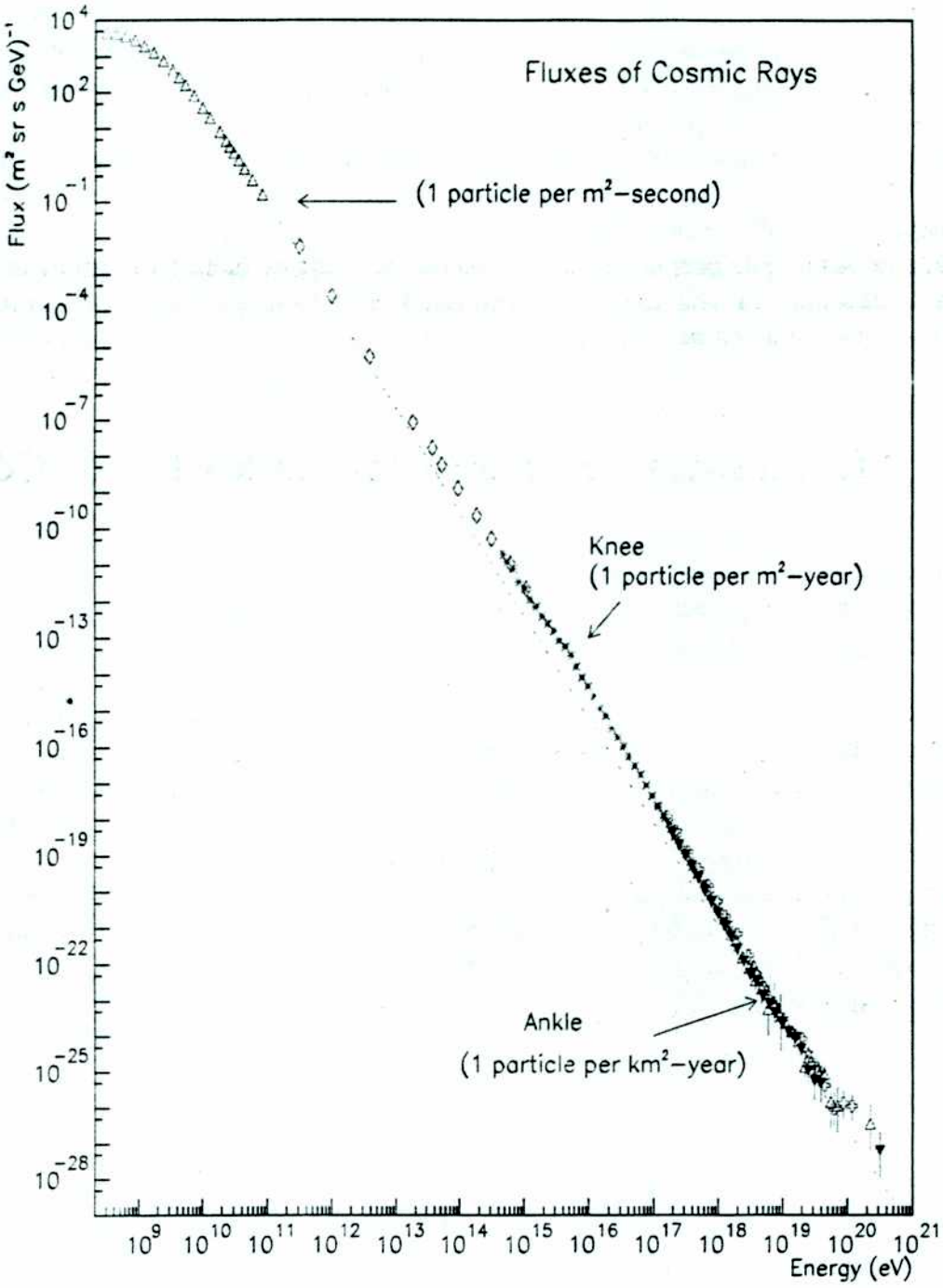


Figura 1.1: Compilación de mediciones del espectro de rayos cósmicos. A fines comparativos se muestra una ley de potencias E^{-3} en línea de puntos y algunos valores de flujo integral. Extraído de [9].

do sobre un subconjunto de los datos disponibles[10] resalta que si bien se han observado 13 eventos con energías superiores a 10^{20} eV [11] , una simple extrapolación del espectro (obtenido a menores energías) predice que se deberían haber observado más de 20 eventos. Existiendo también la sugerencia de una disminución en la potencia del espectro alrededor de 10^{19} eV, estas observaciones indican la posibilidad de interesantes estructuras en el espectro de rayos cósmicos. ¿Se tratará de una evidencia del GZK cut-off? Por otra parte, no existen dudas de la existencia de varios eventos con energías mayores a 10^{20} eV que deben necesariamente haber sido originados relativamente cerca. ¿Cuáles son sus fuentes?

Mucho del trabajo teórico reciente ha sido estimulado por la observación de estos eventos. Ninguna de las teorías propuestas hasta la fecha es capaz de incluir y reproducir las observaciones de una manera totalmente satisfactoria. Los datos disponibles implican interrogantes de gran importancia en nuestro entendimiento de la astrofísica y la cosmología.

1.2 Mecanismos de aceleración de los Rayos Cósmicos

Los procesos de aceleración en el contexto astrofísico habitualmente ocurren cuando partículas individuales reciben energía cinética de objetos macroscópicos asociados generalmente a ondas de choque o fenómenos de turbulencia dentro de un plasma.

En el año 1949, Fermi[2] desarrolló un modelo donde las partículas pueden alcanzar elevadas energías mediante repetidos encuentros con nubes de gas magnetizado. Este proceso, conocido como *Aceleración de Fermi* es a menudo citado como aceleración por difusión considerando que la energía alcanzada por las partículas proviene de dispersiones sucesivas dentro de una zona con un campo magnético exisistiendo la chance de que la partícula escape de la región permanentemente. Fermi demostró que en promedio el intercambio de energía entre una partícula y una nube de gas magnetizado es positivo y es proporcional a la energía de la partícula $\Delta E = \alpha E$. Luego de n colisiones una particula con energía inicial E_0 habrá alcanzado una energía

$$E_k = E_0(1+\alpha)^n \tag{1.1}$$

Llamando P_{esc} a la probabilidad de escape de la región de confinamiento y por lo tanto de no ser más acelerado, entonces la probabilidad de permanecer en la región de aceleración luego de n encuentros es $(1-P_{esc})^n$. Por lo tanto, la cantidad de partículas aceleradas a energías más grandes que E es

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1-P_{esc})^m = \frac{(1-P_{esc})^n}{P_{esc}} \tag{1.2}$$

Sustituyendo la Ecuación 1.1 en la Ecuación 1.2 se obtiene

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} \tag{1.3}$$

en donde

$$\gamma = \ln\left(\frac{1}{1 - P_{esc}}\right) / \ln(1 + \alpha) \tag{1.4}$$

Como puede verse la aceleración de Fermi conduce naturalmente a un espectro que sigue una ley de potencias en acuerdo con el espectro medido experimentalmente (Véase Figura 1.1). Quizá aún más importante que el acuerdo entre el modelo propuesto y los datos experimentales es el hecho de que los procesos de aceleración de Fermi han sido observados, aunque a menor energía, en la heliósfera solar. Existen datos satelitales [12] de la aceleración de protones hasta $\sim$ 10-100 KeV por medio de colisiones con el viento solar.

En este modelo la máxima energía posible que una partícula puede adquirir depende del tiempo que esta permanece confinada en la región de aceleración. En algunos casos la región de aceleración posee un tiempo de vida limitado, como es el caso de las ondas de choque de una supernova que se disipan luego de unos 1000 años. Esto limita la máxima energía posible de alcanzar por una partícula.

Pero aún en el caso de que la región de aceleración posea una vida muy prolongada, el escape de la partícula de la región de confinamiento limita la máxima energía alcanzable. El escape normalmente es debido a que con el incremento de la energía de la partícula crece su radio de Larmor, siendo cada vez más dificil confinar magnéticamente la partícula dentro de la región de aceleración, produciendo su escape y acotando de esa manera su energía máxima.

El modelo de Fermi de aceleración por ondas de choque permite estimar la máxima energía adquirida por una partícula de carga Ze como en un campo magnético B como

$$E_{max} \sim \beta c \times Ze \times B \times L \tag{1.5}$$

donde L es el tamaño característico de la región de aceleración, y βc es la velocidad de la onda de choque ($\beta \approx 0.01$ para las ondas de choque de las supernovas, aunque puede llegar hasta $\sim$ 1-3 [13] en ciertos casos). La ecuación anterior establece que el radio de la órbita de la partícula que está siendo acelerada debe estar contenido dentro de la región aceleradora, tal como ocurre en los aceleradores terrestres.

La Figura 1.2 muestra la posición en el plano B-L de potenciales regiones aceleradoras. Los objetos por debajo de la diagonal no pueden acelerar partículas hasta 10^{20} eV mediante procesos de difusión. La línea de puntos y la continua corresponden respectivamente a núcleos de hierro y protones, ambos con $\beta = 1$ como un extremo poco realista. La parte superior de la región punteada corresponde a un valor más realista para $\beta = 1/300$. Solamente unos pocos objetos caen en regiones del plano B-L que podrían permitir dotar a las

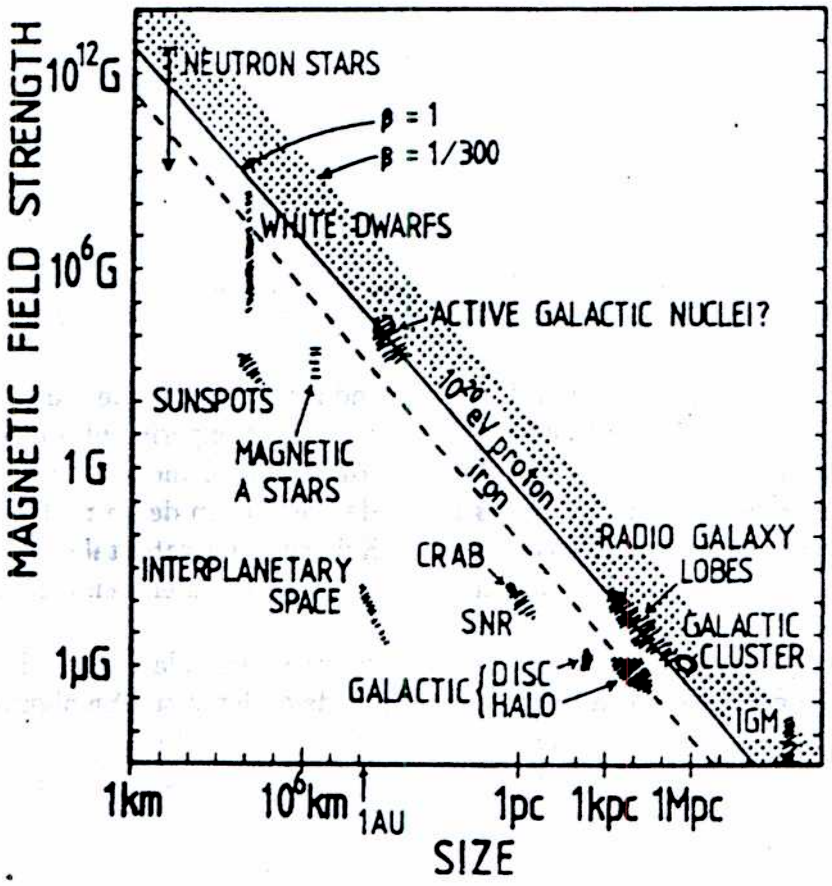


Figura 1.2: Tamaños e intensidad magnética de las regiones de aceleración. Objetos por debajo de la diagonal no son capaces de acelerar partículas a 10^{10} eV por medio de ondas de choque. Extraído de [9].

partículas con una energía mayor a 10^{20} eV. Sólo objetos con escalas asociadas a galaxias tienen tamaños y campos magnéticos adecuados para ser considerados regiones posibles de aceleración.

Con la Ecuación 1.5 se obtiene un límite para la energía máxima que puede adquirida por una partícula individual en la onda de choque producida por la explosión de una supernova como $E_{max} \approx Z \times 10^{13}$ eV. Sin embargo, suponiendo que la supernova estalle en una zona donde se encuentra presente la onda de choque remanente de una supernova anterior [1], sería posible alcanzar energías de 10^{20} eV.

1.3 Propagación de los Rayos Cósmicos

Al viajar a través del espacio los rayos cósmicos están sujetos a interacciones con el medio y además sus trayectorias pueden ser alteradas por los campos magnéticos. Como consecuencia de ello el espectro de energía y las direcciones de arribo observadas en la Tierra pueden diferir de las condiciones originales en las fuentes.

Suponiendo que se trate de una partícula cargada (los rayos gama serán comentados más adelante) un rayo cósmico de carga $Z\,e$ en un campo magnético B (medido en μGauss) posee un radio de Larmor (en kpc) dado por:

$$R_{kpc} \approx \frac{E_{18}}{Z\,B} \tag{1.6}$$

donde E_{18} es la energía del rayo cósmico medido en unidades de 10^{18} eV. Teniendo en cuenta que el disco de la Vía Láctea es mucho más delgado que 1 kpc y los campos magnéticos galácticos son del orden de ~ 2 μGauss, si todos los rayos cósmicos se originan en fuentes ubicadas en el disco, deberían indicar una tendencia a provenir del plano galáctico, al menos a altas energías. A energías menores de $\sim 10^{18}$ eV el campo magnético galáctico remueve eficientemente toda correlación entre la fuente y la dirección de arribo (en la Tierra) del rayo cósmico.

A energías mayores de $\sim 10^{19}$ eV, actualmente no existe evidencia con suficiente significancia estadística para confirmar sin lugar a dudas que las direcciones de arribo se agrupan a lo largo del plano galáctico. Por lo tanto, es posible suponer que las partículas con energías mayores a 10^{19} eV son de origen extragaláctico.

Si esto fuera cierto, los rayos cósmicos detectados en la Tierra (para ese rango de energías) deben haber permanecido por un largo período de tiempo viajando a través del espacio intergaláctico y haber sufrido alguna interacción con el medio que altere su energía o composición química [13]. Por ejemplo, los nucleones interactúan con los fotones de 2.7 °K produciendo piones y degradando su energía en el proceso. Interacciones posteriores siguen disminuyendo su energía hasta que ésta cae por debajo del GZK-cut off. Por su parte, los núcleos atómicos sufren procesos de fotodesintegración en el fondo de micro-ondas perdiendo $\sim$ 3-4 nucleones por Mpc recorrido cuando su energía es superior a $\sim 10^{19}$ eV [16]. Finalmente, los rayos gama también interactúan con el fondo de radiación (microondas, IR, ondas de radio) produciendo pares electrón-positrón y por lo tanto estos efectos limitan su propagación [15].

Como consecuencia de estos procesos existen límites a la distancia que pueden recorrer los rayos cósmicos cargados desde su origen, no importa cuán elevada sea su energía inicial, como puede verse en la Figura 1-3. Esta figura muestra como la energía de un protón se degrada por fotoproducción de piones en el fondo de microondas de 2.7°K. El GZK cut-off se hace evidente, ya que el flujo de protones observados con energías mayores a 10^{20} eV, independientemente de su energía inicial, se ve fuertemente reducido a distancias mayores de 100 Mpc.

Por lo tanto, las partículas con energías mayores a 10^{20} eV deben provenir de fuentes ubicadas a distancias relativamente cortas. Debido a que los campos magnéticos intergalácticos son estimados en valores menores a 1 nGauss [17] la trayectoria de la partícula sólo es débilmente deflectada (típicamente del orden de 2°). Por lo tanto, sería posible conocer su fuente simplemente observando que objetos se hallan posicionados sobre la esfera celeste en las cercanías de su dirección de arribo.

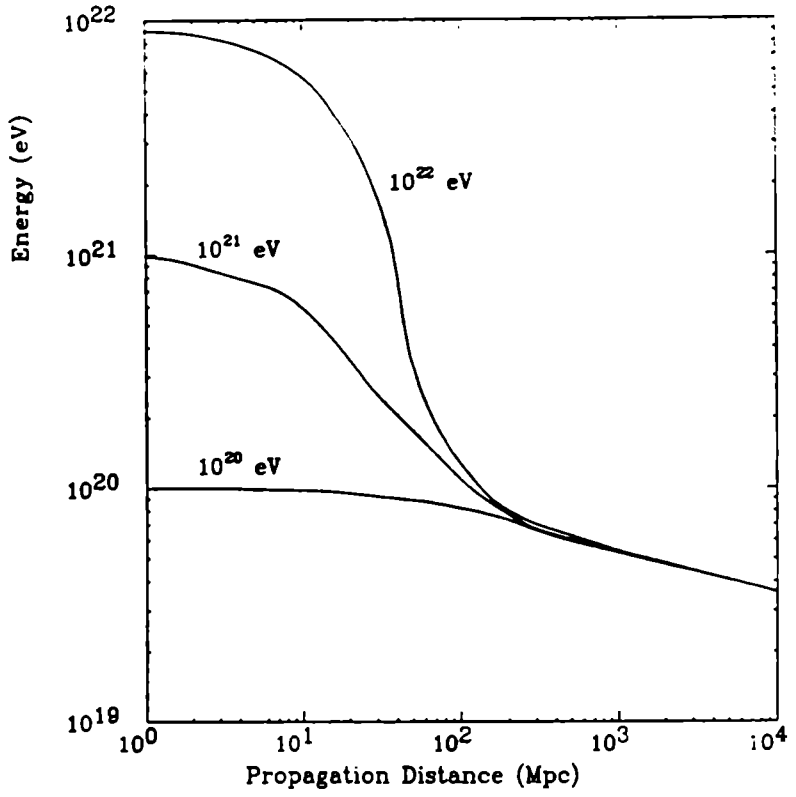


Figura 1.3: Pérdida de energía de un protón debido a interacciones con la radiación cósmica de fondo para varias energías iniciales. Extraído de [9].

Por otra parte, los rayos gama no son deflectados por los campos magnéticos durante su propagación. Sin embargo y de manera análoga a la fotoproducción de piones por interacción del rayo cósmico cargado con fotones del fondo de microonadas, los rayos gama pueden generar un par electrón-positrón mediante interacciones con fotones provenientes de diversos fondos (IR, microondas, radio, etc).

El proceso de producción de pares tiene una energía umbral ($2m_ec^2$ en el sistema de centro de masa) y su sección eficaz es máxima cerca de la energía umbral. Dada la energía típica de los fotones IR su efecto es relevante para rayos gama con energías menores a $\sim 10^{14}$ eV. Entre $\sim 10^{14}$ eV y $\sim 10^{19}$ eV, la interacción de los rayos gama con fotones del fondo de microondas es dominante, mientras que para energías mayores a $\sim 10^{19}$ eV, el fondo de ondas de radio es el relevante para este rango de energías. Dadas las densidades (fotón/cm^{-3}) de los diversos fondos (medidos utilizando instrumentos instalados a bordo de satélites tales como el IRAS COBE, etc.) es posible obtener la longitud de atenuación de los rayos gama en los mismos.

La Figura 1.4 resume las longitudes de atenuación por diversos procesos para rayos cósmicos cargados y rayos gama. Se puede notar que los rayos gama en el rango de energía de $\sim 10^{15}$ eV son fuertemente atenuados, por lo que sus fuentes deben hallarse, aproximadamente, dentro de la región ocupada por la Vía Láctea. Por otra parte, las partículas cargadas empiezan a ser atenuadas a energías mayores ($\sim 10^{19}$ eV) y sus longitudes de atenuación típicas son menores a los 100 Mpc.

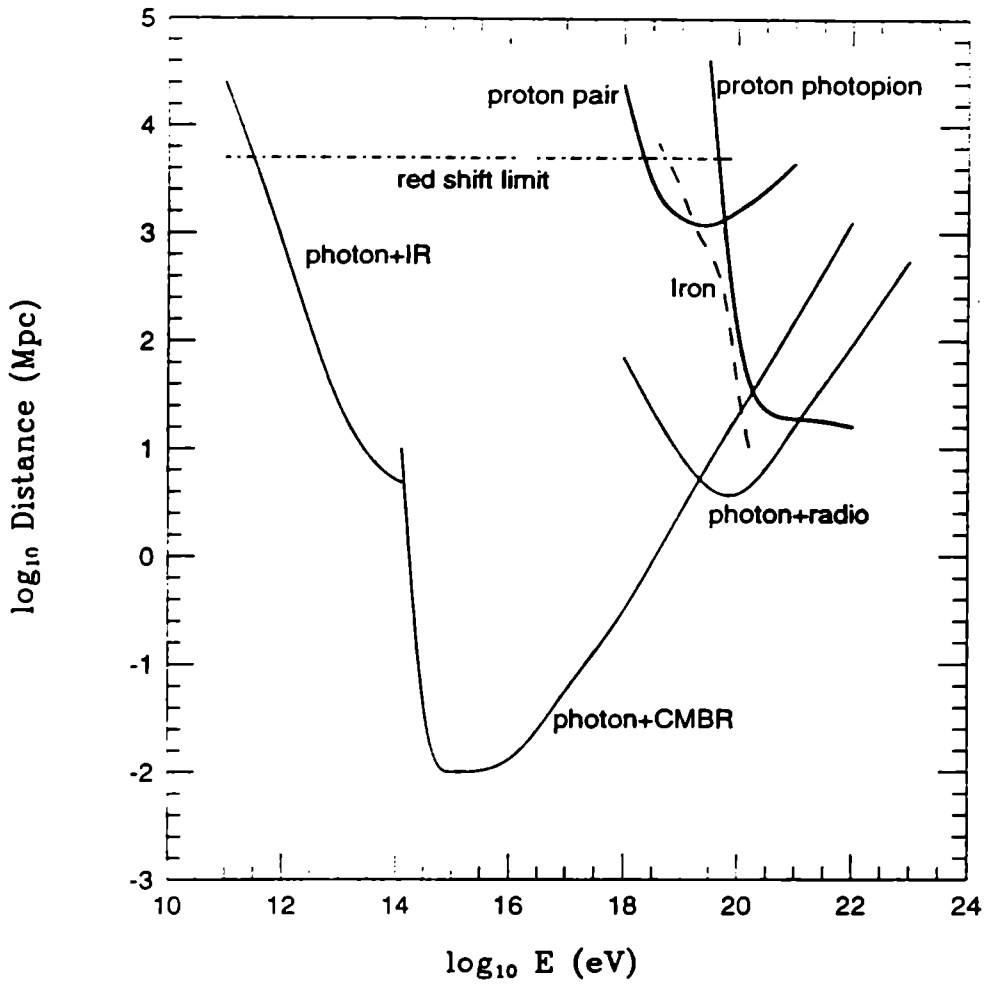


Figura 1.4: Longitud de atenuación de fotones, protones y núcleos de hierro en diversas radiaciones de fondo. Las curvas de fotones muestran los procesos de producción de pares en los respectivos fondos de radiación. Las curvas de protones consideran interacciones con el fondo de microondas desglosando los efectos de producción de pares y fotoproducción de piones. La curva de guiones muestra la atenuación de núcleos de hierro en el fondo de microondas. Extraído de [9].

1.4 Observación de los Rayos Cósmicos de mayor energía

La observación de radiación cósmica a energías mayores a ~ 1 PeV resulta dificultosa debido a su reducido flujo. Su tasa es tan pequeña que eventos individuales no son eficientemente colectados por experimentos basados en aviones o globos de gran altura, por lo que se opta por métodos que siguen el trabajo pionero de Pierre Auger.

La disponibilidad de centelladores de grandes dimensiones, al finalizar la década del '40, permitió realizar una serie de avances en el campo experimental. Fue alcanzada una comprensión más profunda de las EAS y se logró la capacidad de medir tanto el tamaño de la cascada como su dirección de arribo.

La detección periódica de eventos con energías del orden de 1 Joule ($\sim 6.10^{18}$ eV) fu consecuencia del primer observatorio gigante de EAS, liderado por Linsley en Volcano Ranc [18] a finales de la década del '50. Es conocido que el flujo de rayos cósmicos a esas energía es de ~ 1 km^{-2} sr^{-1} año^{-1}. Con una tasa de eventos tan baja, es claro que se necesita un área de colección muy grande (mucho mayor a 10 km^2) para tener un muestreo significativo de eventos. Sin embargo resulta poco práctico y altamente costoso instrumentar totalmente un área de semejantes dimensiones.

La solución adoptada fue cubrir de una forma más o menos uniforme un área grande con un reducido número de detectores, cada uno con un área de unos pocos metros cuadrados. Por ejemplo, en Volcano Ranch se disponía de 19 detectores de centelleo, cada uno de 3.3 m^2 separados 884 metros entre ellos, distribuidos en un arreglo de forma hexagonal. Cada una de las 19 estaciones detectoras registraba el tiempo de arribo de las partículas secundarias de una EAS, así como la densidad de partículas atravesando la estación.

Las partículas que componen la EAS viajan en un delgado disco que se mueve, esencialmente a la velocidad de la luz conservando la direccionalidad del rayo cósmico primario que inició la cascada. Los tiempos de arribo relativos a cada estación permiten la reconstrucción de la dirección con una incerteza de unos pocos grados.

Otros observatorios han sido construidos utilizando detectores de centelleo, en Yakutsk (Rusia), Akeno (Japon) y Narrabi (Australia). En el Reino Unido se construyó un observatorio cuyos detectores eran tanques de efecto Čerenkov en agua.

Un método totalmente distinto de detección de una EAS se basa en registrar la luz de fluorescencia producida a través de interacciones de las partículas cargadas de una cascada con las moléculas de nitrógeno de la atmósfera. La luz se produce principalmente en la banda de 300-400 nm y si bien la intensidad de luz es reducida (~ 4 fotones emitidos por metro de trayectoria de un electrón) un detector (HiRes) se encuentra operativo basado en este método, en Utah (Estados Unidos). En este detector la luz sólo puede ser detectada sobre el nivel de fondo durante las noches oscuras sin luna, ya que la misma impide las observaciones debido a la sensibilidad del detector. Este consiste en dos conjuntos de telescopios separados entre sí por 3.3 km y las cámaras sensibles de ambos sistemas poseen un total de 134 fotomultiplicadores entre ambas.

La cantidad limitada de datos disponibles con energías mayores a 5.10^{19} eV han hecho difícil de responder la pregunta de la existencia o no de eventos que superen el GZK cut-off. Los tempranos eventos registrados por los observatorios de Volcano Ranch[19] y Haverah Park [20] con energías del orden de 10^{20} eV han sido recientemente apoyados por datos de otros grupos.

En 1990, el grupo de Yakutsk registró un evento con una energía de ese orden[21] aunque debido a su elevado ángulo cenital (~ 60 °) resulta considerablemente difícil determinar energía del rayo cósmico primario con buena precisión. Sin embargo no quedan dudas de que se está en presencia de una EAS originada por un rayo cósmico con energía muy elevada (en el orden de 10^{20} eV).

1993, el telescopio de fluorescencia instalado en Utah (Fly's Eye) registró un evento con una energía de $3.2.10^{20}$ eV [7]. Este es el evento con mayor energía registrado hasta el momento (Julio de 2001). Si bien existen algunas incertezas respecto a la energía del evento debido a problemas de origen geométrico (el evento fue registrado solamente por uno de los dos conjuntos de telescopios) aún en el caso más desfavorable la asignación de energía para ese evento es mayor a 10^{20} eV.

En 1994, el grupo de AGASA, Akeno (Japón), registró un claro evento con una energía de $\sim 2.10^{20}$ eV. Esta EAS impactó en una zona del observatorio en que fue posible registrar densidades de partículas de hasta ~ 25000 m^{-2}. Este evento posee claramente una energía que excede el GZK cut-off, aún teniendo en cuenta las incertezas experimentales.

Las energías asignadas a estos eventos, aún se encuentran sujetas a errores sistemáticos tales como la influencia de la naturaleza química de la partícula que originó la EAS. Sin embargo, el buen acuerdo de los flujos de rayos cósmicos a energías tan extremas según cuatro observatorios diferentes (Haverah Park, Utah, AGASA y Yakutsk) y que utilizan diferentes métodos para la detección definitivamente confirma la existencia de rayos cósmicos con mayor energía que el "GZK cut-off". Lo que todavía no queda establecido es la naturaleza química, la forma del espectro a esas energías y la identificación de la fuente de energía que permite la existencia de rayos cósmicos más allá del "GZK cut-off".

1.5 El Proyecto Pierre Auger

Para resolver el misterio de los rayos cósmicos de energía ultraelevada la Colaboración Internacional del Proyecto Pierre Auger decidió, a principios de 1995, la construcción de un observatorio gigante que consistirá en un arreglo de detectores que permitirán medir en un tiempo "razonable", numerosas lluvias atmosféricas extensas provenientes de los rayos cósmicos de energía ultraelevada.

Se ha decidido que el observatorio tendrá dos componentes, una boreal y otra septentrional a fin de estudiar posibles anisotropías y la República Argentina ha sido seleccionada como sede de la componente austral del observatorio.

Como ya se ha mencionado la tasa de arribo de los rayos cósmicos decrece rápidamente con su energía. Para energías de 10^{20} eV es de 1 por kilómetro cuadrado por siglo por sterradián. Por este motivo se tiene previsto que cada observatorio cubra un área de 3000 km^2 con una apertura de 2 a 3 sterradianes lo cual permitiría registrar unos 120 a 180 eventos por año entre ambos hemisferios.

Para la detección de EAS, el Observatorio del Proyecto Pierre Auger ha sido diseñado como un sistema "híbrido", es decir, contará con detectores de fluorescencia y de superficie que registrarán las partículas secundarias de una EAS. Durante las oscuras noches de luna nueva, esta luz de fluorescencia será colectada y concentrada mediante espejos enfocados en fotomultiplicadores. La cantidad total de luz emitida depende del número de partículas

secundarias y por ende de la energía de la partícula primaria. El tiempo de arribo de los fotones a los fotomultiplicadores permite determinar la dirección del rayo cósmico y además el perfil longitudinal de la lluvia permite inferir que tipo de partícula (masa) era el rayo cósmico primario.

Los detectores de fluorescencia permiten observar con gran detalle las lluvias atmosféricas extensas. El rayo cósmico de mayor energía registrado hasta el momento precisamente fue observado por un sistema de fluorescencia. Sin embargo estos detectores presentan una gran desventaja dada por su bajo ciclo de actividad. Solamente pueden medir en las noches sin luna y sin nubes lo que significa que el detector de fluorescencia sólo puede operar el 10 % del tiempo, aproximadamente.

Para poder tener una mayor estadística de las lluvias atmosféricas extensas debe recurrirse a otros sistemas de detección que sean independientes de las condiciones climatológicas o de la hora del día. La alternativa se presenta mediante la detección del arribo de las partículas secundarias a la superficie terrestre. Los métodos habituales de observación consisten en un arreglo de detectores que pueden ser detectores de centelleo o detectores de Efecto Čerenkov en agua (WCD). La dirección de arribo, la energía y el tipo de partícula primaria pueden determinarse a partir de la densidad de partículas incidentes y el tiempo de llegada de las mismas en cada detector. Típicamente estos arreglos de detectores consisten en numerosas estaciones que se disponen sobre grandes extensiones de terreno. Por ejemplo el detector de AGASA en Japón, que es el más grande en la actualidad, ocupa 100 km^2.

Como se mencionó anteriormente, cada componente del Observatorio Pierre Auger cubrirá un área de 3000 km^2. Como no es posible construir un detector con un área tan grande, la solución adoptada se limita a tomar una muestra de la lluvia de partículas sobre el área mencionada disponiendo de aproximadamente 1600 detectores de 10 m^2 en un arreglo triangular de kilómetro y medio de lado.

Estos detectores serán tanques de agua, herméticamente cerrados, con fotomultiplicadores ubicados en la parte superior del mismo para colectar la luz producida por Efecto Čerenkov emitida por la masa de agua al ser atravesada por las partículas secundarias de una EAS. Los detectores serán autónomos, alimentados por energía solar y cada uno se comunicará con los detectores vecinos por medio de señales de radio. De esa manera la información será retransmitida por los detectores hasta llegar a la estación central donde se la almacenará para su posterior análisis.

El Proyecto Pierre Auger podrá dar solución a varios interrogantes sobre los rayos cósmicos de energía ultraelevada tales como sus fuentes de origen, su composición química y los procesos por los cuales son acelerados. Actualmente existen varias teorías que intentan explicar los procesos de aceleración, por ejemplo: aceleración gradual en radio galaxias, fuentes exóticas tales como decaimientos de defectos topológicos o aceleración por procesos catastróficos. Cada una de las distintas teorías predicen patrones en la dirección de arribo de los rayos cósmicos que podrán ser medidos con el Observatorio del Proyecto Pierre Auger.

Por otra parte, el estudio de los rayos cósmicos de energía ultraelevada permitiría obtener información sobre la intensidad y estructura del campo magnético intergaláctico, debido

a que la distribución angular de las direcciones de arribo respecto de las fuentes de origen, permite inferir información sobre el campo magnético. Esta información resulta de particular interés en los estudios sobre la propagación de los rayos cósmicos por el medio intergaláctico.

Capítulo 2

Características de una EAS

2.1 Componente muónica y electromagnética de una EAS

Una EAS es una cascada (o lluvia) de partículas iniciada por la interacción de un rayo cósmico de energía elevada con una molécula en la alta atmósfera. Si el rayo cósmico primario es un nucleón o un núcleo atómico, la cascada se inicia con una interacción hadrónica, si fuera un rayo gama, con una interacción electromagnética. El número de hadrones presentes (componente hadrónica de la EAS) en la cascada se incrementa a través de subsecuentes generaciones debido a las interacciones de las partículas. Debe mencionarse que la componente hadrónica se restringe a las zonas cercanas al eje principal de la cascada.

En cada generación alrededor de un 30% de la energía es transferida a los piones neutrales, quienes en su rápido decaimiento originan la componente electromagnética de una EAS. (Véase la Figura 2.1). Finalmente, la cascada electromagnética disipa un 90% de la energía del primario en forma de ionización [9]. El resto de la energía es transportada por muones y neutrinos provenientes del decamiento de los piones cargados.

La energía disipada por la componente electromagnética y por lo tanto el número total de partículas electromagnéticas de baja energía de la lluvia es prácticamente proporcional a la energía de la EAS. Sin embargo, el número de muones crece más lentamente con la energía, principalmente debido a que es más favorable la transferencia de energía de las interacciones hadrónicas hacia los canales electromagnéticos. Este efecto es importante para distinguir EAS iniciadas por núcleos pesados de aquellas iniciadas por núcleos livianos. Mediante simulaciones[22] se predice que el número de muones crece con la energía del primario como $E^{0.85}$. Como consecuencia, considerando un núcleo de número atómico A como un grupo de nucleones cada uno con una energía E/A (esta aproximación es justificada ya que la energía de ligadura de cualquier núcleo es despreciable frente a la energías típicas de los rayos cósmicos en análisis), el número de muones en una EAS iniciada por un núcleo se relaciona con el número de muones presentes en una cascada iniciada por un protón (ambas

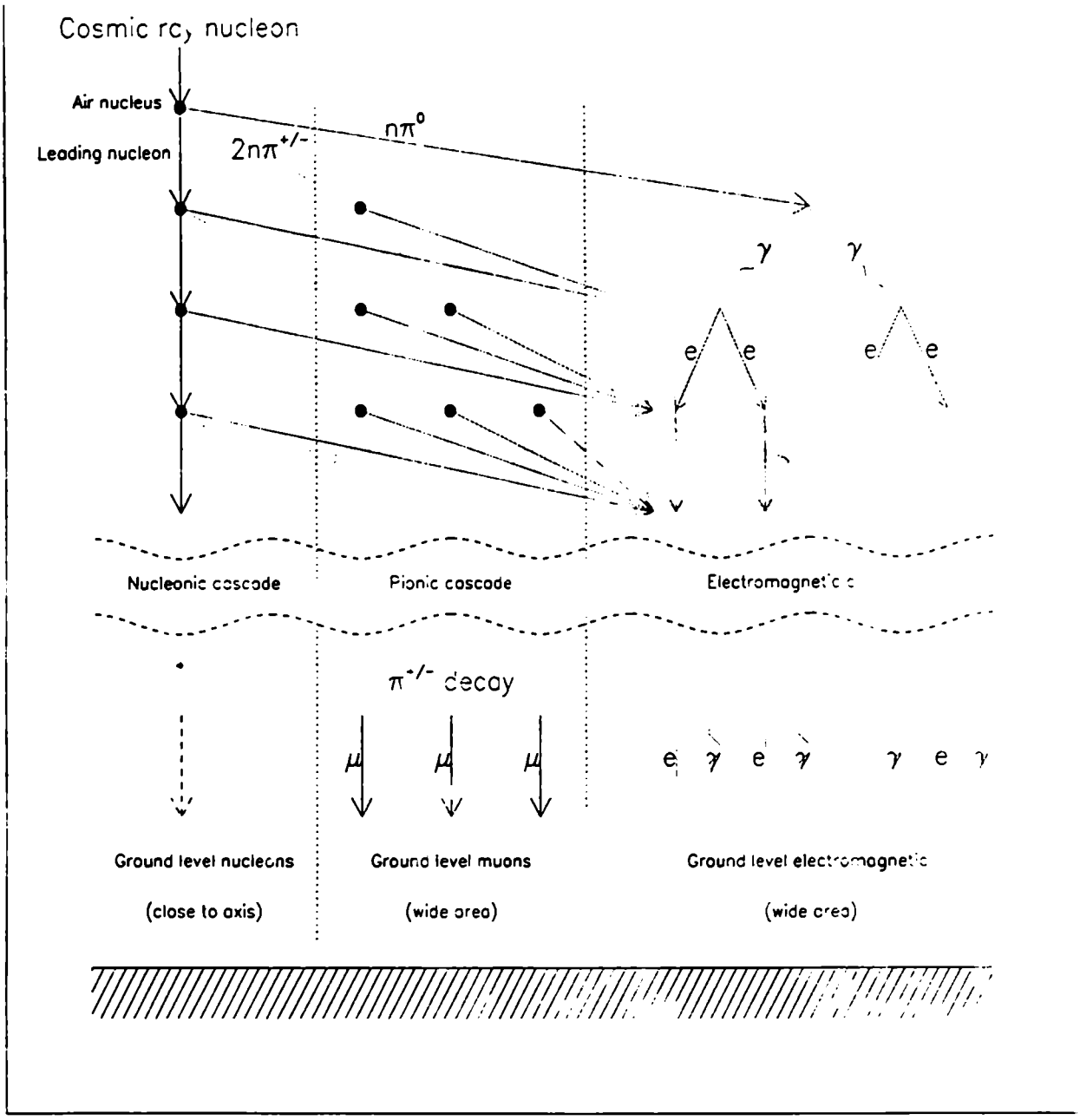


Figura 2.1: Diagrama esquemático de una cascada de partículas. Se asume que el rayo cósmico primario es un nucléon y la cascada subsiguiente se divide en tres caterogías: la componente hadrónica, la cascada piónica (que genera los muones) y la componente electromagnética que es producida por los piones neutrales. Extraído de [9]

EAS con la misma energía total) mediante

$$N_\mu^{(A)} = A^{0.15} N_\mu^{(p)} \tag{2.1}$$

Por lo tanto, una EAS iniciada por un núcleo de hierro (A=56) tendrá $\sim$ 80% más muones que una EAS iniciada por un protón de la misma energía.

2.2 Estructura espacial de una cascada de partículas

Una EAS es un extenso y delgado disco de partículas moviéndose a la velocidad de la luz a través de la atmósfera. Estas partículas ionizan y excitan las moléculas de nitrógeno presentes en la atmósfera produciendo emisión de fotones en la región del ultravioleta cercano y el visible, principalmente en la banda de 300 nm a 450 nm. Desde una cierta distancia, el detector de fluorescencia observa a la cascada como un punto de luz cuya dirección de movimiento es a lo largo del *eje principal*. La intensidad de luz proveniente de cada punto del eje principal, corregida por efectos geométricos y atmosféricos, indica el desarrollo longitudinal de la cascada y la integral del mismo es proporcional a la energía depositada en la atmósfera.

La posición en la atmósfera en que la EAS alcanza su mayor número de partículas es llamada *profundidad de máximo* o X_{max} . Este parámetro de la cascada depende tanto de la energía total como de la masa del primario. A energía constante, una EAS iniciada por un núcleo pesado se desarrolla más rápido que una cascada iniciada por un protón. Esto se debe parcialmente a que un núcleo pesado posee una sección eficaz mayor, por lo tanto, tiende a interactuar más prontamente que un protón. Sin embargo, más importante es el hecho que un núcleo pesado se comporta como la superposición de sus nucleones constituyentes, cada uno con una fracción de la energía total. Por lo tanto, la cascada iniciada por un núcleo pesado puede ser considerada como la superposición de varias cascadas iniciadas por protones de menor energía y por consiguiente debe alcanzar su X_{max} más rápidamente.

Las partículas que forman la cascada se dispersan del eje principal de la EAS debido en parte a scattering Coulombiano múltiple y también como consecuencia del momento trasversal en interacciones y decaimientos. Las partículas forman un disco perpendicular al eje principal cuyo tamaño crece a medida que la EAS se desarrolla y que puede alcanzar varios centenares de metros o incluso algunos kilómetros, al llegar al nivel del suelo dependiendo de la energía del primario, el ángulo cenital y la altura del terreno sobre el nivel del mar.

La mayor densidad de partículas se encuentra concentrada alrededor del eje principal disminuyendo rápidamente al alejarse del eje. Lejos de la región central de la EAS y restringiéndose a ángulos cenitales menores a $\sim 45^{\circ}$ la distribución de partículas presenta simetría axial. Este es un hecho experimentalmente comprobado sobre un amplio rango de energías. La densidad de partículas decrece rápidamente al incrementarse la distancia al eje principal. Es habitual caracterizar la distribución lateral observada de partículas de una EAS al nivel del suelo por la *función de distribución lateral* o por sus siglas en inglés **LDF**.

En la zona cercana al eje principal los electrones de baja energía y los fotones son varios órdenes de magnitud más abundantes que los muones. Sin embargo éstos poseen una función de distribución lateral más plana que la componente electromagnética de la EAS, por lo

que a distancias lejanas del eje principal, sus densidades empiezan a ser compar
grandes distancias la cantidad de energía transportada por la componente hadróni
a la electromagnética, ya que la energía media por partícula es del orden de ~ 1 GeV
de la componente electromagnética es sólo de ~ 10 MeV. También debe destacarse que
las zonas lejanas, la componente electromagnética de la EAS se encuentra dominada por l
rayos gama.

2.3 Estructura temporal del frente de una EAS

Las partículas se dispersan desde la región cercana al eje principal a lo largo del desarrollo d
una EAS. La zona central del eje actúa efectivamente como una fuente puntual desde la cua
tanto los fotones de fluorescencia como las partículas secundarias realizan su viaje hacia los
detectores ya sea de fluorescencia o superficie. El plano tangente al frente de una EAS en e
eje principal es denominado *plano de la EAS*. El frente de una EAS es ligeramente curvado,
por lo tanto, las partículas lejanas al eje principal se encuentran por detrás del plano de la
EAS.

Lejos del eje principal el valor de la dispersión temporal en el tiempo medio de arribo
las partículas es un indicador de la distancia al mismo. Bajo ciertas condiciones una EAS
distante y de elevada energía y una EAS cercana energía más reducida podrían depositar
cantidades similares de partículas en un detector, aproximadamente. En este caso, la
persión temporal en el tiempo de arribo de las mismas permitiría distinguir entre ambos
casos.

Los muones tienden a ir por delante de la componente electromagnética de la cascada
ya que sufren mucho menos scattering y por lo tanto tienen caminos más directos hacia el
nivel del suelo. Esta importante caracteristica de las EAS permite distinguir las iniciadas
por núcleos pesados de las iniciadas por núcleos livianos, mediante la determinación del
time o tiempo de crecida. Este método se basa en que las cascadas iniciadas por núcle
pesados, más ricas en muones que las iniciadas por núcleos livianos, presentan un frente c
mayor densidad (por su mayor abundancia de muones) que las debidas a protones

2.4 Determinación de los parámetros de una EAS

2.4.1 Eje principal y dirección de una EAS

La *reconstrucción geométrica* de una cascada es un procedimiento importante para la
terminación del eje principal y la localización del centro de masa de la cascada a nivel
suelo (denominado *core*). La dirección de una EAS coincide con la dirección del rayo cósmi
primario que la originó por conservación del impulso lineal. Si tres estaciones de superfi
registran la cascada, la dirección de la misma puede ser obtenida encontrando un único fren

plano de la EAS que ajuste la posición y el tiempo de disparo de los detectores. Cuando se disparan más de tres estaciones se utiliza el método de cuadrados mínimos para encontrar el frente plano que mejor ajuste a los tiempos relativos de disparo.

Se puede obtener un valor inicial para la posición del core a partir del cálculo del "centro de gravedad" utilizando como valores para la ponderación la densidad de partículas en cada estación. Complementariamente, puede utilizarse la simetría axial que caracteriza la EAS para localizar aproximadamente el punto del impacto del core. Con este valor estimado de la posición del core, es posible obtener los valores iniciales de la distancia de cada estación al punto de impacto del centro de masa de la EAS (llamdo en adelante punto de impacto o "core"). Estos valores iniciales de distancia, junto con la densidad de partículas registradas en cada estación, son utilizados para realizar un ajuste mediante la función de distribución lateral y de este modo se obtiene un valor más preciso del punto de impacto.

Si varias estaciones han sido impactadas por la EAS y disponiendo de una buena reconstrucción del punto de impacto, es posible iterar los tiempos de disparo a fin de estudiar la curvatura del frente de la cascada. Este proceso permite a su vez realizar una iteración sobre la dirección del eje principal y así mejorar la reconstrucción de la dirección del rayo cósmico.

Se puede lograr una reconstrucción más precisa si la cascada es también registrada por el detector de fluorescencia. La dirección del eje principal de la cascada dentro del plano detector-cascada es determinada mediante los tiempos relativos de disparo, tanto de las estaciones de superficie así como del punto de luz de fluorescencia a medida que se mueve a través de la cámara de PMTs de los telescopios.

2.4.2 Energía de una EAS

La cascada de partículas ionizantes revela su paso a través de la atmósfera mediante la fluorescencia del nitrógeno. La cantidad de luz producida en cada profundidad atmosférica es proporcional al *tamaño local de la cascada*, es decir, al número de partículas cargadas. Mediante la medición de la intensidad de luz producida a distintas profundidades atmosféricas, el detector de fluorescencia determina el *perfil de desarrollo longitudinal* de una EAS, $N_e(X)$. La profundidad atmosférica, X, es medida en unidades de g/cm^2 a lo largo del eje principal.

A medida que la cascada se desarrolla, la energía inicial es dividida entre más y más partículas. La energía promedio de ellas, a medida que nuevas generaciones de partículas son producidas, se reduce a un nivel en que la tasa de pérdida de de partículas ionizantes por pérdidas radiativas se hace mayor que la tasa de producción de nuevas partículas y fotones, ya sea por producción de pares, bremsstrahlung, efecto Compton, etc. Por lo tanto, la cascada alcanza un tamaño máximo, N_{max}, a una cierta profundidad atmosférica, X_{max}, y a partir de esa profundidad el tamaño de la cascada disminuye.

La integral del perfil de desarrollo longitudinal (Ecuación 2.2) es una determinación calorimétrica de la energía total transportada por la componente electromagnética de la EAS. Este valor de energía es un umbral mínimo para la asignación de energía total al rayo

cósmico primario. La cantidad de energía transportada por muones y neutrinos dep desarrollo de la cascada y está sujeta a fluctuaciones. Para EAS iniciadas por pro energía transportada por partículas no registradas por el detector de fluorescencia es aproximadamente un 5 %, mientras que para una EAS iniciada por un núcleo de hier ese valor se encuentra alrededor de un 15 %[23]. En un evento que sea medido tanto p un sistema de fluorescencia como por un sistema de detectores de superficie, la cantidad energía no transportada por la componente electromagnética, puede extraerse de la densid de muones medida por los detectores de superficie.

$$E_{em} = 2.2MeV/(g/cm^2) \times \int N_e(X)dX$$

Por otra parte, tradicionalmente los sistemas de superficie han basado su método d determinación de energía mediante la determinación de un parámetro (a partir de los dato experimentales), el cual es correlacionado con la energía total de un rayo cósmico, a través d simulaciones numéricas. Este parámetro puede ser el número total de partículas alcanzand el nivel del suelo (Volcano Ranch), la densidad de ellas a una cierta distancia del co (Haverah Park, AGASA) o el espesor del frente de la cascada [24].

El método tradicionalmente más aceptado es el que utiliza la densidad de partícula más estrictamente, la densidad superficial de energía depositada por ellas a una distanc fija del punto de impacto. En el caso del experimento de Haverah Park, era la energ depositada en tanques de agua, mientras que para AGASA se usa la energía depositada e centelladores plásticos. En ambos casos se utilizó la energía depositada a una distancia de 60 metros del punto de impacto. Estos estimadores han sido ampliamente estudiados [25][2 y se ha mostrado que las variaciones de los modelos físicos de desarrollo de las cascad o de composición de los rayos cósmicos primarios afectan la determinación de energía só débilmente. Las incertezas típicas de los sistemas de detectores de superficie se encuentra alrededor del 20% (esto incluye aproximadamente un 10% debido a fluctuaciones físicas un 10% de incerteza de reconstrucción).

2.4.3 Masa del rayo cósmico primario

La cantidad de muones presentes en una EAS es un buen indicador de la masa cósmico primario. El modelo de superposición para los núcleos pesados puede ser utiliza para explicar el motivo por el cual una cascada iniciada por un núcleo de hierro produ más muones que una EAS iniciada por un protón. La energía se divide entre los muo ones, entonces se requieren menos generaciones de partículas para distribuir la energía de componente hadrónica en piones cargados de baja energía que preponderantemente decaimientos antes que interacciones. Esto implica que es transferida menos energía a cascada electromagnética, lo que lleva a una mayor cantidad relativa de piones cargados por lo tanto muones) que una cascada iniciada por un protón de la misma energía.

Como fue mencionado anteriormente, la cantidad de muones presentes en una casca crece como $E^{0.85}$. Esta pequeña desviación de la linealidad se debe a que al incrementarse

energía, se hace necesaria una mayor cantidad de generaciones para reducir suficientemente la energía promedio de los piones hasta un rango en que la probabilidad de decaimiento sea competitiva con la probabilidad de sufrir interacciones hadrónicas. Considerando una cascada iniciada por un núcleo como la superposición de A cascadas, cada una con una energía A/E, encontramos que el número total de muones presentes en esa cascada con respecto a una iniciada por un protón se comporta según la Ecuación 2.1

El mismo modelo de superposición también explica el motivo por el cual el desarrollo longitudinal de una cascada iniciada por un núcleo pesado alcanza su máximo desarrollo (X_{max}) más rápidamente que una iniciada por un protón. Esto podría llevar a pensar que la medición del X_{max} y del contenido muónico de una cascada resultan redundantes. Si bien ambos parámetros se encuentran relacionados, ciertos factores debilitan la correlación entre ambos. Por ejemplo: en las primeras interacciones las fluctuaciones en el número de piones cargados respecto de los neutrales tienen un mayor impacto en la cantidad de muones presentes en la cascada que en el desarrollo longitudinal de la misma.

Otro indicador de la composición química del rayo cósmico primario es el llamado *tiempo de crecida* de la señal obtenida en un detector de superficie. Generalmente el tiempo de crecida se define como el intervalo de tiempo entre el arribo del 10% y el 50% (o el 90%) de la señal integrada en cada estación. Al igual que el contenido muónico y el X_{max} , la correlación entre la masa del primario y el tiempo de crecida puede interpretarse a partir del desarrollo de una EAS. Desarrollos tempranos de la cascada (debidos al hecho de haber sido iniciada por núcleos pesados) implican distancias aproximadamente similares a ser recorridas por las partículas hasta llegar a las estaciones detectoras. Esta similitud en la distancia, conlleva a que las partículas lleguen agrupadas más estrechamente en el tiempo. Este efecto es incrementado por una mayor fracción de muones, ya que estos sufren menos dispersiones y arriban antes, en promedio, que las partículas electromagnéticas.

Por otra parte las EAS iniciadas por rayos gama poseen una característica distintiva (la escasez de muones) frente a EAS iniciadas por hadrones. Esto se debe a que no es frecuente la producción de piones cargados en las interacciones electromagnéticas. Pero más importante aún, para energías mayores a 10^{19} eV, el efecto LPM [27] reduce la sección eficaz de interacción electromagnética produciéndose su desarrollo longitudinal a una mayor profundidad atmosférica, esperándose entonces grandes fluctuaciones en la posición del X_{max}

Por lo tanto, estos tres parámetros (X_{max}, tiempo de crecida y contenido muónico) son utilizados en conjunto para determinar la composición másica de los rayos cósmicos primar-

Capítulo 3

El método de detección por fluorescencia atmosférica

3.1 Evolución histórica de la detección por fluorescencia atmosférica

La cascada de partículas secundarias asociadas con un rayo cósmico disipa una fracción significativa de la energía del primario a través de ionización y excitación de las moléculas del aire. Entre los primeros en comprender que la fluorescencia del nitrógeno atmosférico podía ser utilizada para la detección de EAS se encuentran Chudakov en la antigua Unión Soviética y Suga en Japón [28]. En ese momento (principios de la década del '60) el mecanismo del proceso de emisión por fluorescencia era comprendido y además, ya era conocido que el espectro de emisión del nitrógeno atmosférico posee una banda de longitudes de onda apropiadas para la transmisión a través de la atmósfera y su detección con fotomultiplicadores.

Para un detector de fluorescencia, una EAS aparece como un veloz punto de luz ultravioleta describiendo una trayectoria a través del fondo nocturno de luz proveniente de las estrellas y de origen humano. El desplazamiento angular del punto, depende tanto de la distancia como de la orientación del eje de la cascada. El brillo aparente de la fuente de luz en cada punto de su desplazamiento se relaciona con la cantidad de partículas cargadas presente en la cascada, pero se ve afectado por la dispersión atmosférica. La tarea del detector óptico es la de extraer esta débil y veloz señal luminosa de la luz de fondo, determinar el eje principal de la EAS a partir de la apariencia de la trayectoria angular del punto de luz y del tiempo de arribo de la luz como función de la posición angular y por último, de inferir el desarrollo de la cascada, a partir de la intensidad de luz (corregida por efectos atmosféricos) proveniente de cada punto de la trayectoria.

Greissen y Bunner desarrollaron significativamente la técnica de fluorescencia mediante detalladas mediciones de la dependencia con la presión y la temperatura de la fluorescencia del nitrógeno. Greissen y su grupo construyeron el primer detector de fluorescencia uti-

lizando lentes de Fresnel como concentradores de luz [30]. Lamentablemente, de la electrónica asociada, así como del clima en el lugar del observatorio dificu funcionamiento del detector, no permitiendo que ninguna EAS sea observada de incuestionable.

El primer sistema de fluorescencia exitoso fue construido en 1976 (Fly's Eye). Este sistem basado en espejos como concentradores de luz, fue montado observando la misma zona que detector de Volcano Ranch. El éxito del sistema fue comprobado por la detección simultáne de EAS mediante el sistema de fluorescencia y el detector de superficie [28].

La luz de fluorescencia es emitida isotrópicamente. Esto permite a los detectores obse var lateralmente el desarrollo de una cascada a varios kilómetros de distancia, es decir, es posible realizar un seguimiento del desarrollo longitudinal de la EAS. Esto provee una medi ción calorimétrica de la energía y una estimación de la composición química a través de profundidad a que ocurre el máximo de la cascada (X_{max}).

La eficiencia de producción de la luz de fluorescencia es muy baja, aproximadamente fotones por metro de trayectoria de un electrón. Sin embargo, el gran número de partícula presentes en una EAS hace que esta fuente de energía alcance niveles registrables con sistema suficientemente sensibles.

Estos detectores sólo pueden ser operados en noches oscuras, sin nubes y sin luna de otra forma la luz dispersada por éstas pueden dañar los delicados sistemas de (fotomultiplicadores) o incluso superar el nivel de luz de fluorescencia emitido por una EA impidiendo su detección. Estas restricciones atmosféricas limitan el ciclo activo del de fluorescencia a tan solo un 10% del tiempo total.

Solamente para dar una idea de cuán exigua es la luz total emitida por una cascad atmosférica, ésta puede ser considerada como proveniente de una lámpara de 25 W situad a 8 km de distancia, que solo está encendida durante unas pocas millonésimas de segund [31].

Para la operación de un detector como el descripto, el monitoreo del estado de la atmósfe es crucial. Mientras que la absorción atmosférica en la banda de emisión del nitrógeno reducida, la dispersión (debida a aerosoles o dispersión de Rayleigh) es relevante. S go, es necesario un conocimiento preciso del valor de la longitud de atenuación atmosféri para la determinación de la energía de una EAS. Debido a la atenuación exponencial de luz al atravesar la atmósfera, la incerteza relativa en la intensidad de la cascada N proporcional a la distancia entre la EAS y el detector multiplicada por la incerteza relativ en la longitud de atenuación atmosférica. Estos factores hacen que el monitoreo del estad atmosférico sea de vital importancia en el funcionamiento del detector de fluorescencia y tan to la longitud de atenuación atmosférica como el perfil densitométrico de aerosoles presente en la atmósfera deben ser monitoreados durante todo el tiempo de operación del sistema

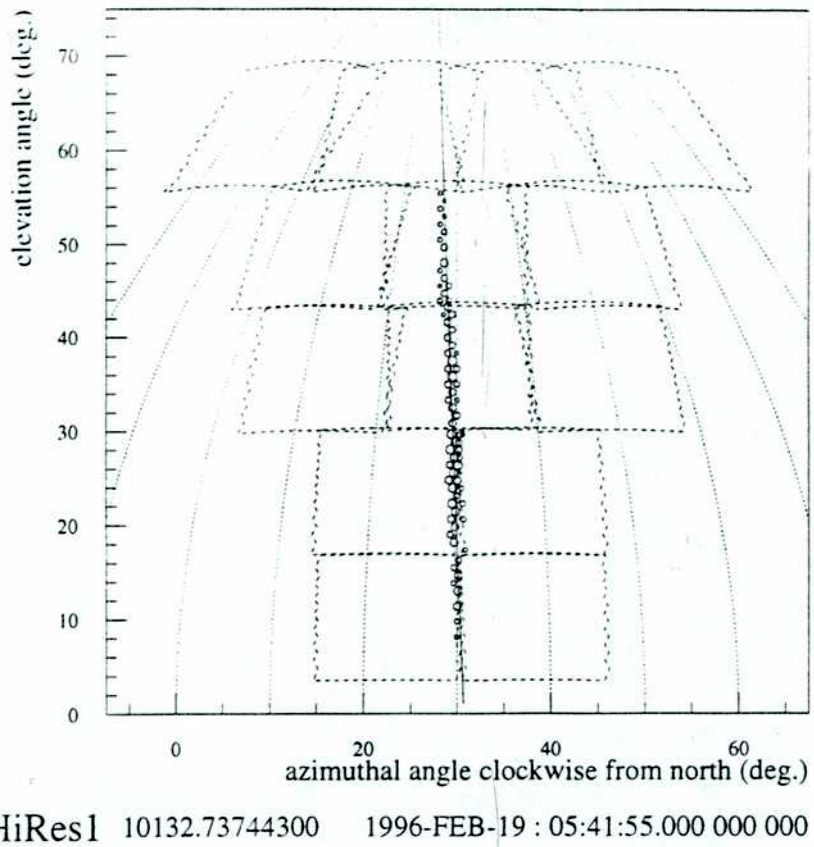


Figura 3.1: Imagen de una cascada de partículas medida con el prototipo del experimento HiRes. El campo de visión de cada espejo se encuentra proyectado contra el cielo nocturno. Cada círculo representa un fotomultiplicador disparado por la cascada y el tamaño del círculo es proporcional a la intensidad de luz registrada por el fotomultiplicador. Extraído de [9].

3.2 Fluorescencia del nitrógeno atmosférico

Una fracción de la energía perdida por las partículas cargadas en la atmósfera es empleada para la excitación de moléculas de N_2 y para la producción de iones de N_2^+. Esta excitación resulta en fluorescencia si la molécula no es desexcitada por otros mecanismos, como colisiones con otras moléculas. Varias bandas de emisión del nitrógeno se encuentran en el rango entre 300 nm y 400 nm. Aproximadamente 80% de la intensidad emitida se encuentra en este rango, con las tres bandas más intensas centradas en 337 nm, 357 nm y 391 nm. La fluorescencia producida por otras moléculas atmosféricas en ese rango, es prácticamente despreciable. En particular, las moléculas de oxígeno en lugar de emitir luz de fluorescencia tienen mayor probabilidad de desexcitarse por colisiones con el nitrógeno, reduciendo el rendimiento de fluorescencia del mismo en un 20% en comparación con el valor que se obtendría en una atmósfera de nitrógeno puro.

La luz de fluorescencia es emitida isotrópicamente con una intensidad proporcional al número de partículas cargadas. El número de fotones de fluorescencia (N_γ) producidos por N_c partículas cargadas que atraviesan una distancia dl es expresada por

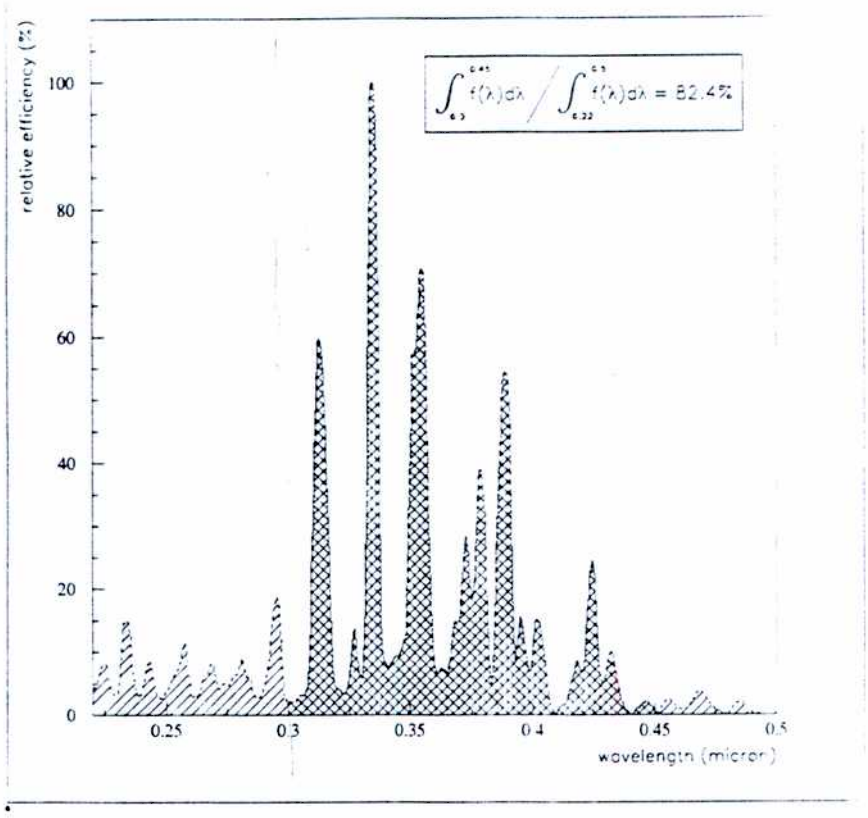


Figura 3.2: Espectro de emisión por fluorescencia de las bandas 2P del N_2 y la 1N del ion N_2^+. Aproximadamente el 80% de la luz es emitido entre 300 y 450 nm. Extraído de [9].

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = N_f N_e \tag{3.1}$$

donde N_f es el rendimiento de fluorescencia en fotones/(partícula cargada × metro). Estrictamente, N_e es el número total de partículas cargadas presentes en una EAS, pero en la práctica se utiliza solamente el número de electrones y positrones presentes, ya que su número es tan elevado que resulta dominante al considerar la totalidad de partículas cargadas en la cascada.

Por otra parte N_f es prácticamente constante en el rango de observación. A medida que la presión y temperatura de la atmósfera son incrementadas, la excitación del nitrógeno molecular es facilitada. Pero también lo es la probabilidad de desexcitación por efecto de la colisión con moléculas de oxígeno. Ambos procesos se equilibran de manera tal que la variación de N_f con la altura es muy pequeña. También ha sido estudiada la dependencia con la energía de la partícula cargada, encontrándose que el rendimiento es de 3.5 fotones/metro para un electrón con una energía de 1.4 MeV y 5.2 fotones/metro a 1 GeV, sin llegar a duplicarse en 3 décadas de energía. Este resultado es de una gran importancia, ya que permite relacionar la cantidad de fotones de fluorescencia emitidos por una EAS con la cantidad de partículas presentes en la misma, independientemente de su energía.

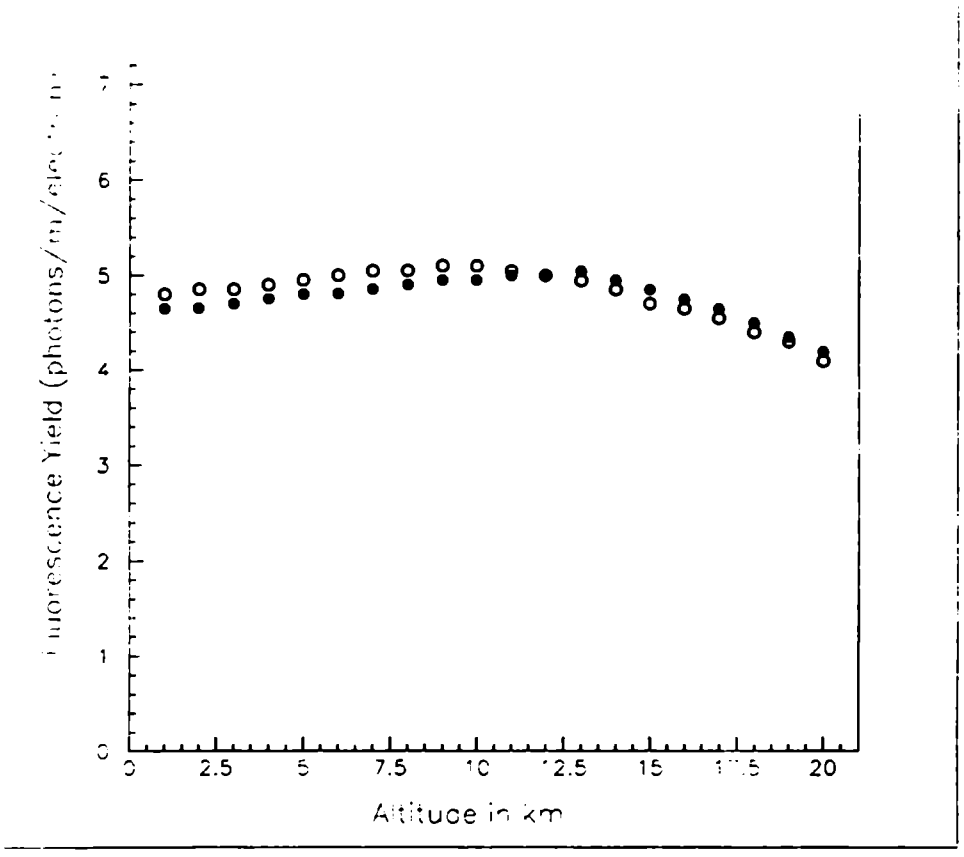


Figura 3.3: Rendimiento de fluorescencia del aire en función de la altura (obtenida utilizando el Modelo Standard de Linsley). Los círculos llenos corresponden a la atmósfera standard invernal, mientras que los vacíos a la de verano. Extraído de [9].

La estabilidad del rendimiento de fluorescencia con la altura o la energía de la partícula cargada, facilita enormemente el uso de esta técnica, en la cual el número de partículas a una determinada profundidad atmosférica es estimado a través de la cantidad de luz de fluorescencia observada.

3.3 El diseño del telescopio de fluorescencia

Cada uno de los observatorios del Proyecto Pierre Auger, contará con un sistema de fluorescencia que cubrirá la misma zona que el detector de superficie, para así realizar mediciones "híbridas", es decir, registradas tanto con el detector de fluorescencia como con el de superficie y poder realizar comparaciones y correcciones mutuas entre ambos sistemas.

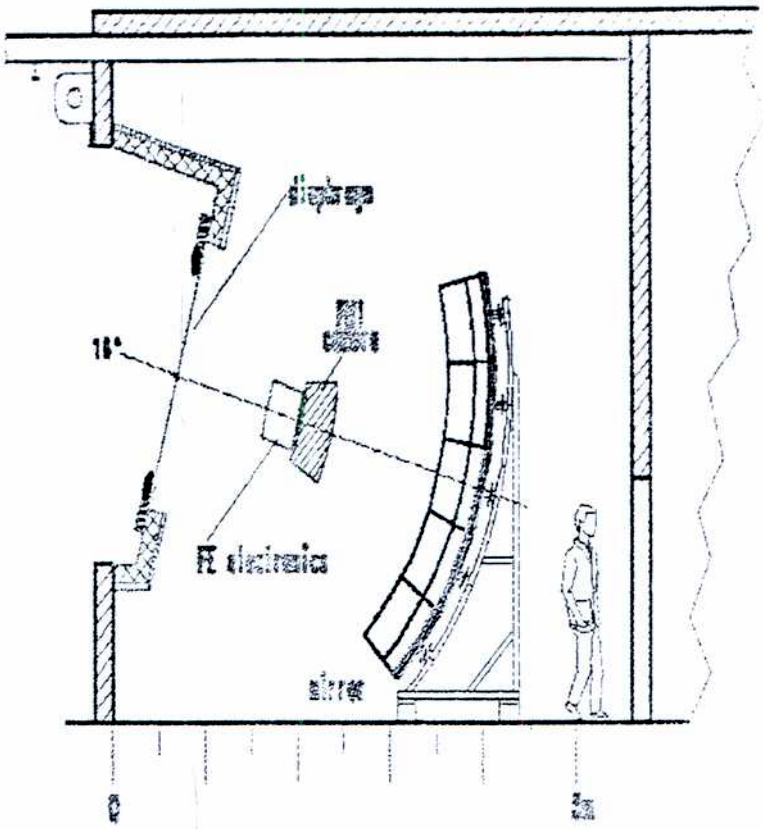


Figura 3.4: Esquema del telescopio de Fluorescencia

3.3.1 Diseño Standard. Optica de Schmidt

La apertura y sensibilidad de los telescopios fue establecida de modo tal que cubra la misma zona que el arreglo de detectores de superficie. Para lograr ese fin, se ha decidido la construcción de 4 edificios separados entre sí por una distancia de unos 20 a 25 km. Cada edificio albergará el número telescopios necesario para cubrir 180° o 360° en azimuth según que el edificio se encuentre en la periferia o en el centro del área cubierta por el detector de superficie. Cada conjunto de telescopios cubrirá un rango de elevación que cubrirá desde los 2° hasta los 30° , medidos desde la horizontal. Esto es adecuado para la detección de los perfiles longitudinales de EAS que caigan lo suficientemente alejados del telescopio como para que la luz de fluorescencia no se vea dominada por la luz Čerenkov, producida por la misma EAS.

Los telescopios de fluorescencia consisten en espejos que concentran la luz proveniente de una EAS sobre una cámara o arreglo de fotomultiplicadores ubicados en su foco, con cada fotomultiplicador cubriendo una zona de aproximadamente 1.5° por 1.5° (denominado *pixel*).

Cada espejo cubrirá un campo de visión de 30° × 30°, y estará compuesto por 49 segmentos formando en conjunto un casquete de espejo esférico con un radio de curvatura de 3.4 m y un área de 13.4 m^2. Dado que para un espejo esférico reflector un campo de visión

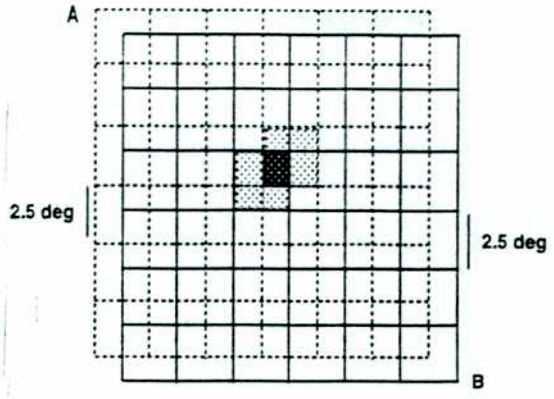


Figura 3.5: Esquema del sistema de espejos duales. El campo de visión de cada espejo se encuentra desplazado 1.25° tanto en elevación como en azimut. La señal puede ser localizada con una resolución de 1.25° mediante la intersección (en coincidencia temporal) de un pixel del espejo A y otro del espejo B. Extraído de [9].

tan amplio conlleva una aberración por coma no aceptable, la solución propuesta (por A. Cordero [32]) es la de utilizar un diafragma (óptica de Schmidt) (veáse Figura 3.4), que reduce la zona de colección de luz a un rango de ± 15°, restringiendo la aberración óptica antes mencionada, a un punto imagen de tan sólo 0.5°. Filtros ultravioleta ubicados en la entrada del diafragma (con un diámetro de 1.7 m) reducirán la cantidad de fotones de fondo que llegan a los fotomultiplicadores, permitiendo además trabajar con los telescopios en un ambiente cerrado, controlando la atmósfera (temperatura, humedad, polvo, etc) del ambiente donde se encuentren los espejos, los fotomultiplicadores y su electrónica asociada.

3.3.2 Diseño Alternativo. Espejos Duales

Un diseño alternativo propuesto para el telescopio de fluorescencia es el denominado de espejos duales. En esta propuesta, en vez de tener un solo telescopio observando una región del cielo, hay dos telescopios observando, prácticamente el mismo campo. Sus campos de visión se encuentran ligeramente desplazados tanto en azimut como en elevación. Cada fotomultiplicador observa un área de 2.5 ° en el espejo, siendo el desplazamiento entre los campos de visión de ambos telescopios de 1.25° tanto en azimut como en elevación. En la Figura 3.5 se muestra la visión superpuesta de ambos telescopios. Una EAS, será vista en cada espejo con una precisión de 2.5 °, pero con el sistema compuesto de dos espejos, la coincidencia de dos fotomultiplicadores (pertenecientes a distintos telescopios) permite la determinación de la posición de la cada punto de la EAS con una precisión de 1.25 °.

Este sistema permite incrementar la resolución angular del sistema, reduciendo la cantidad de fotomultiplicadores utilizados (considerando ambos telescopios) comparada con la cantidad necesaria para tener la misma resolución con un solo espejo. Otra de las ventajas de este diseño es que el punto imagen al atravesar la cámara de fotomultiplicadores, se encuentra prácticamente siempre contenido en el campo de visión de al menos un fotomultiplicador. En comparación, en los sistemas de un solo telescopio, el punto imagen, al

moverse desde un fotomultiplicador al siguiente, es registrado con menor eficiencia dido) debido al espacio muerto existente necesariamente entre uno y otro fotocátodo. ventaja es la reducción del ruido electrónico presente en el sistema, ya que el requ coincidencia entre fotomultiplicadores elimina eficientemente la mayor parte del mismo. es último punto será tratado en más detalle en la siguiente sección). La desventaja más obv es la necesidad de un segundo espejo, con los problemas de costo, construcción mecánic alineación, calibración, etc. que el segundo telescopio conlleva.

Aunque el sistema de espejos duales es una interesante posibilidad para el diseño de los telescopios de fluorescencia, al momento de presentar este informe (Julio de 2001) se ha decidido que los telescopios a construir sean de espejo simple con óptica de Schimdt, por simplicidad y costo.

Factor de rechazo de luz de fondo nocturna en el sistema de espejos duales

El diseño de espejos duales presenta entre algunas de sus ventajas, la posibilidad de redu considerablemente el ruido térmico presente en cada pixel (formado por la superposicio de 2 PMTs) ya que las señales de ruido en PMTs independientes no están temporalmen correlacionadas entre sí y por lo tanto el requisito de coincidencia remueve eficientemen una gran proporción de aquellos disparos o alertas del sistema, debidos a fluctuaciones d ruido de cada fotomultiplicador.

Sin embargo, todavia queda otra fuente de luz de fondo que tiene su origen en particul aisladas, por ejemplo, muones relativistas produciendo luz Čerenkov en la atmósfera o fotone de fluorescencia producidos por EAS de baja energía (en comparación con las buscadas p el Observatorio Pierre Auger) que se produzcan cerca de los telescopios. Dependiendo factores geométricos -orientación, distancia, etc- estos fenómenos serían capaces de genera una cantidad de luz suficiente para producir un disparo o condición de alerta, aún con empleo de espejos duales, ya que varios fotones impactarían a más de un fotomultiplicado y en este caso, por tratarse de fotones con correlación temporal, el requisito de coinciden no sería capaz de remover eficientemente los falsos disparos. Por lo tanto resulta necesar determinar experimentalmente cuál sería el factor de rechazo del sistema de espejos dua a tales fuentes de ruido de fondo.

A tal fin se realizó una campaña al Complejo Astronómico "El Leoncito" en donde se encuentra instalado un arreglo de telescopios Čerenkov para astronomía de rayos gam operados conjuntamente entre el CONICET y la Colaboración Whipple.

El sistema consiste en 3 telescopios ubicados en los vértices de un triángulo de 20 metros de lado, en la provincia de San Juan, a 31.8° S y 69.2° W y a una altura de 2550 m s.n.m Cada telescopio tiene un diámetro de 150 cm y una distancia focal de 63 cm. En el foc del espejo se ubica un fotomultiplicador de 50 mm de diámetro, cuyo campo de vision se l reducido a 2° mediante el uso de un diafragma. Sobre la ventana de entrada del PMT, dispuso un filtro UV (similar a los utilizados en el experimento HiRes) a fin de reduci contaje individual de cada fotomultiplicador.

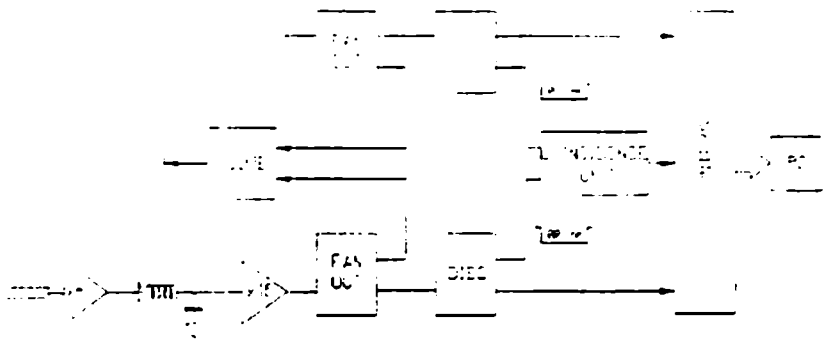


Figura 3.6: Diagrama de bloques del circuito empleado en la determinación del factor de rechazo de luz nocturna mediante espejos duales. Extraído de [29].

Para la realización de este experimento, fueron utilizados solamente 2 espejos (representando 1 pixel del sistema dual) y fueron orientados hacia la misma zona del cielo, en dirección Sur con una elevación de 22.5° (donde existe una baja densidad de estrellas).

señal proveniente de ambos fotomultiplicadores fue amplificada y filtrada utilizando alternativamente dos filtros pasivos pasabajos, denominados F_{250} y F_{900}, cuyas inversas de las frecuencias de corte eran de $\sim$ 250 ns y $\sim$ 900 ns. respectivamente. Estos filtros se encuentran frecuentemente en los sistemas de fluorescencia para reducir el contaje debido a partículas aisladas que produzcan luz Čerenkov y disparen los pixeles individualmente. La señal a la salida de los filtros fue aplicada a discriminadores, cuyos umbrales fueron ajustados para tener un contaje a la salida de aproximadamente 200 Hz y la salida de los discriminadores (100 ns de ancho) se envió a una unidad de coincidencia, con un tiempo de resolución de 90 ns. La señal generada por la unidad de coincidencia, así como la de los discriminadores correspondientes a cada telescopio, fueron registradas mediante contadores para determinar la tasa de contaje en cada uno de ellos (emulación del pixel individual) y de la coincidencia (emulación del espejo dual).

Las tasas de contaje registradas fueron promediadas minuto a minuto, siendo su error estadístico menor que $\sim$ 5%. Las coincidencias casuales fueron estimadas usando la expresión usual $2\tau R_1 R_2$, siendo τ el tiempo de resolución de la unidad de coincidencia (90 ns) y R_i la tasa de contaje individual de cada fotomultiplicador. Los resultados obtenidos se presentan en la Tabla 3.1.

	Contaje Individual [Hz]		Coincidencias [Hz]	
Filtro	Canal 1	Canal 2	Medidas	Casuales
F_{250}	180	190	$2\ 10^{-2}$	$6\ 10^{-3}$
F_{900}	250	225	$4\ 10^{-2}$	$10\ 10^{-3}$

Tabla 3.1: Tasa de contaje y coincidencias para el sistema de espejos duales y espejos individuales

Se pudo observar en nuestras mediciones que el contaje del sistema de espejos dual (coincidencias medidas) es aproximadamente un factor 10^{-4} respecto del de espejos individuales (canales 1 y 2), reduciendo efectivamente el nivel de fondo. Sin embargo, la cantidad de coincidencia registradas, es superior a las casuales esperadas en un factor ~ 4.

A fin de descartar posibles errores, la cantidad de coincidencias casuales fue medida directamente. Bajo condiciones standard, uno de los telescopios fue desalineado deliberadamente en 5° y se registraron las tasas de contaje durante 19 minutos. El número de coincidencias casuales esperadas bajo esas condiciones era de 11±3 y fueron registradas 12. A fin de confirmar que los pulsos provenientes de los fotomultiplicadores correspondieran a fotones y no a un efecto electrónico, las ventanas de entrada de los PMT fueron cubiertas y se registraron datos durante 30 minutos. La tasa de contaje individual se redujo de $\sim$ 200 Hz a $\sim$ 1 Hz y no se registraron eventos en coincidencia.

Por lo tanto, fue posible cuantificar experimentalmente el exceso esperado en las coincidencias del sistema dual respecto de las coincidencias casuales. La relación observada es aproximadamente un factor ~ 4. Estas señales de fondo con correlación temporal pueden ser debidas a ciertas fuentes de luz correlacionadas temporalmente, posiblemente partículas aisladas, o cascadas atmosféricas de baja energía producidas cerca de los telescopios. Este resultado experimental resultó ser de extremado valor en el momento del diseño y evaluación del sistema alternativo de espejos duales frente al diseño propuesto para los telescopios fluorescencia, inclinándose finalmente la decisión hacia un diseño de telescopio Schmidt.

3.4 Sistemas de monitoreo atmosférico

A fin de caracterizar la atmósfera en la zona en donde se está construyendo la componente austral del observatorio Pierre Auger se decidió la instalación de un sistema semi-automático de monitoreo atmosférico basado en lámparas dicroicas y sensores CCDs. Este sistema fue empleado para una determinación de la calidad de la atmósfera en la zona propuesta, ubicada en el sur de la provincia de Mendoza, a fin confirmar o de descartar su capacidad como sitio para la instalación del Observatorio Pierre Auger. Paralelamente a este sencillo sistema de monitoreo atmosférico se ha estado desarrollando en convenio con el Jožef Stefan Institute el Nova Goriča Politechnic de la República de Eslovenia, un sistema basado en la de luz laser retrodispersada por los aerosoles y vapores presentes en la atmósfera. sistemas serán descriptos en las siguientes secciones.

3.4.1 Sistema de lámparas dicroicas para monitoreo atmosférico

Sin la presencia de aerosoles en la atmósfera y en base a la sección eficaz de absorción y dispersión de las moléculas gaseosas presentes en el aire, la longitud de atenuación atmosférica es calculable a partir de parámetros termodinámicos tales como la presión y la temperatura. Pero el contenido de aerosoles presentes en el aire (variable en el tiempo y difícil de modelar) es responsable de la contribución a la incerteza en energía de una EAS debido

la atmósfera. Por lo tanto se ha diseñado un sistema de monitoreo que hace énfasis en la componente atmosférica de los aerosoles.

La idea subyacente es medir la longitud de atenuación atmosférica en el rango visible para determinar más fácilmente la presencia de aerosoles, ya que esa es la zona del espectro en donde la transparencia atmosférica se encuentra limitada por los mismos. Eso se debe a que la longitud de atenuación es proporcional a λ^{-4} para dispersión molecular mientras que es proporcional a λ^{-1} para aerosoles. Entonces, cambios importantes en la composición de aerosoles en la atmósfera son más facilmente distinguibles usando longitudes de onda mayores. Las mediciones de la limitación en la trasparencia atmosférica en la zona del visible (donde es más facilmente detectable), permitiría inferir el grado de dispersión en el rango ultravioleta.

El método de medición consiste en registrar la intensidad de luz proveniente de dos lámparas ubicadas a distintas distancias pero en la misma dirección (método propuesto por B. Fick [34]). La intensidad de luz proveniente de una lámpara ubicada a una distancia R_i es:

$$S_i = \frac{I_i e^{-R_i/L_{att}}}{R_i^2} \tag{3.2}$$

donde I_i es la intensidad de luz emitida por la lámpara i-ésima y L_{att} es la longitud de atenuación atmosférica.

Combinando las mediciones de las dos lámparas obtenidas simultáneamente, ubicadas a distancias R_1 y R_2, el valor de la longitud de atenuación se obtiene de:

$$L_{att} = \frac{(R_2 - R_1)}{\ln\left[(S_1/S_2)(R_1/R_2)^2(I_2/I_1)\right]} \tag{3.3}$$

Debe tenerse en cuenta que estas ecuaciones han sido deducidas bajo la hipótesis de atmósfera homogénea, es decir, sin nubes, bruma, etc. que puedan hacer que los fotones dispersados del haz fuera del campo de visión del sensor no sean re-dispersados nuevamente en la dirección del sensor. Esta hipótesis es razonable para atmósferas limpias (baja densidad de aerosoles) y en particular aplicable a las noches de observación del sistema de fluorescencia.

Para la realización de la campaña de monitoreo atmosférico se instalaron dos lámparas dicroicas (de 20 y 50 Watts para las posiciones cercana y lejana respectivamente) en la Pampa del Diamante, Departamento de San Rafael, Mendoza. La lámpara cercana fue ubicada en la cima del cerro Picaso mientras que la lejana sobre el cerro Diamante. Estos fueron seleccionados luego de un extenso reconocimento de la zona en base a un apropiado perfil de elevación y su línea de visión desde la posición seleccionada para el detector. Estos cerros se encuentran sobre en la región inmediataente al norte del sitio seleccionado para el emplazamiento del Observatorio Pierre Auger y posee el mismo clima, condiciones atmosféricas y altitud que el sitio del observatorio.

Una cámara CCD con un objetivo f/50 mm fue montada sobre un pilar dentro de una cabina instalada a tal fin. El pilar fue físicamente aislado de la cabina para evitar vibraciones en el CCD. La ubicación y orientación de la cabina era tal que se observaban ambas lámparas en el campo visual de la cámara, obteniéndose así registros simultáneos de ambas intensidades con el mismo tiempo de exposición. Un vidrio ópticamente plano fue utilizado como ventana de entrada para evitar corrientes de aire y depósito de polvo. Finalmente un filtro cuyo máximo de transmisión se encuentra en 440 nm y cuyo ancho de banda es de $\sim$ 100 nm fue instalado frente al objetivo de la cámara. Las distancias entre el sensor y la lámpara cercana (Picaso) era de 14.79 km y de 43.94 km para la lejana (Diamante). Las alturas respecto del nivel del sensor eran de 190 m y 954 m, respectivamente.

En la cima del cerro Diamante se disponía de una línea de tensión de 220 V por lo que fue posible alimentar la lámpara con un voltaje estabilizado. Por otra parte en no existía ninguna línea de tensión cercana a la posición del cerro Picaso, por lo que se utilizaron baterías, paneles solares y estabilizadores especialmente diseñados y construidos a tal fin. Ambas lámparas eran controladas mediante temporizadores que las encendían y apagaban en cuatro períodos de media hora de medición por noche, programados para las 23:00 hs, 0:30 hs, 2:30 hs y 4:30 hs. La cámara CCD y su sistema de enfriamiento, eran controlados por una computadora portátil que se hallaba sincronizada con las lámparas. La toma de exposiciones y el almacenamiento de los datos era controlado por la computadora portátil.

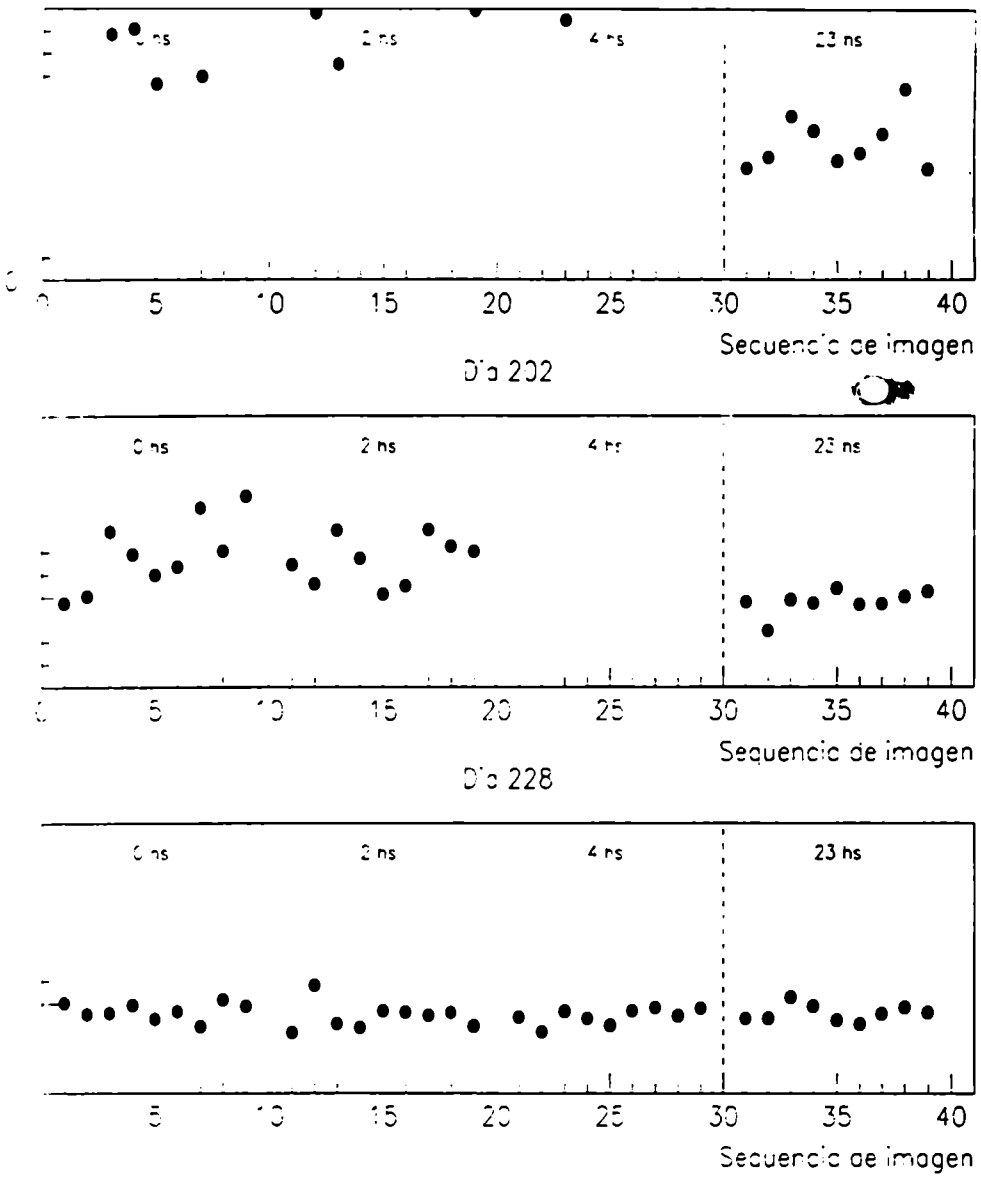
La intensidad de luz observada a ojo desnudo por un observador ubicado en la posición del sensor era comparable a la que se nota al observar una estrella brillante en las noches de atmósfera limpia.

En cada período de media hora fueron registradas tres series de imágenes con tiempos de exposición de 2, 4 y 6 segundos. Los tiempos de exposición fueron seleccionados como un compromiso entre las fluctuaciones rápidas debidas a diferentes condiciones atmosféricas (viento, etc) que requerían tiempos de exposición prolongados para minimizar sus efectos y el ruido térmico del CCD que requería tiempos de exposición cortos.

El cociente de las intensidades emitidas (I_1/I_2) debe ser determinado mediante una calibración que fue realizada en una base bimensual. A tal fin se utilizó una tercera lámpara de referencia (S^{aux}) ubicada en la misma posición que la lámpara cercana (S_1) y con el sistema de medición se registró simultáneamente la intensidad de luz proveniente de la lámpara S_1 y de la lámpara auxiliar (S_1^{aux}). La misma lámpara auxiliar era posteriormente trasladada hasta la posición lejana (R_2) y se repetía el procedimiento de medición simultánea de medición de la lámpara auxiliar y la fija en R_2. De esa manera es posible obtener el cociente entre las intensidades emitidas como:

$$I_2/I_1 = \frac{S_2/S_2^{aux}}{S_1/S_1^{aux}}$$

Se puede notar que este método de calibración se basa en los cocientes de intensidades de distintas lámparas, las cuales son registradas simultáneamente y con el mismo instrumento evitándose así errores sistemáticos.



ura 3.7: Evolución temporal de la longitud de atenuación atmosférica para tres noches representativas del conjunto de noches registradas. La línea vertical de guiones largos indica la diferencia entre las imágenes registradas entre la madrugada y la noche del mismo día. Cada secuencia corresponde a un período de media hora (ver el texto por más detalles).

En la Figura 3.7 se puede observar el valor de longitud de atenuación atmosférica obtenido para tres noches representativas de la totalidad del conjunto de datos obtenidos. Puede notarse que en ciertas noches los valores son altamente estables, mientras que en otras oportunidades, además de ser inestable, alcanza valores tan altos (e irrazonables) como 60 km, o más. Estos elevados valores de longitud de atenuación probablemente sean debidos

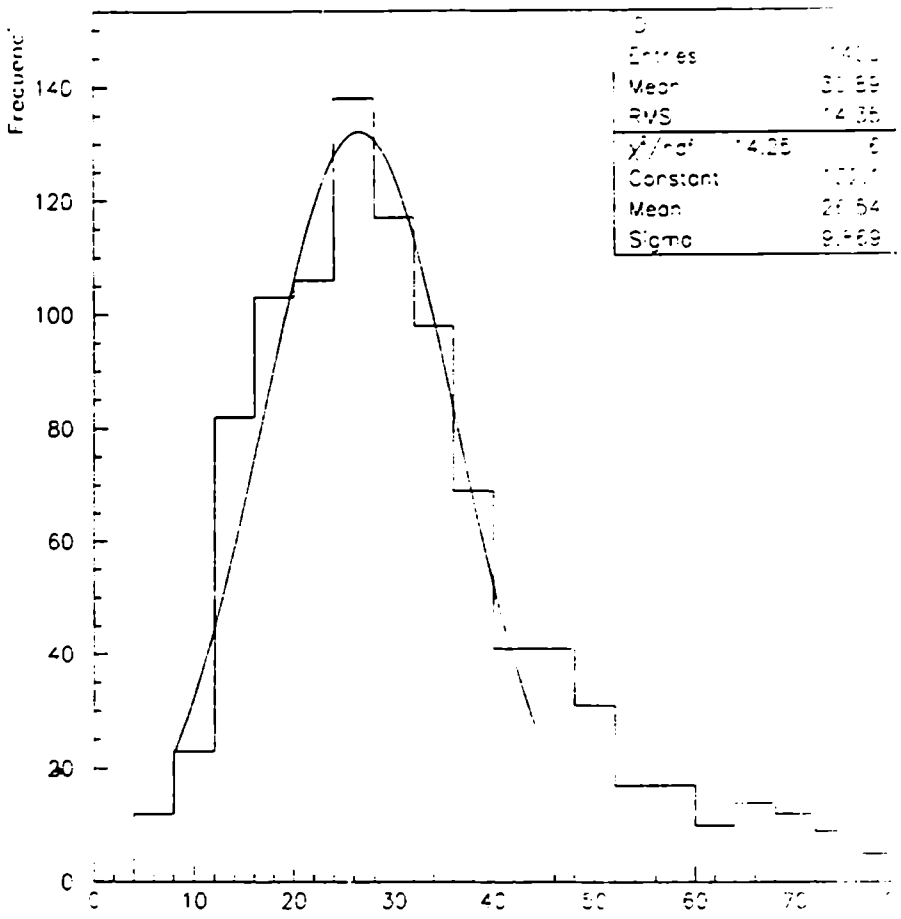


Figura 3.8: Distribución de valores medidos de la longitud de atenuación atmosférica incluyendo un total de 36 noches entre el 16 de julio y 13 de noviembre de 1998.

a bruma o nubes en la cercanía de las lámparas y el detector, produciéndose dispersión y/o absorción en el haz de luz de una sola de las lámparas no cumpliéndose la hipótesis de atmósfera homogénea asumida por el modelo utilizado en el análisis de los datos. Si bien sería posible realizar un modelo que tenga en cuenta dispersiones múltiples de los fotones en la atmósfera, éste presenta dificultades para la determinación de coeficientes de múltiples difusiones (doble, triple, etc) [33]. Más aún, en esas condiciones atmosféricas el telescopio de fluorescencia no se encontraría operativo, no siendo necesario el monitoreo de la transparencia atmosférica.

En la Figura 3.8 se puede observar el histograma de los valores obtenidos para la longitud de atenuación sobre un total de 36 noches de observación durante el periodo julio-noviembre de 1998. El valor medio obtenido para la misma es de 27 km con una dispersión de 10 km. Este valor de longitud de atenuación (representativo de la zona) puede considerarse como correspondiente a una atmósfera desértica muy limpia con un presencia reducida de aerosoles

valor teórico de longitud de atenuación que se obtendría para una atmósfera sin aerosoles en las condiciones de observación sería del orden de $\sim$ 40 km [35]. Por lo tanto puede estimar que el efecto sobre la transparencia atmosférica debido a la presencia de aerosoles es una reducción de 30% en la longitud de atenuación. Más importante aún que esta estimación (la cual confirma la calidad atmosférica del lugar seleccionado y que permitió en Noviembre de 1999 tomar la decisión final respecto de la construcción de la componente austral del Observatorio Pierre Auger en la zona comprendida entre San Rafael y Malargüe) es haber diseñado y comprobado la viabilidad de este sistema para mediciones rutinarias durante la operación del detector de fluorescencia para la corrección de la energía de una EAS, debido a fluctuaciones atmosféricas.

3.4.2 Sistema LIDAR para monitoreo atmosférico

La idea básica de un sistema LIDAR (siglas en inglés de **LIgth Detection And Ranging**) es dirigir un pulso de luz laser, muy breve ($\sim$ 5 ns) hacia la atmósfera en una determinada dirección y medir la luz retrodispersada por los constituyentes de la misma, es decir, moléculas gaseosas y partículas en suspensión. A partir del intervalo de tiempo entre la emisión y la detección, pueden ser distinguidas la respuestas de distintas regiones a lo largo del camino recorrido por el haz. La energía recibida de la luz retrodispersada, bajo la hipótesis de dispersión única puede ser escrita como:

$$P(r) = P_0(c\tau/2)Ar^{-2}\beta(r)\exp(-2\int \alpha(r)dr) \tag{3.5}$$

donde P_0 es la potencia emitida, $c\tau$ es la longitud del pulso laser, A el área efectiva del detector, r es la distancia al elemento de volumen desde el cual la luz dispersada es recibida a un determinado tiempo, $\beta(r)$ es el coeficiente de retrodispersión y $\alpha(r)$ es el coeficiente de extinción atmosférica. El coeficiente de retrodispersión (β) y el de extinción (α) pueden ser expresados como la superposición de contribuciones de gases y aerosoles (partículas sólidas tales como polvo, sal marina, etc.) en suspensión en la atmósfera.

Dispersión elástica de fotones por las moléculas que constituyen la atmósfera está gobernada por la dispersión de Rayleigh, donde β y α son directamente proporcionales al número de moléculas de gas presentes por unidad de volumen. Resulta muy difícil modelar las propiedades de dispersión, para aerosoles cuyos diámetros sean mayores que $\sim$ 0.01 μm, ya que las mismas no dependen solamente de la densidad numérica de centros dispersores, sino también de su distribución de tamaños, forma y composición. Se hace necesaria a utilización de diversas aproximaciones como por ejemplo la difusión de Mie, en donde se aproximan los sólidos en suspensión por un conjunto de esferas homogéneas con diversos radios.

Como puede verse, la solución exacta de la ecuación del LIDAR para obtener los valores de α y β puede llegar a ser muy complicada, pero es posible simplificarla con la ayuda de ciertas aproximaciones o modelos. En particular, las noches de observación con el telescopio de

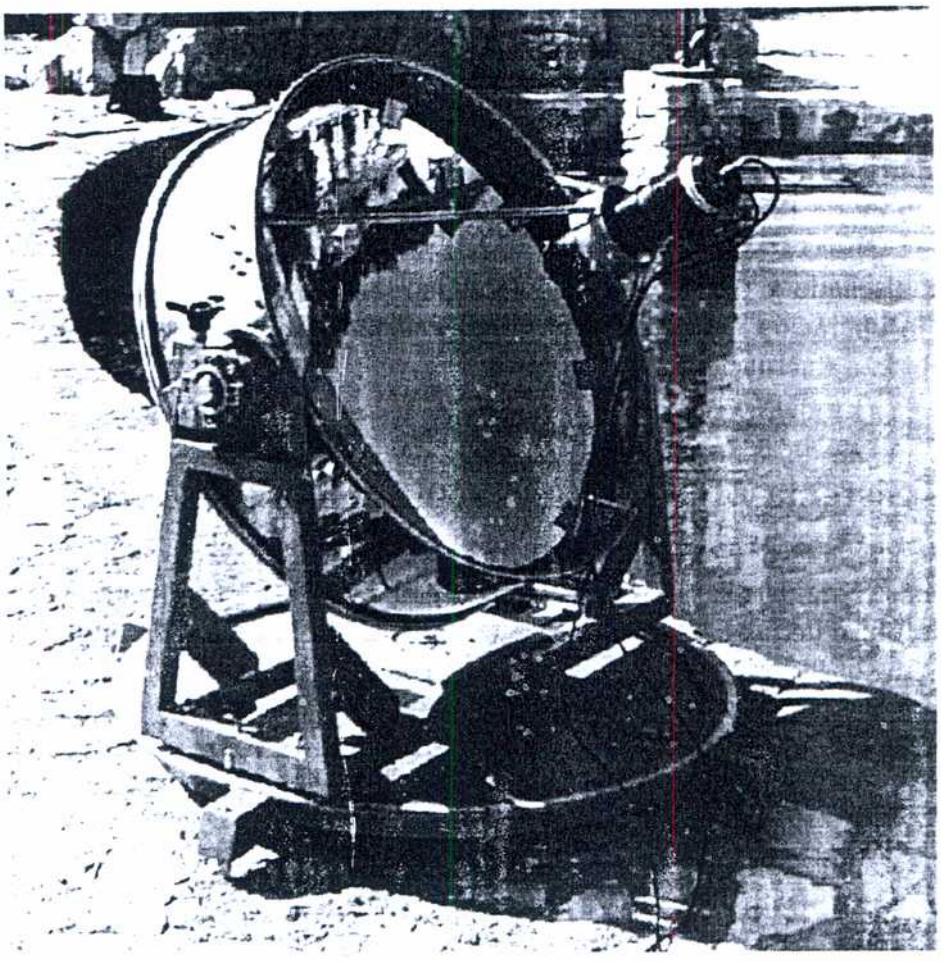


Figura 3.9: Imagen del prototipo de sistema LIDAR

fluorescencia son aquellas en las cuales es posible utilizar la hipótesis de atmósfera homogéne (Veáse la Sección 3.4.1). En este caso, la ecuación del LIDAR se reduce a:

$$P(r) \propto r^{-2}\beta \exp(-2\alpha r) \qquad (3.$$

ya que tanto α como β son independientes de la distancia y pueden ser obtenidos a part de la señal medida mediante un ajuste exponencial.

Dispositivo Experimental

El sistema LIDAR (construído en Eslovenia por el Josef Stefan Institute y el Nova Gori Politechnic) consiste en un laser Nd:YAG Minilite, con Q-Switch, triplicado en frecuenci para trabajar a 355 nm. Esta longitud de onda es muy cercana a una de las bandas d nitrógeno, lo que permite estudiar lo que ocurre a los fotones UV provenientes de una EA al atravesar la atmósfera. El laser emite pulsos con una duración de 5 ns y con una energí de 6 mJ, con una frecuencia de repetición seleccionable entre 1 y 15 Hz. La divergencia d

haz es menor a 3 mrad y la estabilidad en la energía emitida por pulso es del orden del 4 %.

El concentrador fue montado a partir de un espejo parabólico, originalmente construído para el detector Cerenkov del experimento DELPHI. El diámetro del espejo es de 80 cm y su distancia focal es de 41 cm. La superficie anterior del espejo está aluminizada y recubierta con una capa protectiva de SiO_2. La reflectividad en el rango 300 nm a 400 nm es mayor que 90%. El tamaño del punto de luz en el foco para un objeto puntual ubicado en el infinito tiene un diámetro de aproximadamente 1.5 mm.

Se utiliza como sensor de luz un fotomultiplicador (Philips 2020Q, con ventana de cuarzo) operado a 2.2 kV. Se encuentra montado en el foco del espejo y protegido por un filtro UV (Edmund Scientific UG-1, pasabanda entre 300 y400 nm con una transmisión del 60 % a 355 nm) cuyo objeto es reducir la luz de fondo.

El colector (telescopio más PMT) se encuentra montado sobre una plataforma diseñada para trabajar en una posición fija, si bien es posible trasladar todo el sistema con facilidad en vehículos. La plataforma puede ser orientada (mediante tornillos ajustables) a fin de asegurar la horizontalidad durante su utilización. Además la plataforma permite orientar el espejo en el rango de 0° a 90° para el ángulo cenital y 0° a 360° para el ángulo azimutal con una precisión de 0.1°.

La señal del PMT se registró en función del tiempo utilizando un osciloscopio digital (Tektronix 754C) con una frecuencia de muestreo de 500 MS/s y una profundidad de memoria de 50000 muestras. El rango dinámico en adquisición individual era de 8 bits, mientras que en modo promedio era de 16 bits. La adquisición de datos y el almacenamiento de los mismos fue realizado a través de una interfase GPIB en una PC Pentium II. La potencia requerida para el funcionamiento del sistema era aproximadamente de 1 kW.

Resultados típicos del sistema LIDAR

Las pruebas del sistema LIDAR fueron realizadas en Predmeja, Eslovenia, a una altura sobre el nivel del mar de $\sim$ 1000 m. Las mediciones fueron realizadas durante la noche, antes de la salida de la Luna, durante el mes de mayo de 1999. Las condiciones del cielo eran limpias, con escasa presencia de nubes y la visibilidad era buena.

La señal del osciloscopio (promediando 15 disparos en 3 segundos) puede verse en la Figura 3.10. La caida de la señal sigue una ley R^{-2} característica del ángulo sólido. En la misma figura puede verse un detalle de la imagen donde un incremento en la señal es posiblemente debido a un fino estrato de bruma. Debe mencionarse que la máxima distancia desde la cual el sistema fue capaz de recibir señal corresponde a $\sim$ 14 km.

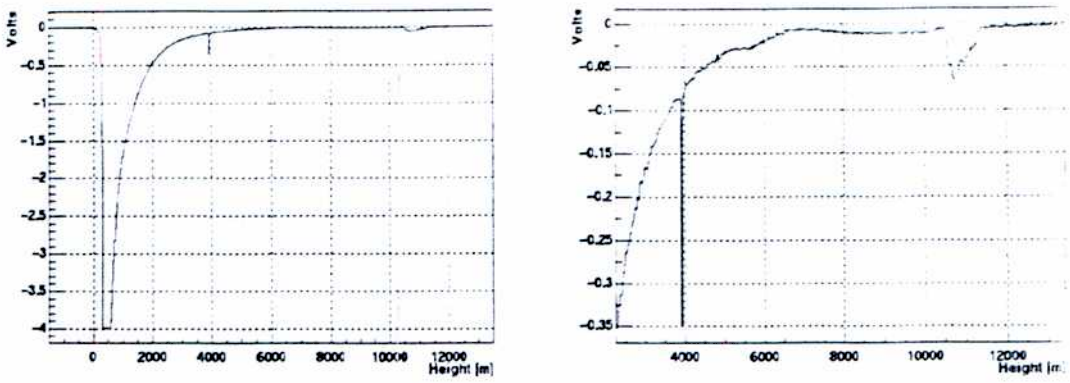


Figura 3.10: Traza promedio del osciloscopio para 15 disparos. El gráfico de la derecha muestra un detalle de la imagen, en donde una ligera capa de bruma fue registrada a unos 4000 metros y un grueso estrato en la alta atmósfera

Longitud de atenuación

En el rango entre 1.5 y 4.5 km, la atmósfera era muy homogénea y la señal LIDAR en ese rango está bien descrita por la Ecuación 3.6. Esto puede observarse mejor en un gráfico en escala logarítmica donde la señal se presenta multiplicada por el cuadrado de la distancia (Véase Figura 3.11).

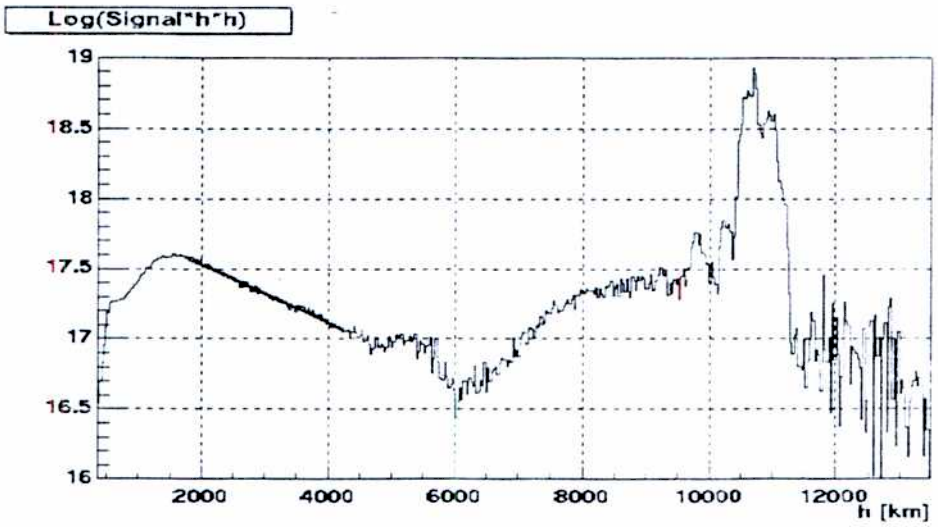


Figura 3.11: Obtención de la longitud de atenuación para un disparo

En la zona homogénea de la atmósfera el coeficiente de atenuación α puede ser obtenido a partir de la pendiente de la curva presentada en la Figura 3.11, según se muestra en la Ecuación 3.6. Los valores típicos de la longitud de atenuación para 355 nm se encuentran en el orden de los 10 km.

La Figura 3.12 muestra la evolución temporal de la longitud de atenuación. Puede verse

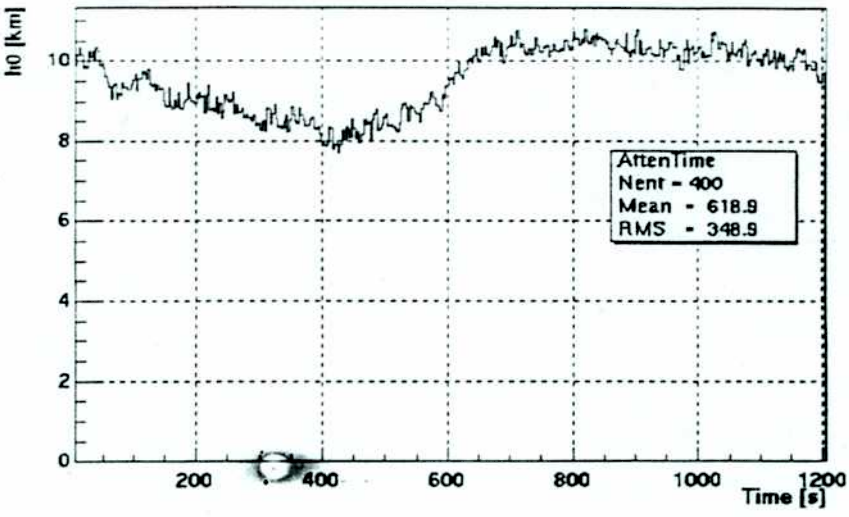


Figura 3.12: Evolución temporal de la longitud de atenuación

que varía hasta en un 20% en un período de 20 minutos. Esta fluctuación relativa se encuentra de acuerdo con valores obtenidos en la zona del Observatorio Auger, por el método de observación mencionado anteriormente (Véase Figura 3.7).

Comentarios

El prototipo LIDAR para el Observatorio Pierre Auger ha demostrado ser versátil y adaptado a sus funciones, siendo capaz de medir la longitud de atenuación atmosférica con un error estimado menor al 5% y de recibir señales desde una distancia máxima de 14 km en las condiciones atmosféricas presentes en Eslovenia. Es de esperarse que su alcance se vea incrementado en las condiciones atmosféricas de Malargüe, dada la muy buena transparencia atmósferica del lugar.

Por trabajar a 355 nm, los resultados obtenidos para la atenuación atmoférica son totalmente representativos de lo que le ocurrirá a los fotones emitidos en una EAS. Debe destacarse que este sistema es posible direccionarlo hacia cualquier punto de la atmósfera y por lo tanto medir la longitud de atenuación atmosférica en diversas direcciones, en vez del sistema de las lámparas dicroicas que sólo puede hacerlo en una dirección fija.

El procedimiento previsto para el monitoreo del estado de la atmósfera prevee que con cada disparo o evento registrado por el detector de fluorescencia, será utilizada un rutina rápida de reconstrucción para determinar la dirección de arribo del rayo cósmico y consecuentemente, el sistema LIDAR será orientado hacia esa dirección para sensar el estado de la atmosféra, con una demora de unos pocos segundos. El prototipo actual no cuenta con un sistema automatizado de orientación y control por lo que el grupo de Torino (INFN) será responsable de la automatización del sistema.

Capítulo 4

El detector de superficie

4.1 El detector prototipo de Buenos Aires

El grupo TANDAR del Proyecto Pierre Auger tomó entre sus responsabilidades la de contribuir al diseño del detector de superficie, por lo que durante el año 1995 se instaló un prototipo del detector de superficie en el predio del Centro Atómico Constituyentes de la Comisión Nacional de Energía Atómica [36]. Este prototipo fue el primero en escala real disponible dentro del Proyecto Pierre Auger y como tal ha sido extensamente utilizado para diversos fines, tales como la validación mediante datos experimentales de las simulaciones realizadas hasta ese momento, optimización de los parámetros geométricos (altura y posición óptima de los fotomultiplicadores), estudios de los recubrimientos internos, desarrollo de métodos de calibración, estudios sobre el control de la actividad biológica dentro del detector (que pueden degradar la transparencia del agua), etc. Varios de estos estudios serán incluidos en las siguientes secciones.

El prototipo es un tanque cilíndrico, con un área de 10 m^2 y una altura de 1.85 metros. El material de las superficies laterales, así como de su fondo y tapa es acero inoxidable 304 con un espesor de 0.68 mm. Todas las soldaduras eléctricas fueron hechas sin aporte de materiales de soldadura y utilizando un control de temperatura para evitar modificaciones en la composición del acero que pudieran inducir a oxidación. Debe destacarse que luego de 6 años de operación del prototipo en diversos experimentos, el mismo no presenta signos de oxidación o deterioro alguno.

El tanque posee una tapa plana que puede ser fácilmente retirada mediante una grúa hidráulica. Para lograr un buen cierre de luz, se dispuso de una doble capa de cuerina negra alrededor del borde de la tapa y sujetada mediante cuerdas elásticas (en donde las caras oscuras de la doble capa de cuerina enfrentadas al cierre de la tapa actuan a modo de trampa de luz.)

El detector posee 3 fotomultiplicadores Hamamatsu R1408 de 20 cm de diámetro instalados sobre barrales de aluminio, que permiten ubicar los PMTs en cualquier posición radial y

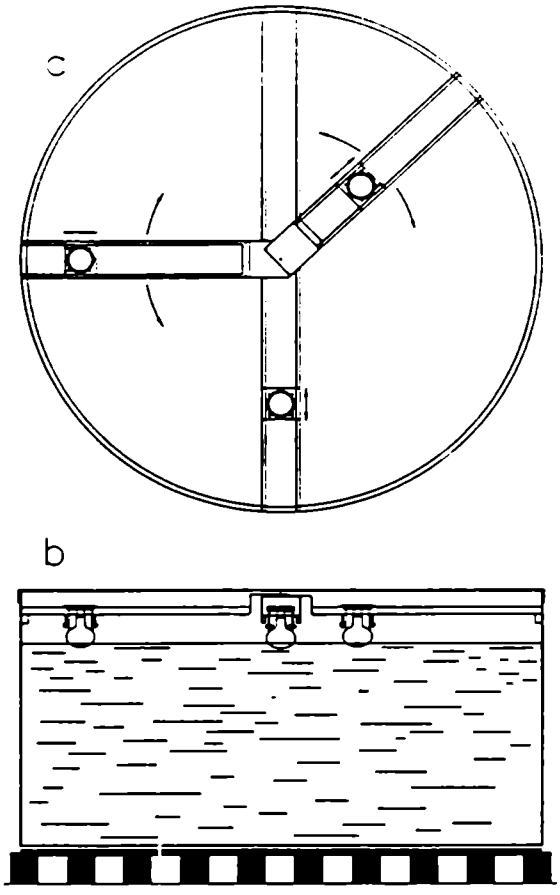


Figura 4.1: Vista en planta (a) y corte (b) del detector prototipo de Buenos Aires. Las flechas indican los posibles movimientos de los barrales y/o los fotomultiplicadores.

angular e incluso regular sus profundidades independientemente. Debe destacarse que esta característica permite que sólo la zona de las ampollas de vidrio del PMT correspondiente al fotocátodo se encuentre en contacto con el agua. En la pared lateral del tanque, a 10 cm por arriba del máximo nivel de agua, se dispusieron una serie de conectores pasantes de alta tensión y de señal para alimentar a los PMTs y recibir las señales, respectivamente.

El tanque fue instalado sobre una plataforma que permite ubicar centelladores plásticos (con forma de paletas) por debajo del mismo en diversas posiciones radiales. Se dispone de 4 centelladores plásticos (dos de ellos con dimensiones de 15 cm × 15 cm y los restantes de 20 cm × 40 cm) que se ubicaron externamente al detector y han sido utilizados extensivamente para determinar la dirección de muones de radiación de fondo que atravesaron al tanque (experimentos descritos en las siguientes secciones).

El tanque fue llenado con agua tratada en un equipo de ósmosis inversa, con una resistividad de $\sim$ 0.3 MΩ-cm y la máxima altura del agua alcanzable dentro del tanque es de 1.6 metros.

Las superficies internas del detector fueron recubiertas de Tyvek, material conocido por su reflexión difusa de luz (Véase 4.5) y su alto coeficiente de reflexión en la zona ultravioleta del espectro en donde la producción de luz Čerenkov es predominante. En las superficies

laterales se utilizaron anillos de aluminio que presionaban las láminas de Tyvek contra las superficies laterales para sujetarlas. En el fondo del tanque se instaló un "piso falso" de Tyvek, consistente en una estructura circular de aluminio, con una lámina de Tyvek tensada a los bordes del la estructura. La misma se encuentra suspendida mediante 6 hilos de nylon que permiten regular su profundidad y de esa forma se ajusta el nivel efectivo de agua que observan los PMTs. Un segundo disco de Tyvek con el diámetro del tanque fue colocado flotando sobre la masa de agua y se practicaron perforaciones en las posiciones de los PMTs para que los fotocátodos de los mismos estuvieran en contacto con el agua.

4.2 Método de calibración y monitoreo remoto

Durante el funcionamiento del observatorio Pierre Auger se espera disponer de 1600 estaciones de superficie (detectores de efecto Čerenkov en agua) distribuidas en un área de 3000 km^2. Debido a su gran extensión física y a fin de poder operar eficientemente el observatorio durante sus 20 años de vida esperada resulta indispensable utilizar métodos remotos de calibración y monitoreo de las estaciones de superficie.

Para los prototipos de detectores de superficie instalados en Buenos Aires, Japón, Estados Unidos y México el método habitual empleado para su calibración y monitoreo era basado en el uso de cente-lladores plásticos de dimensiones reducidas, ubicados externamente al prototipo. Un centellador es ubicado sobre el prototipo mientras que el segundo se ubica debajo del mismo, habitualmente en el eje de simetría del tanque. Operando ambos centelladores en coincidencia se dispone de un telescopio de muones que permite la determinación de la trayectoría de los muones que atraviesan el detector, la habilitación de toma de datos, calibración de ganancias de los PMTs, etc., bajo condiciones controladas en el laboratorio.

Sin embargo estos centelladores externos no han sido considerados en el diseño final de los detectores de superficie, por lo que han sido propuestos otros métodos alternativos para la calibración y monitoreo de los mismos.

La posibilidad de usar los muones provenientes del fondo de radiación natural es altamente atractiva porque ellos están siempre presentes en todas partes del Observatorio con un flujo medio extremadamente constante en el tiempo.

Alarcón *et.al* [43] han propuesto un método de calibración remota basada en el decaimiento de los muones de energía relativamente baja (menor que 300 MeV), presentes en el fondo de radiación natural. Debido a la energía entregada por estos muones al atravesar una masa de agua, estas partículas son detenidas dentro de los detectores decayendo posteriormente en un electrón y un neutrino. La vida media de este proceso es de $\tau = 2.2\mu s$. Por lo tanto, un evento como el descrito debe producir una secuencia de dos pulsos en los ánodos de los fotomultiplicadores debido a los fotones Čerenkov emitidos primero por el muón mientras es detenido y posteriormente por el electrón proveniente del decaimiento. Esta secuencia de pulsos constituye una clara característica para la identificación del proceso de decaimiento. El método requiere establecer tanto condiciones temporales como en la altura de pulso para

filtrar las señales válidas y distinguirlas del ruido. Estas condiciones son:

- La amplitud del segundo pulso debe ser superior a la amplitud del primero.
- El intervalo temporal entre ambos pulsos debe ser menor a aproximadamente $10\tau \sim 22\ \mu s$.

La primera condición se basa en la comparación del nivel de producción de luz Čerenkov debida a un electrón proveniente del decaimiento de un muón con la cantidad de fotones Čerenkov emitidos por el muón de baja energía que decae. La segunda condición tiene por fin reducir el número de coincidencias casuales.

Por lo tanto este método requiere unidades de coincidencia, discriminadores en cada fotomultiplicador y algún sistema de medición de tiempos. Debido a esto, la implementación de este método si bien es posible, requiere de cierto nivel de complejidad en su electrónica asociada. Por otra parte, los mismos autores sugieren utilizar este método de forma complementaria con señales de muones de mayor energía que atraviesen el detector.

Kutter *et.al* [44] propusieron un método para realizar el monitoreo de ganancias mediante el disparo del registro de la señal de cada fotomultiplicador por la coincidencia en las señales de los otros dos fotomultiplicadores, producidos por un muón al atravesar el tanque. Los autores sugieren que este método se aplique en forma rotativa entre los diversos fotomultiplicadores del detector. Este método requiere un discriminador variable en cada fotomultiplicador y una condición rotativa de coincidencia entre los tres fotomultiplicadores.

A fin de explorar el desarrollo de un método más simple para la calibración y el monitoreo remoto de los detectores de superficie mediante los muones presentes en la radiación natural de fondo se realizaron una serie de experimentos con el prototipo instalado en el laboratorio TANDAR.

La idea principal fue utilizar el alto grado de uniformidad en la luz colectada entre los 3 fotomultiplicadores que se observó en trabajos previos [36] con respecto a las distintas posiciones de ingreso vertical de los muones, junto con la circunstancia que:

- Los muones son la especie de partícula cargada más abundante que está presente en la radiación natural de fondo.
- Su distribución cenital es proporcional a $\cos^2(\theta)$[45], donde θ es el ángulo cenital.

Si bien la distribución de la radiación natural de fondo puede presentar fluctuaciones locales debido a alteraciones del campo magnético terrestre, a diferentes estadios del ciclo solar, etc. estas perturbaciones pueden considerarse como correcciones menores. Frente a estos hechos se espera una correlación fuerte y estable entre la señal producida por el fondo de radiación natural y la obtenida tradicionalmente mediante el telescopio de muones que ha sido tradicionalmente empleado para estudiar la respuesta de los prototipos de detector.

El valor VEM (Vertical Equivalent Muon) ha sido definido como la suma de las cargas colectadas en los tres fotomultiplicadores cuando un muon relativista, moviéndose verticalmente hacia abajo, atraviesa el detector a lo largo de su eje de simetría. Este valor ha sido utilizado como constante de normalización entre distintos prototipos y la carga colectada cuando una partícula atraviesa el detector es frecuentemente expresada en términos de unidades VEM. El número de partículas equivalentes atravesando una estación de superficie durante una EAS es obtenida del cociente entre la carga total medida en el detector y el valor del VEM para esa estación. Dada la geometría y las características de las estaciones de superficie Auger, un VEM equivale a una traza de 1.2 metros de un muón o a una densidad de 0.1 partículas/m^2.

La importancia de estas mediciones radica en el hecho de que la densidad de partículas a una distancia fija del "core" (centro de masa de la cascada de partículas a nivel de la superficie) es proporcional a la energía de la partícula primaria que originó la EAS [20]. Por lo tanto la asignación de energía de la partícula primaria se basa en una determinación precisa del número de partículas que atraviesen cada estación del observatorio durante una cascada.

El método presentado en la siguiente sección puede ser considerado complementario y/o alternativo a los anteriores y ha sido propuesto y aceptado por la Colaboración Auger como forma de calibración remota de los detectores de superficie [37]. Los tres métodos tienen como fin último la calibración remota de los detectores mediante la detección de muones que atraviesen o se detengan y decaigan dentro del detector. Sin embargo, los métodos difieren en la complejidad electrónica requerida para la identificación del evento de calibración.

4.2.1 Obtención del VEM a partir del fondo natural de radiación

En los diversos tanques prototipo la selección de los muones verticales y centrales fue realizada mediante un telescopio de partículas formado por centelladores plásticos. Debido a la geometría del detector, la luz producida por los muones verticales y centrales que alcanzan los fotocátodos es, en promedio, de muy similar intensidad. Este hecho valida el uso del telescopio para ajustar las tensiones de los fotomultiplicadores y así poder igualar sus ganancias. Esto se realizó, mediante el uso de un telescopio de partículas, con una precisión del $\sim$ 10 %. Además se repitió el procedimiento para cuatro ganancias diferentes, denominadas G1-G4 en la Tabla 4.1.

El telescopio de partículas empleado consistió en un centellador plástico (40 cm $\times$ 20 cm) ubicado en la parte superior del detector y un segundo centellador (15 cm $\times$ 15 cm) insta-la-do por debajo del tanque. Estos centelladores fueron alineados con el eje del detector a fin de seleccionar solamente aquellos muones que atravesaran el volumen de la región central del detector definido por el ángulo sólido subtendido por ambos centelladores ($\sim$ 0.5% del volumen total). La selección fue alcanzada mediante la imposición de un requisito de coincidencia de los pulsos provenientes de ambos centelladores (dentro de una ventana de tiempo de 100 ns). A tal fin, se utilizó un módulo de coincidencias LeCroy 365 AL.

Código	Tensión [Volts]			Carga colectada [pC]			Ganancia
	PMT1	PMT2	PMT3	PMT1	PMT2	PMT 3	Relativa
G1	1090	1260	1130	37.9±0.1	35.4±0.1	37.0±0.1	1.00
G2	1140	1340	1190	57.6±0.2	58.6±0.2	62.3±0.2	1.61±0.01
G3	1240	1450	1280	135.7±0.5	132.3±0.6	133.9±0.5	3.64±0.02
G4	1290	1500	1340	200.2±0.7	197.8±0.8	206.0±0.8	5.48±0.02

Tabla 4.1: Detalle de la configuración de voltaje aplicado a los PMTs durante el experimento de calibración y monitoreo. La configuración denominada G1 fue seleccionada como valor de referencia a fines comparativos

Código	Distribución de fondo			Telescopio de muones	
	Umbral [mV]	Valor medio [mV]	Sigma [mV]	Valor medio [mV]	Sigma [mV]
G1	6	107	30	108	20
G2	30	167	65	170	31
G3	30	386	134	387	75
G4	60	613	225	651	119

Tabla 4.2: Resultados de los ajustes gaussianos a las distribuciones de amplitud obtenidas a partir del fondo natural de radiación y el obtenido a partir del telescopio de muones.

Luego que las ganancias de los fotomultiplicadores fueron igualadas, se colectaron 1000 eventos (para cada condición de ganancia) disparados por el telescopio de muones. Con estos conjuntos de datos, se obtuvieron los valores medios del VEM para cada condición de ganancia a fin de compararlos con aquellos provenientes del fondo natural de radiación, es decir, desactivando la condición de coincidencia con el telescopio de partículas.

A fin de obtener el VEM a partir del fondo, los pulsos provenientes de los tres PMTs fueron sumados utilizando un expansor de entradas/salidas PS 710 "Linear Fan In/Fan Out". La señal suma fue aplicada a un osciloscopio digital Tektronix TDS-3034 y fueron almacenados todos los pulsos teniendo amplitudes mayores que el nivel de disparo fijado en el osciloscopio. El nivel de disparo fue ubicado lo más bajo posible, compatible con la amplitud del ruido electrónico presente. El osciloscopio trabajó a 500 MS/s, con un rango dinámico de 8 bits sobre 800 mV para las condiciones de ganancia G1 a G3 y sobre 1600 mV para la condición G4. Las 250 muestras del pulso digitalizado fueron almacenados en disco mediante el puerto serie RS-232.

Los datos colectados fueron analizados off-line para obtener la amplitud y carga de cada traza del FADC. La Figura 4.2 muestra un histograma típico de las amplitudes para la distribución del fondo natural y los pulsos disparados por el telescopio. La distribución de fondo desarrolla un pico en la misma posición (dentro de los errores) que el pico obtenido con el disparo en coincidencia con el telescopio. Esta correlación entre ambos picos es independiente de la ganancia (Tabla 4.2). Este resultado sugiere que una contribución relevante al pico presente en la distribución de fondo natural corresponde a los muones verticales que atraviesan el detector.

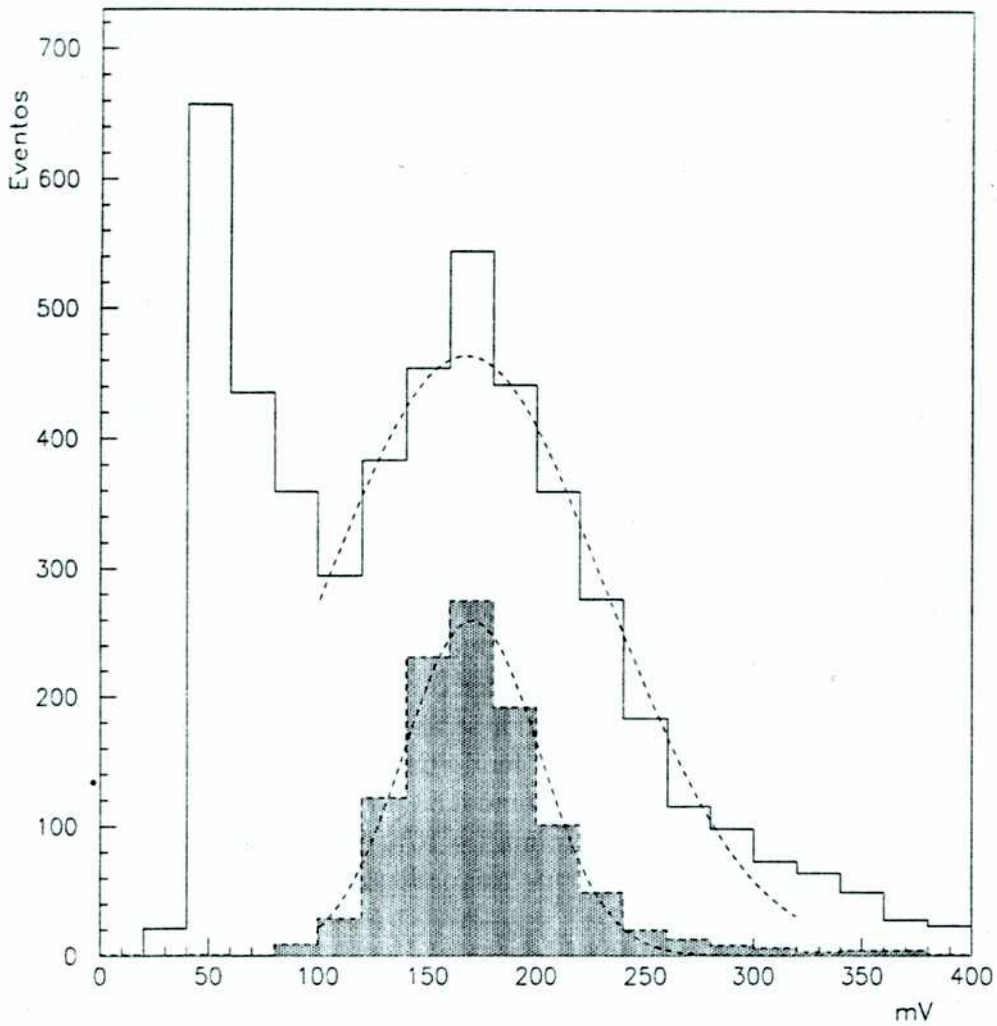


Figura 4.2: Histogramas de altura de pulso obtenidos por la distribución de fondo natural de radiación (blanco) y obtendido mediante los centelladores externos (gris).

Esta idea es apoyada por los resultados de una simulacion Monte Carlo realizada por C. Pryke [46]. En ese trabajo, se muestra como la distribución de trazas en el detector recorridas por muones que poseen una distribución angular similar a la presente en la radiación natural de fondo debe producir un pico en 1.20 metros, en acuerdo con la altura del detector. Este resultado, junto con la gran uniformidad observada en la luz colectada para distintas posiciones de ingreso de muones verticales permite esperar una marcada similitud entre los pulsos obtenidos cuando el telescopio está activo y aquellos que corresponden a eventos contenidos en el pico de la distribución de fondo natural.

Debe ser notado que si bien las posiciones de los máximos de ambos picos son muy cercanas entre sí para las distintas condiciones de ganancia, sus anchos son distintos. El ancho del pico de fondo, obtenido por un ajuste de una gaussiana (σ) es aproximadamente el doble

que el correspondiente al obtenido con el telescopio de partículas. Esta relación se mantiene para las distintas ganancias.

Esta relación entre los anchos de los dos picos implica que la región dentro de una distancia $\pm\sigma$ alrededor del valor medio del pico de fondo incluye aproximadamente el 95% de los eventos que producirían señales en la región 2 σ alrededor del centroide del pico obtenido con el telescopio de partículas.

En este experimento se encontró una remarcable coincidencia en la posición de los máximos de las distribuciones de altura de pulso. A fin de obtener una mayor profundidad de visión en estos hechos, se realizó un promedio de las formas de pulso del fondo natural, seleccionando solamente aquellas cuyas amplitudes cayeran en un intervalo $\pm\sigma$ alrededor del máximo. Como puede verse en la Figura 4.3, los pulsos promedios extraidos del fondo por este método, poseen las mismas características, para todas las condiciones de ganancia, que aquellos obtenidos utilizando el telescopio de muones.

Finalmente, si definimos *eficiencia* como el cociente entre los eventos utilizados para el análisis respecto del numero total de eventos colectados, el método propuesto por Alarcon *et.al* presenta una eficiencia de 0.04[43]. Kutter *et.al* no reporta un valor de eficiencia para su método, sin embargo al haber sido reproducido su método en el prototipo de Buenos Aires, su valor se encontró cercano al 30%. Por otra parte, el método aquí descripto posee una eficiencia promedio de ~ 0.36. Este valor se encuentra en buen acuerdo con el cociente entre los muones verticales presentes en el fondo de radiación natural y el número total de partículas presentes, el cual es reportado como 0.33 [47]. Si esta consistencia es real, podría significar que solamente una fracción mínima ($\sim$ 10% de los eventos analizados) pueden ser considerados como eventos incorrectamente asignados a muones verticales que atraviesan el detector.

Los otros métodos propuestos previamente, requieren del uso de sistemas electrónicos relativamente complejos, como discriminadores en cada PMT, unidades de coincidencia y sistemas de medición de tiempo. El método descrito en esta sección sólo requiere de un discriminador variable en la señal suma. Debido a su simplicidad instrumental es posible esperar una baja tasa de fallas durante su implementación y uso como método de calibración y/o monitoreo de las estaciones de superficie del proyecto Pierre Auger.

Al momento de escribir este trabajo, el método de calibración adoptado por el Proyecto Pierre Auger consta de dos etapas:

- Calibración relativa: determinación de las ganancias relativas de cada fotomultiplicador para su ajuste según el método propuesto por Kutter *et.al.*
- Calibración absoluta: determinación del valor del VEM para cada estación por el método descrito en esta sección y publicado en Nuclear Instruments and Methods A, en nombre de la Colaboración Auger [37].

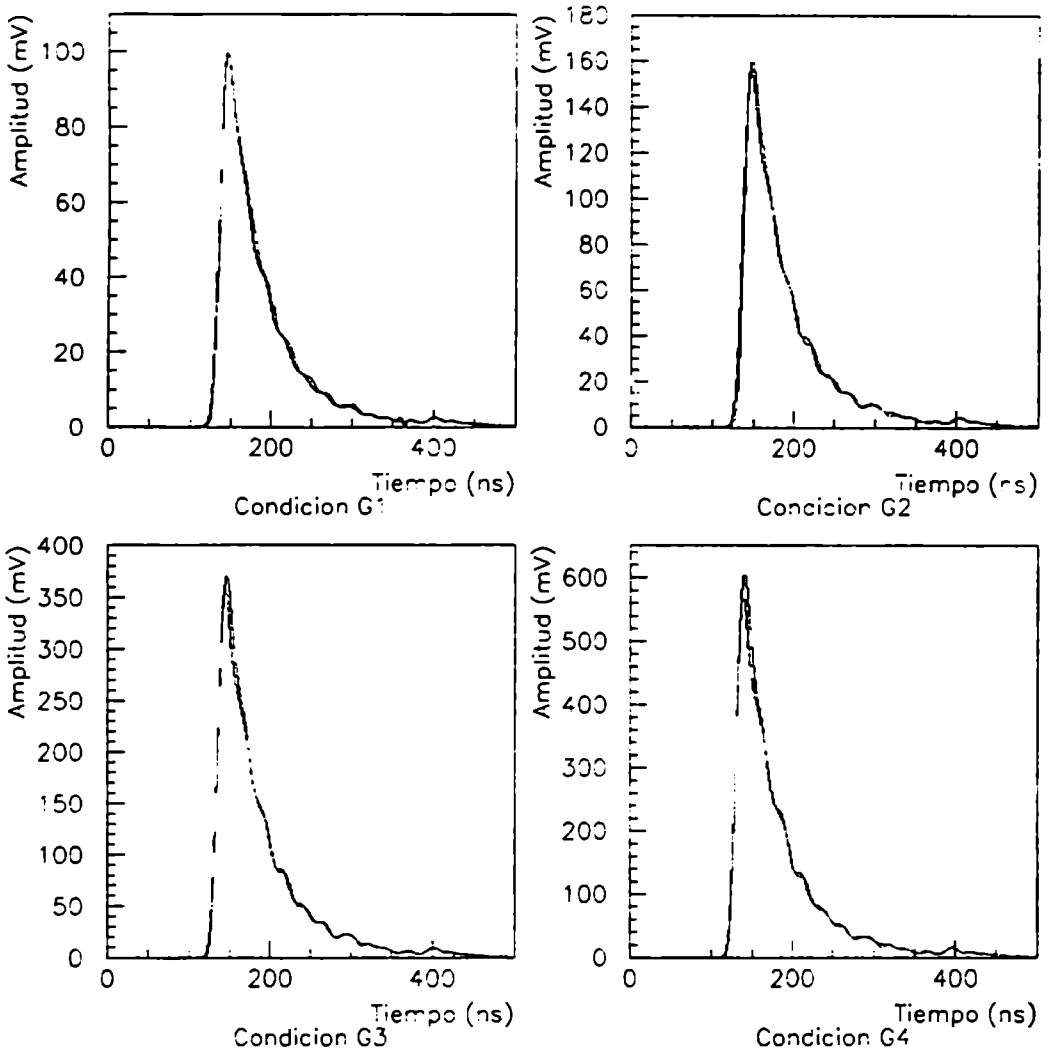


Figura 4.3: Comparación de los pulsos promedio obtenidos por el método de calibración descrito en esta sección y los obtenidos utilizando el telescopio de muones. Nótese que cada gráfico contiene ambos pulsos. Las condiciones G1-G4 se indican en las Tablas 4.1 y 4.2

4.3 Homogeneidad del detector frente a diversas direcciones de ingreso de las partículas

Desde hace aproximadamente 30 años se han detectado periódicamente EAS con elevados ángulos cenitales [38]. Debido a la gran masa de aire recorrida por una cascada cuasi-horizontal hasta alcanzar el nivel del suelo ($\sim$ 36 veces la masa vertical) y debido a ciertas características del desarrollo de las mismas, es comúnmente aceptado que se originan en interacciones de neutrinos con la atmósfera. Recientemente se ha resaltado la importancia de la detección de EAS iniciadas por neutrinos, ya que con resultados recientes se ha refutado uno de los modelos de flujo de neutrinos de galaxias con núcleos activos[39].

Por lo tanto, resulta importante estudiar la capacidad de respuesta del detector de efecto Čerenkov propuesto para el Observatorio Pierre Auger frente a EAS cuasi-horizontales.

A tal fin se realizó un estudio con el detector prototipo, en el cual utilizando 4 centelladores externos era posible, mediante el requisito de coincidencia de dos de ellos, determinar la trayectoria de la partícula a través del detector.

Se utilizó como fuente de partículas la radiación natural de fondo. Como se mencionó en la sección anterior, el flujo de muones sigue una ley $\cos^2(\theta)$, por lo que para ángulos cenitales elevados, el flujo de los mismos es muy reducido, habiendo sido necesario un período de aproximadamente 6 meses de toma de datos para lograr una estadística que permitiera determinar la respuesta del detector con un error menor al 10%. Una medición tan prolongada requirió de un sistema excepcionalmente estable a lo largo del tiempo, incluyendo estabilidad incluso a cambios estacionales o climatológicos a lo largo del período de medición.

Los centelladores plásticos fueron alternativamente ubicados en la parte superior e inferior del detector y también en sus costados, para el registro de muones cuasi-horizontales. Dado que la tasa de contaje de estos es menor que la de EAS de baja energía que son capaces de disparar a los centelladores en coincidencia, para filtrar los eventos de los muones cuasi-horizontales de aquellos producidos por cascadas de partículas se utilizó un sistema de TDC para registrar el tiempo de vuelo y así poder distinguir entre ambas situaciones. En [40] se presenta una detallada explicación de los problemas técnicos resueltos, así como el análisis de datos de eventos quasi-horizontales.

Los datos obtenidos en [40, 41] se agruparon en un total de 38 diferentes configuraciones de ingreso y salida de las partículas. Las mismas fueron cuidadosamente seleccionadas para que, aprovechando la simetría del detector, fueran equivalentes a 162 diferentes direcciones o trazas. Una traza es considerada *totalmente contenida* ("fully contained" en la Figura 4.4) si su punto de ingreso se presenta en cualquier posición en la tapa del detector y la de salida por debajo del mismo o cuando ambas se encuentran ubicadas en forma diametral y sobre las paredes laterales del cilindro. Por otra parte, tanto una posición de ingreso como de salida en la pared lateral con la otra en la tapa o por debajo del detector es denominado una traza o trayectoria *cortada* ("clipping corner" en la Figura 4.4).

En la Figura 4.4 se muestra la suma de la señal de los 3 fotomultiplicadores como función de la trayectoria de la partícula dentro de la masa de agua. Como puede verse, la misma es aproximadamente proporcional a la longitud de la trayectoria (traza). Por otra parte, la reducida dispersión vertical de los datos para el mismo ángulo cenital (es decir, trayectorias paralelas dentro del detector pero con distintas posiciones de ingreso y salida de la partícula) muestran la excelente homogeneidad de colección de luz del detector. El valor relativo de la dispersión en la colección de luz normalizada a la longitud de la trayectoria es de 5%.

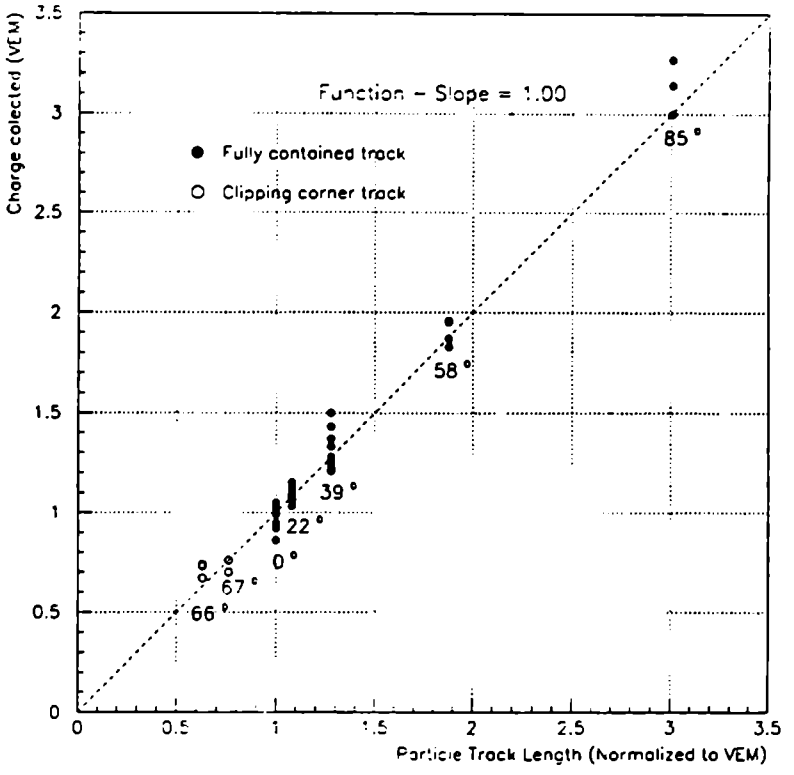


Figura 4.4: Suma de la carga colectada en los 3 PMTs como función de la longitud de la trayectoria recorrida por la partícula dentro de la masa de agua (traza). Se indica el ángulo cenital de cada una de las trayectorias. La función identidad se graficó con fines comparativos. Extraído de [42].

4.4 Configuración *Black Top* del recubrimiento interno

Entre las características estudiadas con los detectores prototipo instalados en Buenos Aires[48], Japón[49] y Estados Unidos[50] se encuentra la constante de decaimiento temporal de los pulsos de muones aislados. Este parámetro refleja el tiempo durante el cual los fotones emitidos por el medio cuando éste es atravesado por el muón, se propagan dentro del detector y pueden alcanzar los fotomultiplicadores.

Mediante el ajuste de una curva exponencial a la cola de los pulsos se han obtenido valores tan largos como $\sim$ 40 ns para la constante de decaimiento. Considerando que es necesario 4 ó 5 veces ese tiempo hasta que la señal decaiga a valores comparables con el nivel de ruido presente, se encuentra que algunos fotones pueden permanecer dentro del detector hasta 200 ns antes de ser absorbidos. Este tiempo de "sobrevida" depende fuertemente de las propiedades ópticas del medio y puede ser incrementado o disminuido dependiendo de la transparencia del agua empleada[51] o modificando los coeficientes de reflexión de las superficies internas.

PMT	Tyvek (pC)	Black-Top (pC)	Black-Top/Tyvek
1	113.3	49.2	0.43
2	109.0	41.9	0.38
3	97.8	36.9	0.38
(1+2+3)/3	106.7	42.7	0.40

Tabla 4.3: Carga colectada en cada PMT para muones verticales y centrales en condiciones de *Tyvek Top* y *Black Top*

Los pulsos con colas tan largas favorecen la colección de carga y por lo tanto mejoran la relación señal/ruido, pero por otra parte pueden facilitar la producción de apilamiento de pulsos ("pile-up") ya que sería posible que una segunda partícula ingrese al detector mientras todavía se están colectando los fotones de la anterior. Esto dificultaría el contaje de muones (mencionado anteriormente como un indicador de la masa del rayo cósmico primario) y al mismo tiempo tiende a reducir el rango dinámico de la electrónica. Una interesante alternativa estudiada mediante simulaciones por C. Pryke[52] consiste en reemplazar la parte superior del recubrimento de Tyvek por un material negro, el cual absorbería los fotones y por lo tanto debería evitar múltiples reflexiones en las superficies internas del detector que se consideran las responsables de los prolongados tiempos de decaimiento.

A fin de caracterizar experimentalmente tal propuesta se retiró el recubrimento superior de Tyvek presente en el prototipo (*Tyvek Top*) y se reemplazó el mismo por un disco de 10 m^2 de polietileno negro (*Black Top*). Utilizando el telescopio de muones descripto anteriormente fue posible seleccionar la posición de ingreso de muones verticales y centrales y comparar la carga colectada en cada fotomultiplicador en ambas condiciones.

Como puede observarse en la Tabla 4.3 el reemplazo del Tyvek por el polietileno negro produjo una reducción de aproximadamente un 60% en el valor de carga promedio. También puede observarse en la Figura 4.5 el promedio de los pulsos obtenidos en ambas configuraciones (obtenido con un osciloscopio digital trabajando a 500 MS/s). Los tiempos de decaimento se redujeron de 39 ns a 11 ns ($\sim$ 70%). Sin embargo puede notarse que la altura y el tiempo de crecida del pulso no se han afectado notoriamente. Esto puede interpretarse como que los fotones que contribuyen al tiempo de crecida y a la altura son aquellos que son reflejados por el fondo y quizá por las superficies laterales para luego ser detectados por los fotomultiplicadores. Por otra parte aquellos fotones que llegan a la superficie superior (pero no a las posiciones de los PMTs) son los que luego de reflejarse en el *Tyvek Top*, nuevamente en el fondo y quizá, las paredes laterales llegan demorados a los sensores formando así, la larga cola de los pulsos. En cambio, si la superficie superior de Tyvek es reemplazada por polietileno negro, los fotones son absorbidos por ésta y no pueden por lo tanto dar origen a una larga cola.

Uno de las objetivos más importantes en el diseño del detector de superficie es obtener una respuesta homogénea frente a distintas posiciones de ingreso de las partículas, como fue mencionado en la sección anterior. A fin de estudiar el impacto del reemplazo del recubrimiento superior de Tyvek por el *Black Top* se ubicó el telescopio de muones en posición vertical pero alternativamente a una distancia de 1.6 m del centro del tanque sobre el plano

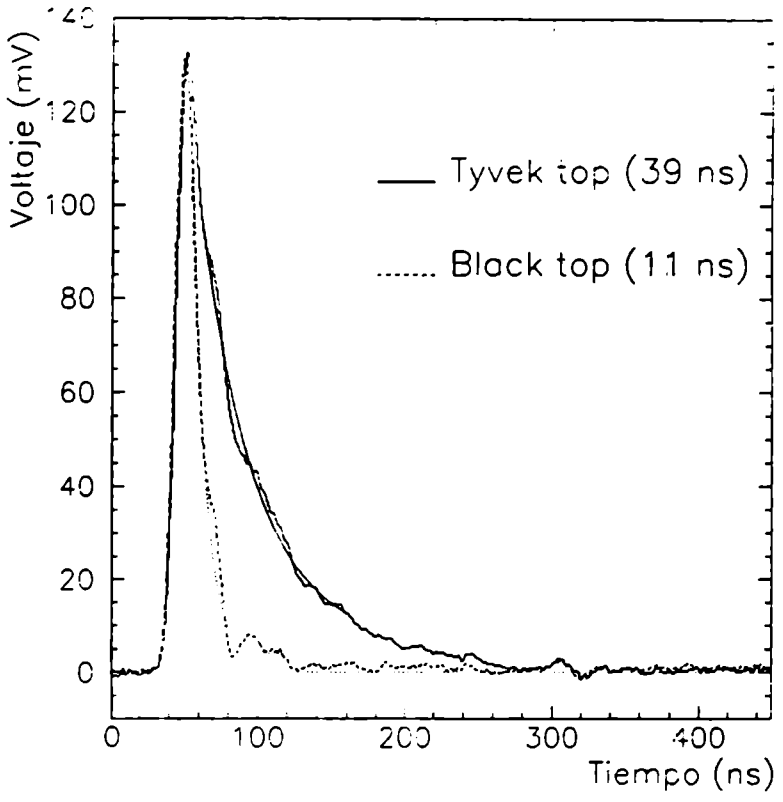


Figura 4.5: Comparación de la señal promedio de muones verticales y centrales para *Black Top* y *Tyvek Top*

que contiene a uno de los fotomultiplicadores, es decir en un caso cerca y en el otro, alejado del PMT. Estas posiciones fueron seleccionadas de este modo ya que de acuerdo con las simulaciones la mayor diferencia en la carga colectada para partículas verticales debería ser encontrada entre esas posiciones. De esta forma fue posible obtener una medida de la homogeneidad de colección de luz frente a dos configuraciones del detector: con *Tyvek Top* y *Black Top*. El resultado se presenta en la Tabla 4.4 y permite concluir que la configuración de *Black Top* reduce la homogeneidad de colección de luz, sin embargo el incremento en la inhomogeneidad no resulta dramático.

En el caso en que el detector se encuentre en la configuración *Black Top*, se logra una reducción en la duración del pulso de un $\sim 70\%$ a expensas de incrementar la inhomogeneidad de colección de luz de a un 37% en comparación al 21% que se obtiene con la configuración *Tyvek Top*. Debe tenerse en cuenta que la amplitud de los pulsos no se ve alterada, por lo que pulsos de pequeña amplitud no se ven afectados y no son perdidos en el fondo. De esta forma se consigue evitar el "pile-up" y facilitar el contaje individual de muones, que es de relevante importancia en relación con la masa del rayo cósmico primario que inició la EAS.

Como resumen se podría mencionar que el *Black Top* presenta ventajas respecto a la reducción del "pile-up" (lo que facilita el contaje de muones) aunque incrementa la inhomogeneidad de colección de luz. Sin embargo, para que el *Black Top* sea aprovechado en su

PMT	Tyvek			Black-Top		
	−1.6 m	0 m	1.6 m	−1.6 m	0 m	1.6 m
1	0.66	1.00	1.76	0.43	1.00	2.41
2	1.06	1.00	0.80	1.16	1.00	0.70
3	1.01	1.00	0.73	1.08	1.00	0.55
(1+2+3)/3	0.91	1.00	1.10	0.89	1.00	1.22

Tabla 4.4: Carga media colectada en cada fotomultiplicador por muones verticales ingresando al detector diferentes posiciones. Las mediciones estan normalizadas a la carga depositada por un muon vertical central.

máxima potencialidad (desde el punto de vista del contaje de muones) en los detectores del Observatorio Pierre Auger, la electrónica de digitalización requerida debería tener un tiempo de muestreo del orden de 5 ns, en vez de los 25 ns del diseño actual. Si bien se consideró la posibilidad de modificar la velocidad de muestreo del sistema de digitalización, dos factores fueron limitantes (a la fecha actual) para determinar que se utilizará una velocidad de muestreo de 25 ns. El primero de los factores es el mayor consumo de potencia requerido por los circuitos integrados más veloces (debe recordarse que los detectores son alimentados con energía solar). El segundo de ellos es el incremento en el tráfico de información que sobrepasaría la capacidad de diseño del sistema de telecomunicaciones. Por lo tanto, el diseño actual de los detectores es con *Tyvek Top* , aunque no se descarta la opción del *Black Top* para el futuro en el caso de una nueva tecnología de circuitos integrados con menor consumo y una mejora del sistema de telecomunicaciones.

4.5 Propiedades ópticas del recubrimiento interno

Como ha sido mencionado anteriormente, los parámetros ópticos del recubrimiento interno de los detectores de superficie resultan de vital importancia en la caracterización y simulación numérica del detector de superficie. Como se ha mostrado en la sección anterior, modificando el coeficiente de reflexión de una superficie interna ej., reemplazando una parte del Tyvek por polietileno negro, se puede alterar la propagación de los fotones Čerenkov y por lo tanto la forma del pulso de los fotomultiplicadores.

El valor del coeficiente de reflexión en aire para el Tyvek es cercano al 90% en la zona del visible y alrededor del 85% en la región ultravioleta [54, 55], por lo tanto, es altamente reflectante en la zona de sensibilidad del fotomultiplicador (300 nm a 600 nm). Estas mediciones fueron realizadas mediante esferas integradoras y después de una exhaustiva búsqueda bibliográfica se concluyó en que se desconocía el perfil del lóbulo de reflexión del Tyvek inmerso en agua, aunque había sido parcialmente medido en aire [56]. La necesidad de estas mediciones se basa en la ausencia de datos para el lóbulo de difusión del Tyvek inmerso en agua. Esta información era requerida con urgencia para que las características de dispersión en la superficie pudieran ser incluidas en los códigos Monte Carlo de simulación numérica de los detectores.

De acuerdo a las especificaciones del fabricante (Dupont) el Tyvek está hecho de fibras de polietileno de 5 a 10 μm de espesor, orientadas al azar y parcialmente expuestas en superficie. Por lo tanto, en comparación con las longitudes de onda del rango V-UV, la superficie puede ser considerada como rugosa. Una detallada teoría de reflexión en superficies rugosas ha sido desarrollada por Beckmann y Spizzichino (BS)[57]. Sin embargo su descripción matemática no es adecuada para ángulos de incidencia elevados (mayores a $\sim$ 30 °) debido a diferentes efectos de apantallamiento, formas especiales de las irregularidades, etc., que varían de superficie a superficie. Por otra parte, la expresión obtenida por la teoría de BS contiene una sumatoria por lo que resulta engorroso para su implementación numérica (Ecuación 4.1).

Esta teoría predice patrones de luz dispersada por una superficie rugosa mostrando una protuberancia cercana en posición a la reflexión especular, pero su origen proviene de contribuciones estadísticas de dispersión en las fibras y predice la existencia de un lóbulo ancho correspondiente a un fondo de dispersión difusa por la superficie. El peso relativo de ambas componentes depende de la distancia de correlación de la superficie, la cual caracteriza la distribución y tamaño de los valles y colinas de la superficie reflectora. Por lo tanto, la forma resultante del lóbulo de difusión es un pico, ubicado muy cercano a la posición de la reflexión especular producida por una superficie plana, superpuesta a una distribución de luz difusa. La expresión proveniente de la teoría BS para la reflexión por una superficie rugosa en el espacio tridimensional es:

$$I(\theta_1, \theta_2, \theta_3) = \frac{\pi T^2 F^2 e^{-g}}{A} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m}{m!m} \exp\left(\frac{\nu^2 T^2}{4m}\right) \tag{4.1}$$

donde T es la distancia de correlación de la superficie, g el parámetro de rugosidad y A el área iluminada. F y ν son funciones geométricas:

$$F = \frac{1 + \cos(\theta_1 + \theta_2)}{\cos\theta_1[\cos\theta_1 + \cos\theta_2]} \tag{4.2}$$

$$\nu = \frac{4\pi}{\lambda}\sqrt{\sin^2\theta_1 - 2\sin\theta_1\sin\theta_2\cos\theta_3 + \sin^2\theta_2} \tag{4.3}$$

donde θ_1 y θ_2 son los ángulos de incidencia y dispersión respectivamente y θ_3 mide la dispersión fuera del plano de incidencia.

Se puede obtener una expresión simplificada para estas expresiones para superficies rugosas ($g \gg 1$) utilizando la aproximación de integración por punto de silla para reemplazar la sumatoria infinita. Realizando la aproximación dicha y restringiendo la luz difundida al plano de incidencia se obtiene:

$$I(\theta_1, \theta_2) = A\left\{\frac{1 + \cos(\theta_1 + \theta_2)}{\cos\theta_1[\cos\theta_1 + \cos\theta_2]}\right\}^2 \exp\left[-B(\sin\theta_1 - \sin\theta_2)^2\right] \tag{4.4}$$

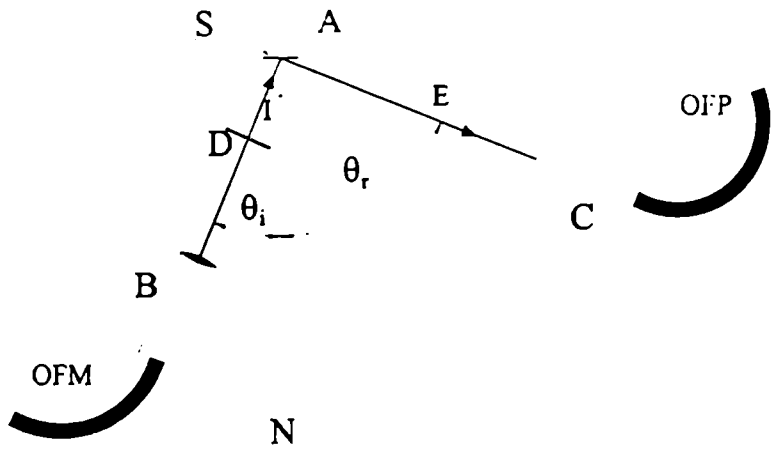


Figura 4.6: Dispositivo experimental para la medición del lóbulo de difusión del Tyvek. **A:** Tubo de cuarzo lleno de agua ultrapura, **S:** Muestra de Tyvek, **D:** colimador, **OFP** y **OFM:** Fibras ópticas desde el monocromador y hacia el fotomultiplicador, respectivamente. **I** y **E:** rayos de luz incidente y emergente, respectivamente. También se indica la normal a la superficie de la muestra y los ángulos de incidencia y dispersión. Extraído de [53]

donde A es un parámetro relacionado con el tamaño de las irregularidades y B contiene constantes geométricas, además de los parámetros T, g y λ.

Con el fin de obtener el lóbulo de dispersión del Tyvek inmerso en agua y comprobar si era posible describirlo por medio de la Ecuación 4.4, se construyó un goniómetro capaz de sostener una muestra de Tyvek sumergido en agua, montado en conjunto con un espectrofotómetro capaz de trabajar en el rango 300 nm a 640 nm.

4.5.1 Dispositivo experimental

La principal idea en el diseño del dispositivo experimental fue la de obtener simetría rotacional y por lo tanto una total equivalencia de los caminos ópticos recorridos por los haces incidentes y difundidos, para cualquier ángulo de observación. Se utilizó geometría cilíndrica en la cual, para todos los ángulos de observación la luz atraviesa el mismo espesor de agua, aire y cuarzo como puede observarse en la Figura 4.6. Una ventaja de este diseño es la sencillez de su construcción. Hubiera sido necesaria una considerable sofisticación del goniómetro para realizar mediciones fuera del plano de incidencia, por lo tanto, las mediciones aquí presentadas se restringen a dicho plano.

El goniómetro dispone de un soporte y un brazo rotatorio. El soporte sostiene un tubo de cuarzo de 31 mm de diámetro y 1.7 mm de espesor de pared, que fue cuidadosamente centrado con respecto al eje de simetría del instrumento. Un disco de vidrio fue pegado en la base del tubo de cuarzo por lo que era posible llenarlo con agua. Se utilizó agua de alta pureza (similar a la que será utilizada en los detectores de superficie del Proyecto Pierre

Auger). Por su parte el brazo rotatorio permite posicionar el extremo de una fibra óptica a diferentes distancias radiales desde el eje de rotación y variar el ángulo respecto de la normal a la muestra.

El goniómetro fue diseñado para ser montado sobre una mesa óptica sobre la cual se instalaron distintos componentes del espectrofotómetro Oriel. Se utilizó como fuente de luz una lámpara de xenón a la cual se acopló un monocromador (modelo 77250), con rendijas ajustables a fin de controlar el ancho de banda de la luz de salida y eventualmente controlar la intensidad de la luz. El mayor ancho de banda utilizado fue de $\sim$ 4 nm. A la salida del monocromador, una lente de cuarzo enfocaba la luz en un extremo de una fibra óptica de 90 cm de longitud (modelo 77562). El otro extremo de la fibra (B) -fijado a una posición en la mesa óptica dirigida hacia el centro de la muestra- se utilizó para iluminar la muestra a través de una segunda lente de cuarzo, la cual fue ajustada para producir una imagen circular desenfocada y uniformemente iluminada. Finalmente la imagen circular fue restringida por un diafragma (en forma de ranura) de 2.4 mm por 14 mm para obtener una imagen rectangular y orientada según el eje de simetría del sistema. La distancia entre la lente y la muestra fue de 170 mm y entre la lente y el diafragma de 129 mm.

La muestra de Tyvek fue adherida a un soporte de acero inoxidable, montado en una ranura practicada en la tapa del tubo de cuarzo y ligeramente descentrada a fin que fuera la superficie de la muestra quien se encontrase centrada. El ángulo de incidencia se variaba rotando la tapa del tubo de cuarzo y mediante un transportador de 200 mm de diámetro solidario a la tapa era posible posicionar la muestra con una precisión de $\pm$ 0.5° respecto al haz de luz incidente. Un segundo transportador con un diámetro de 300 mm fue ubicado centrado debajo del tubo de cuarzo a fin de posicionar el brazo móvil del goniómetro. Una fibra óptica similar, pero sin lente fue utilizada para colectar la luz difundida por la muestra y dirigirla hacia un fotomultiplicador Oriel modelo 77341 (sensible al UV). Una unidad de control Oriel modelo 7070 con una resolución de 3.5 digitos medía la corriente de ánodo del fotomultiplicador. La diferencia de potencial aplicada al fotomultiplicador varió entre 700 y 1000 V a fin de disponer de un adecuado rango dinámico.

Las mediciones se realizaron fijando los ángulos de incidencia y difusión y luego barriendo sobre el espectro de frecuencias. A fin de de disponer de una calibración de intensidades para las distintas longitudes de onda, se midió la corriente de ánodo del fotomultiplicador habiendo retirado la muestra de Tyvek (y su soporte) con la fuente de luz en incidencia directa sobre la fibra óptica conectada al fotomultiplicador.

En la Figura 4.7 se presentan los datos obtenidos para una longitud de onda de 360 nm y para distintos ángulos de incidencia con el ajuste realizado según la versión simplificada de la teoría BS (Ec. 4.4). Como se puede notar, sólo existe buen acuerdo con los datos para ángulos de incidencia moderados ($\leq$ 30°). Al ir incrementando el ángulo de incidencia la expresión falla tanto en la reproducción del pico como de la forma del fondo difuso.

En trabajos previos [56] donde se realizaron mediciones de la dispersión del Tyvek en aire a una longitud de onda de 632 nm, los autores propusieron una dependencia de una función coseno (sugerida por la Ley de Lambert). sumado a una gaussiana a fin de reproducir el pico. En ese trabajo fue encontrado un acuerdo general entre los datos y la dependencia funcional

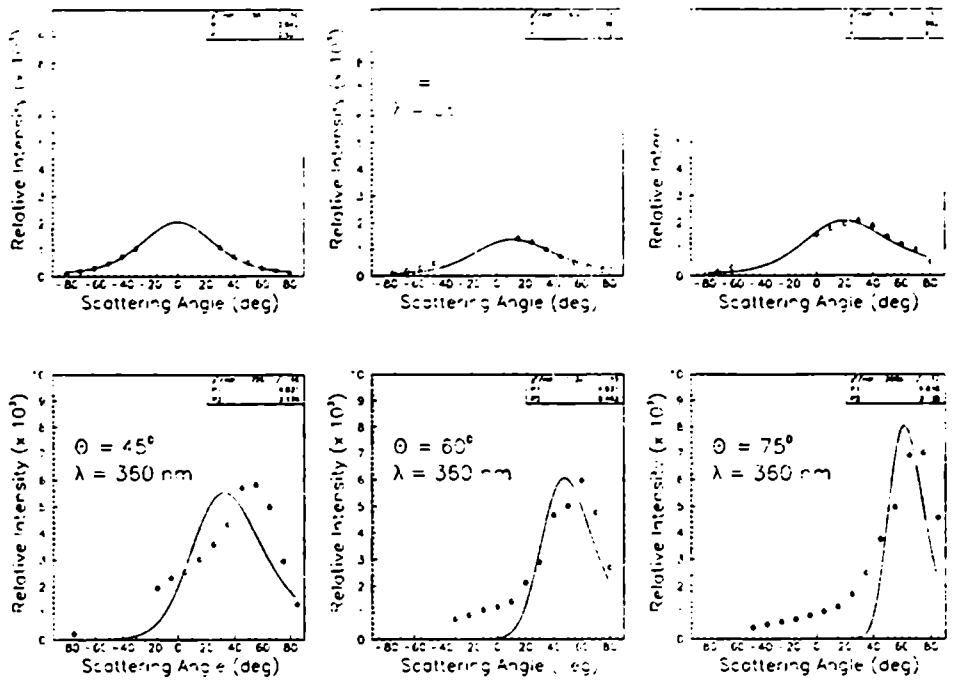


Figura 4.7: Resultados de algunos ajustes a los datos experimentales mediante el modelo simplificado de la teoría BS. Extraído de [53].

propuesta, sin embargo son evidentes ciertas discrepancias que surgen al incrementar el ángulo de incidencia. Por otra parte, la combinación de una gaussiana y un coseno es una atractiva dependencia desde el punto de vista de su uso en un código Monte Carlo, en comparación con la sumatoria infinita de la teoría BS.

Utilizando una dependencia como la propuesta en [56] se notó que era posible reproducir la posición del pico, pero que fallaba en la forma del lóbulo difuso. Sin embargo, se observó que la calidad del ajuste se mejoraba notablemente si se agregaba una fase $\Delta\theta = -\theta_{inc}/2$ al coseno. Por lo tanto la dependencia propuesta fue:

$$I = P_1 \exp\left(\frac{-(\theta - P_2)^2}{2P_3^2}\right) + P_4 \cos\left(\theta - \frac{\theta_i}{2}\right) \tag{4.5}$$

Sin embargo debe mencionarse que para ángulos de incidencia menores a 30° los mejores ajustes se lograron fijando el parámetro $P_4 = 0$.

A fin de comprobar si el corrimiento en fase del coseno es un comportamiento característico del Tyvek inmerso en agua se realizaron mediciones similares utilizando Tyvek en aire, con y sin el tubo de cuarzo y también Teflon inmerso en agua. En los tres casos mencionados, fue posible realizar buenos ajustes a los resultados experimentales sin la necesidad de agregar una fase en la componente difusa modelada por el coseno.

Se llevó a cabo un extenso y meticuloso conjunto de mediciones para ángulos de incidencia

de 0°, 15°, 30°, 45°, 60° y 75°. La intensidad de luz difundida fue registrada en el rango -85° a 85° en intervalos de 10° . En todas las mediciones existió una "zona ciega" con un ancho angular de 60° centrado en el ángulo de incidencia donde no fue posible medir la luz difundida debido al montaje mecánico del goniómetro. En la Figura 4.8 se observa una muestra de los ajustes efectuados sobre los datos obtenidos.

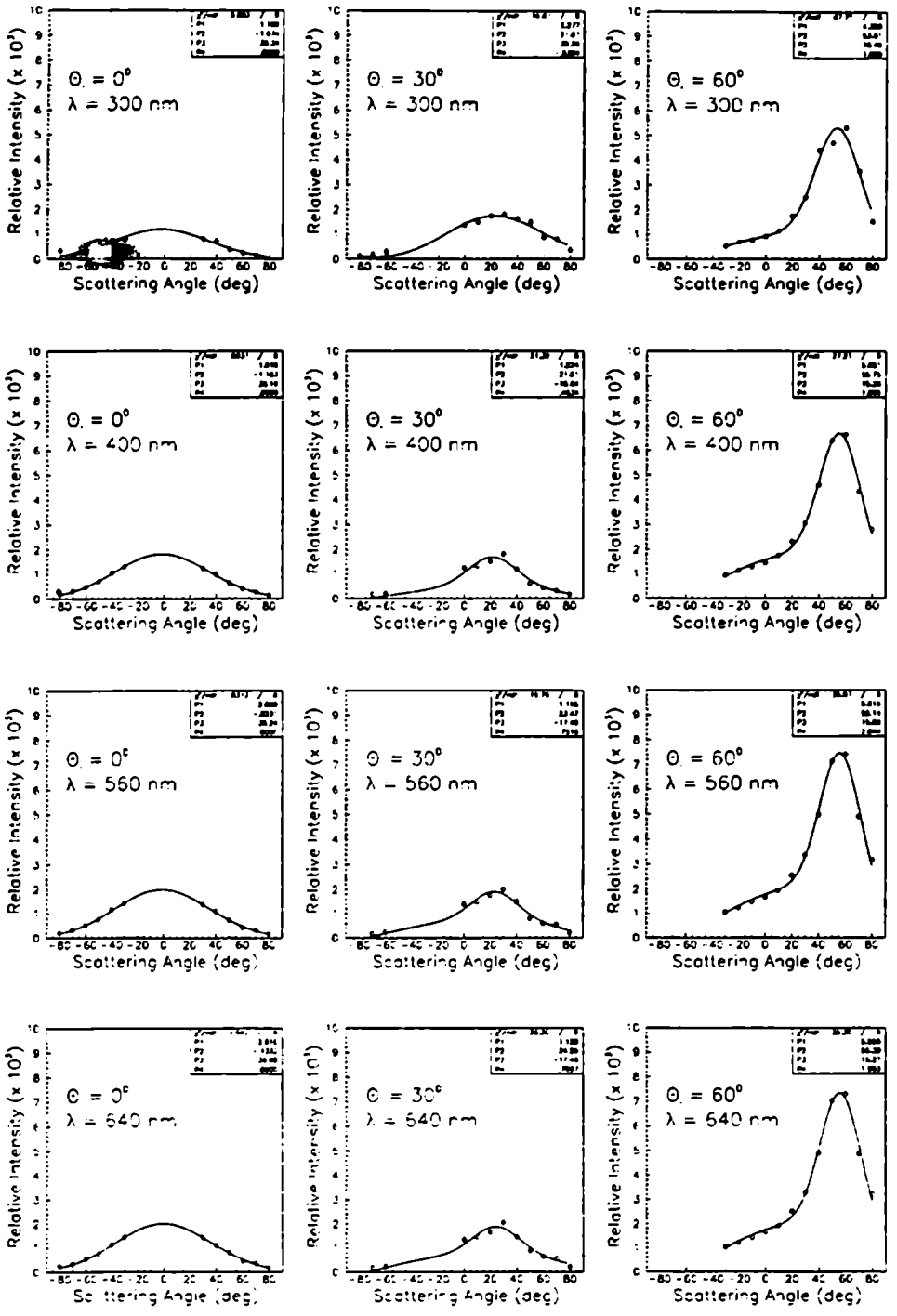


Figura 4.8: Resultados de algunos ajustes a los datos experimentales mediante la expresión empírica propuesta. Extraído de [53].

De estos ajustes se obtuvo una serie de parámetros tales como la posición, ancho del pico y amplitudes relativas de ambas componentes (en las Tablas del Apéndice A se presentan sus valores). Debe mencionarse que el ancho del pico, asumido como gaussiano, no cambia mucho entre 30° y 75° y en nuestras mediciones fue encontrado cercano a $2\sigma \sim 30^\circ$ Para los ángulos de incidencia de 0° y 15°, donde la amplitud del coseno fue fijada en cero, el ancho medido del pico gaussiano fue de $2\sigma \sim 60^\circ$.

4.5.2 Análisis de los resultados

Como resumen de los datos experimentales obtenidos se puede citar:

- Fueron obtenidos datos similares a los publicados anteriormente para la muestra de Tyvek en aire y la forma general del lóbulo no cambió demasiado al ser sumergido en agua. Sin embargo, fue observado un corrimiento de la componente difusa.
- Se puede ajustar los datos obtenidos por medio de una superposición de un pico gaussiano y un coseno, agregando una fase de $\Delta\theta = -\theta_{inc}/2$ es agregada.
- El pico se encuentra en una posición muy cercana a la correspondiente a "reflexión especular".
- No fue necesario agregar la fase (o era muy pequeña) para el ajuste de los datos correspondientes al Teflon inmerso en agua o del Tyvek en aire.
- Como regla general, los parámetros de los ajustes (con excepción de la altura del pico) no presentan una dependencia fuerte en la longitud de onda.
- Debe ser destacado que la dependencia del pico en longitud de onda sigue la dependencia encontrada para el coeficiente de reflexión total del Tyvek[54] mientras que el continuo se comporta en forma prácticamente independiente de la longitud de onda

Al momento de escribir este trabajo no se dispone de una justificación para el corrimiento en la distribución del continuo. Sin embargo, se considera que existe una firme evidencia experimental a favor del mismo en base al buen ajuste de los datos por la misma dependencia funcional en un amplio rango de ángulos de incidencia y longitudes de onda.

4.6 Simulación de la reflexión del Tyvek inmerso en agua

Como fue mencionado anteriormente uno de los objetivos buscados al estudiar el lóbulo de difusión del Tyvek era realizar una simulación adecuada del mismo para ser incluida en en los códigos Monte Carlo. El grupo TANDAR-FCEN de la colaboración Pierre Auger

desarrolló un código basado en el paquete GEANT [58] del CERN el cual fue utilizado para el estudio y caracterización de los detectores de superficie del Proyecto Pierre Auger [59, 60]. Ya era conocido que la rutina de simulación de reflexión en superficies rugosas incluidas en el paquete GEANT no reproducía el lóbulo de difusion del Tyvek [56], por lo tanto y disponiendo del extensivo conjunto de datos presentados más arriba se decidió escribir una rutina Monte Carlo para ser incluida en el código GEANT.

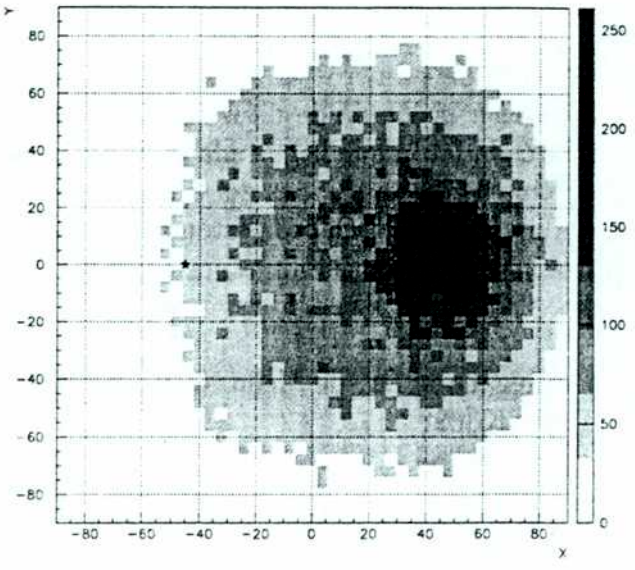


Figura 4.9: Distribución de probabilidad (no normalizada) de difusión según el lóbulo de difusión del Tyvek obtenido a partir de la simulación Monte Carlo para un ángulo de incidencia de 45° (indicado por la estrella) y una longitud de onda de 380 nm. Veáse el texto por más detalles.

La decisión fue tomada en conjunto con los miembros de la Colaboración Internacional del Proyecto Pierre Auger, siendo el autor de este informe junto con el Lic. Rodriguez Martino los responsables de escribir la rutina y el Dr. Joao de Mello Neto (CBPF) el responsable de su inclusión dentro del paquete GEANT, por ser el coordinador de las tareas de simulación del detector de superficie del Proyecto Pierre Auger.

La dependencia funcional propuesta de un pico gaussiano más una distribución de un coseno con una fase igual a la mitad del ángulo de incidencia permitió obtener los parámetros presentados en las Tablas del Apéndice A como función de la longitud de onda y el ángulo de incidencia. Realizando un ajuste a los datos de las tablas por medio de un polinomio de dos variables, es posible reproducir el lóbulo de difusión para cualquier longitud de onda y ángulo de incidencia dentro del rango medido. El mejor ajuste a los parámetros (utilizando el valor del Chi-cuadrado como indicador de la calidad del ajuste) fue logrado con un polinomio de grado 4 en el ángulo de incidencia y una dependencia lineal en la longitud de onda.

Para la distribución de luz fuera del plano de incidencia se asumió que la misma posee simetría de reflexión respecto del mismo y también que el pico gaussiano posee simetría azimutal con respecto a su centroide. Bajo estas hipótesis es posible obtener un lóbulo de

difusión como el presentado en la Figura 4.9 en donde se ha realizado el siguiente cambio del sistema de coordenadas:

$$\theta = \sqrt{(x^2 + y^2)} \tag{4.6}$$

$$\phi = \arctan(y/x) \tag{4.7}$$

A partir de un generador de números al azar escrito siguiendo la técnica aceptación-rechazo [61] es posible obtener el lóbulo de difusión dependiendo de la longitud de onda y ángulo de incidencia para cada fotón que llegue a la interfase agua-Tyvek. Este generador de números al azar tiene incluídos los resultados del ajuste del polinomio bi-dimensional a los datos de las Tablas del Apéndice A y para cada fotón incidente genera los ángulos de difusión dentro del plano de incidencia con respecto a la normal y fuera del plano de incidencia, con respecto al mismo.

Esta rutina ha sido entregada al Dr. de Mello Neto para su posterior inclusión en futuras versiones del código WTANK [62]

Capítulo 5

TANGO Array

5.1 Origen y motivación del arreglo de detectores

A fin de estudiar lluvias atmosféricas extensas sin tener que aguardar la construcción del Observatorio Pierre Auger y para disponer de un sistema capaz de registrar EAS en donde realizar diferentes pruebas de los sistemas, se decidió montar un arreglo de detectores de superficie dentro del Centro Atómico Constituyentes. Este arreglo de detectores fue pensado para que sea utilizado como "banco de pruebas" de la Colaboración Auger para evaluar diversos sistemas electrónicos bajo condiciones de laboratorio y también como lugar de entrenamiento para estudiantes y técnicos.

Entre los objetivos de este experimento, pueden contarse (entre otros) el diseño y montaje de sistemas electrónicos locales en cada estación detectora para su funcionamento, el diseño y montaje de un circuito lógico (basado en la norma Fast NIM) para el sistema de disparo ("trigger") de la adquisición de datos, monitoreo del funcionamiento general y calibración de los detectores (que son similares a los del Observatorio Pierre Auger y por lo tanto la información obtenida con ellos resulta de alto valor para el Proyecto Auger), la programación de los códigos de control de la electrónica de toma de datos, la programación de rutinas para la visualización, reconstrucción y análisis de los eventos registrados, etc. En cuanto al análisis de los eventos, los objetivos principales consisten en la determinación de la distribución cenital de arribo de EAS, la observación de patrones en la dirección de arribo (anisotropías) en coordenadas astronómicas y la determinación del flujo de rayos cósmicos con energías del orden de 10^{15} eV.

Este arreglo de detectores, que he llamado TANGO (TANdar Ground Observatory) Array, consiste en 4 estaciones de superficie de Efecto Čerenkov en agua (WCD, por sus siglas en inglés), ubicadas en un arreglo triangular de aproximadamente 280 metros de lado, con tres detectores ubicados en sus vértices y un cuarto detector en una posición cercana al centro geométrico del arreglo. La ubicación final de los detectores fue determinada por el espacio libre disponible entre los edificios existentes en el Centro Atómico Constituyentes, habiéndose realizado un esfuerzo para mantener la distribución final de los mismos lo más

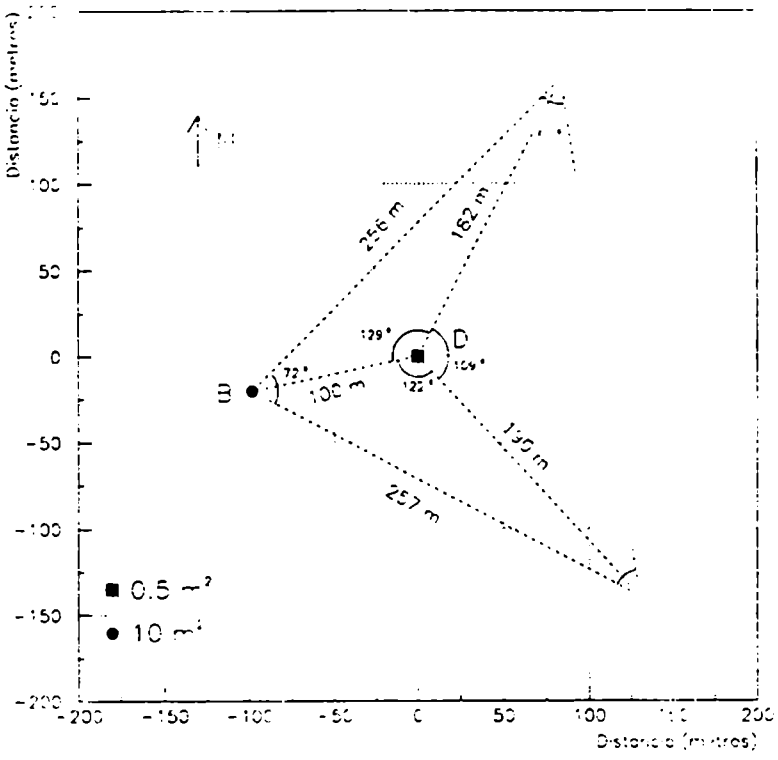


Figura 5.1: Configuración del TANGO Array. Los círculos indican la posición de los detectores de 10 m^2, mientras que el cuadrado la posición del detector de 0.5 m^2.

cercana posible a un arreglo equilátero, el cual maximiza el área de colección de EAS. El área geométrica encerrada entre los detectores asciende a 31286 m^2. El montaje de los detectores del arreglo se inició en la segunda mitad del año 1999, detectando su primer evento en marzo de 2000 y habiendo entrado en régimen estable de toma de datos desde el 13 de setiembre de 2000.

El arreglo de detectores se encuentra ubicado a 35° 34' 21" S y 58° 30' 50" W y su altura sobre el nivel del mar es aproximadamente de 15 metros (según las curvas de nivel del Instituto Geográfico Militar). El valor medio anual de la masa atmosférica sobre el arreglo (*array*) es de $\sim$ 1000 gr/cm^2. Las distancias entre estaciones fueron determinadas utilizando un GPS, con una resolución estimada en $\pm$ 1 metro (medición realizada con posterioridad al libre acceso a la resolución militar del sistema de navegación satelital).

Las estaciones de superficie fueron interconectadas mediante cables coaxiales de baja atenuación (RG-213) y las señales provenientes de los detectores son colectadas en una sala de toma de datos ubicada en el primer piso del edificio TANDAR. En esta sala, el sistema de toma de datos registra tanto la intensidad de luz Čerenkov presente en cada estación al ser atravesada por las partículas secudarias de una EAS, así como el tiempo de arribo relativo de las partículas secundarias a cada estación.

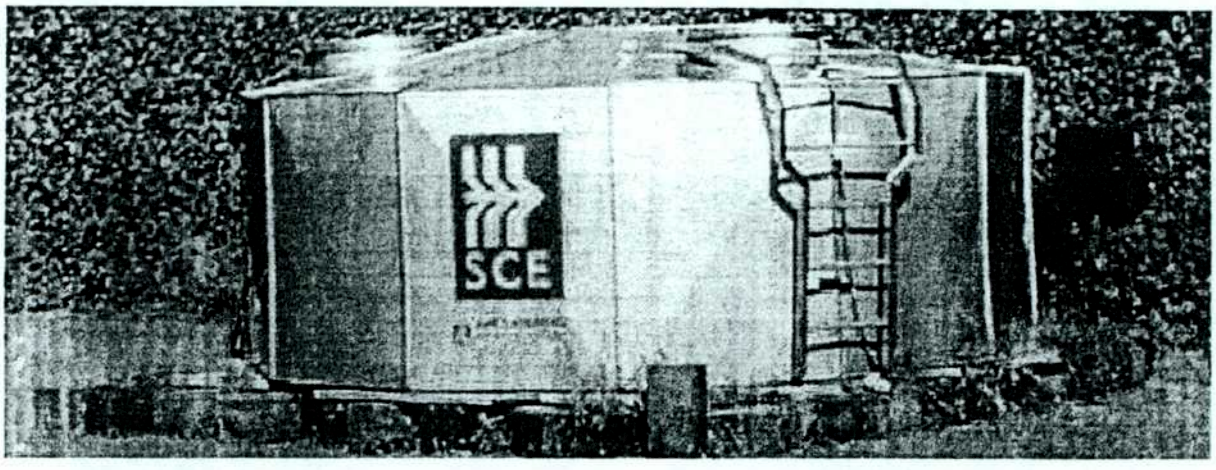


Figura 5.2: Fotografía de uno de los nuevos detectores de 10 m^2 (B y C en la Figura 5.1). Nótese el gabinete ubicado a la derecha para albergar la electrónica local de la estación.

Dependiendo de las condiciones de disparo del sistema de toma de datos, se registraron entre 200 y 1500 EAS por día. El umbral de disparo del arreglo se encuentra cercano a 10^{14} eV para cascadas verticales. En las siguientes secciones se presenta una descripción del diseño, construcción, montaje y operación del TANGO Array.

5.2 Los detectores

Este arreglo de detectores fue creciendo a partir del primer prototipo en escala 1:1 de un detector de Efecto Čerenkov en agua (WCD por su siglas en inglés) montado en 1995[36] (Véase la Sección 4.1). En la Figura 5.1 se encuentra indicado por la letra A. Como fue descrito anteriormente, el detector tiene un área de 10 m^2, con un nivel efectivo de agua de 1.20 metros.

Los detectores ubicados en las posiciones B y C poseen las mismas dimensiones generales mencionadas previamente. Fueron fabricados en acero inoxidable de 1 mm de espesor y en vez de ser cilíndricos, fueron construidos con forma dodecagonal. En estos detectores se montaron 3 fotomultiplicadores Hamamatsu R5912 (uno en cada una de las bocas de hombre), con la misma geometría que el detector A. Finalmente, el cuarto detector (D) es más pequeño, construido en plástico reforzado con fibra de vidrio, con un espesor promedio de 10 mm. Su área es de 0.5 m^2 siendo su altura efectiva de agua es de 80 cm y posee un único fotomultiplicador de 3 pulgadas de diámetro, instalado en el eje del detector.

A fin de mejorar la colección de luz y para aproximarse al diseño de base del Observatorio Pierre Auger, las superficies internas de todos los detectores fueron recubiertas con Tyvek, material conocido por sus excelentes propiedades difusivas y alto coeficiente de reflexión en la zona UV del espectro (Véase la Sección 4.5).

El agua utilizada para el llenado de los detectores, provino de la planta purificadora

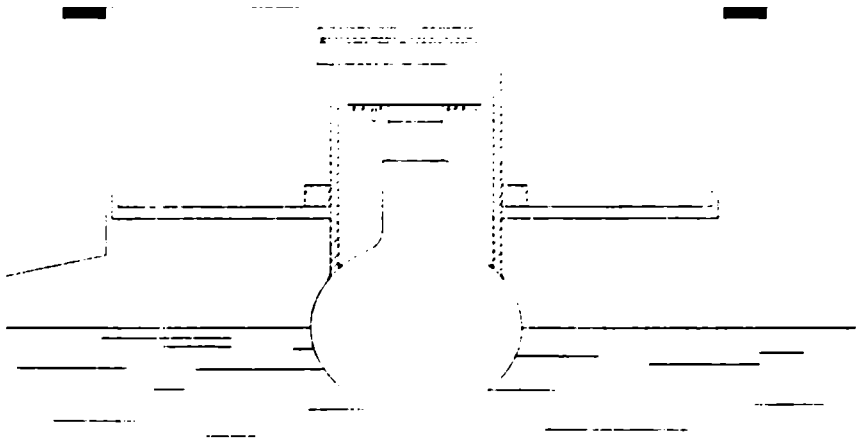


Figura 5.3: Detalle del montaje de los PMTs en los detectores B y C. Los fotomultiplicadores se encuentran ubicados en la posición de las bocas de hombre y sujetos al tanque mediante un soporte especialmente diseñado, construido en acero inoxidable.

de agua del Laboratorio TANDAR que es capaz de producir agua con una resistividad de 1 MΩ-cm. Antes del llenado de los tanques, los mismos fueron desengrasados con alcohol y enjuagados con abundante agua de la misma calidad a ser utilizada como detector. Estas precauciones, junto con el hecho que el agua a ser utilizada como radiador Čerenkov posee un nivel muy bajo de nutrientes bacterianos, virtualmente bloquean toda actividad biológica posterior y preservan la calidad del agua [64].

Todos los fotomultiplicadores usados en los WCDs fueron montados en recipientes acondicionados para su uso en ambiente húmedo. Las ampollas de vidrio de los fototubos fueron pegados a secciones tubulares de PVC usando una silicona elástica para reducir tensiones mecánicas que pudieran romper la ampolla de vidrio, como ocurrió en el experimento Milagrito[63]. Dentro de los recipientes, se colocaron bolsas de tela con material desecante (silica gel) para absorber la humedad proveniente de eventuales micro-poros o fisuras en las paredes del recipiente.

La configuración de polarización de los PMTs fue seleccionada para que el fotocátodo se encuentre a potencial de tierra (debe recordarse que sólo la zona del fotocátodo de la

Estación	Material	Forma	Area [m^2]	Capacidad [litros]
A	Acero inoxidable	Cilindríca	10	12000
B	Acero inoxidable	Dodecagonal	10	12000
C	Acero inoxidable	Dodecagonal	10	12000
D	Plástico	Cilindríca	0.5	400

Tabla 5.1: Detalle de los materiales de construcción, capacidad y forma de los tanques utilizados para las estaciones del TANGO Array.

ampolla de vidrio se encuentra sumergida en el agua). Esta configuración previene eventuales descargas a través del vidrio. Dentro de los recipientes de PVC, se instalaron las tarjetas impresas de los divisores de tensión para la polarización de los fotomultiplicadores con alto voltaje, mientras que las fuentes de alta tensión se ubicaron fuera de los detectores, en gabinetes cercanos a los mismos, especialmente instalados a tal fin.

Un tendido de dos cables (RG-59 para alta tensión y RG-58 para señal) fue realizado entre el gabinete de la electrónica local (Sección 5.4) y cada uno de los PMTs de cada estación. Los cables fueron tendidos dentro de mangueras pasacables flexibles, para protegerlos de la intemperie. A fin de evitar la instalación de conectores pasantes (BNC y SHV) que no son diseñados para su uso en ambiente húmedo y que pueden producir reflexiones en la propagación de las señales debido a cambios de la impedancia característica, se decidió conectar directamente los cables a la tarjeta impresa del divisor de tensión tanto el que corresponde a la fuente de alta tensión como aquel que transmite la señal a la electrónica local. Para eso se utilizaron conectores pasantes prensiles de panel (pasacables) de PVC, tanto en la superficie de acero, para el ingreso del cable al detector, como en los recipientes de PVC en donde se encuentra ubicado el zócalo de los PMTs con su respectiva tarjeta impresa. Los pasacables utilizados resultaron adecuados para el montaje mecánico y solamente se les aplicó una capa de pintura negra (a aquellos ubicados en la pared de los tanques) para minimizar la posibilidad de una fuga de luz a través de los mismos.

5.3 Caracterización de los PMTs

La ganancia de los fotomultiplicadores R1408 fue medida con anterioridad [65]. A fin de medir la ganancia y corriente oscura de los Hamamatsu R5912 (comprados para los nuevos detectores) se construyó una caja oscura. Las dimensiones de la misma son 50cm × 50cm × 100 cm y acepta un fotomultiplicador en su interior, el cual es montado en un soporte rotatorio según el eje del PMT.

Para determinar la ganancia de los nuevos fotomultiplicadores, se utilizó la técnica de electrón único emitido térmicamente por el fotocátodo a temperatura ambiente. En esta serie de mediciones, se registraron las condiciones de trabajo de los divisores de tensión junto a los PMT en un rango de tensiones entre 1100 y 1800 Volts. En la Figura 5.4 se muestra una curva de ganancia y un espectro de electrón único típico. En el Apéndice B se presentan las tablas y curvas completas para todos los PMTs caracterizados en este trabajo.

En todos los casos, antes de iniciar el registro de datos correspondiente a los electrones emitidos térmicamente por el fotocátodo, los tubos fueron mantenidos en total oscuridad durante un mínimo de 2 horas, con el fin de reducir la emisión de electrones debido a fluorescencia del fotocátodo (tiempo característico de decaimiento $\sim$ 30 minutos [66]).

La tasa de contaje de pulsos oscuros, luego de una hora de almacenamiento en la oscuridad es $\sim$ 900 Hz a 1500 Volts (umbral del discriminador $\sim$ 1/3 fotoelectrón), valor que se encuentra de acuerdo a la hoja de datos del fabricante.

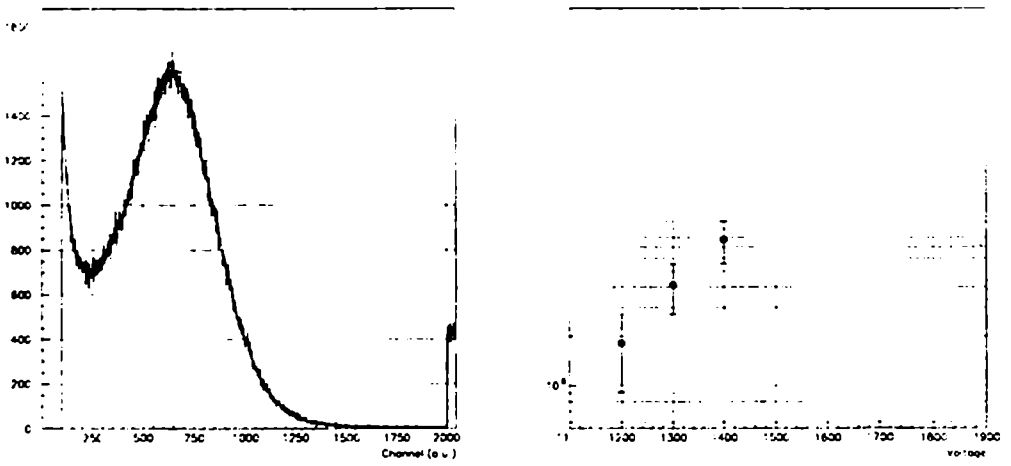


Figura 5.4: Espectro de fotoelectrón único medido a 1500 V y curva de ganancia típica para los PMT R5912. Extraído de [42].

Se realizó un estudio de la influencia del campo magnético local en la ganancia de los PMTs, mediante la rotación de la posición de los dínodos respecto al campo magnético. La ganancia fue medida para una misma tensión (1.5 kV) a 8 diferentes posiciones azimutales de los PMT, cubriendo 360°. Las mediciones se realizaron manteniendo siempre el eje de los tubos en posición vertical. En este estudio no se observaron corrimientos significativos (mayores a 1%) en la posición del pico de fotoelectrones. En base a estos resultados, se puede concluir que para las condiciones locales, la influencia del campo magnético en la ganancia de los PMTs puede ser despreciada. Por lo tanto no fue necesario tomar ninguna precaución especial en el momento del montaje mecánico de los fotomultiplicadores en las estaciones, a fin de orientar los dínodos en alguna dirección preferencial respecto del campo magnético local.

5.4 Electrónica de las estaciones de superficie

Como fue mencionado anteriormente, cerca de las estaciones A, B y C del arreglo se ubicaron gabinetes metálicos para instalar la electrónica local de cada estación.

En cada uno de los gabinetes, se alojó una fuente de alta tensión para alimentar a los 3 fotomultiplicadores, una serie de atenuadores para igualar las señales de los 3 PMTs y un circuito activo, para sumar las señales de los 3 PMTs y al mismo tiempo adaptar las impedancias para enviar la señal a través del cable, relativamente largo (dependiendo de la estación, entre 200 y 300 metros), hasta la sala de toma de datos.

El detector D, que posee un solo PMT de 3" de diámetro y está conectado por un cable relativamente corto (44 metros) hasta la sala de adquisición de datos, no necesitó de electrónica local.

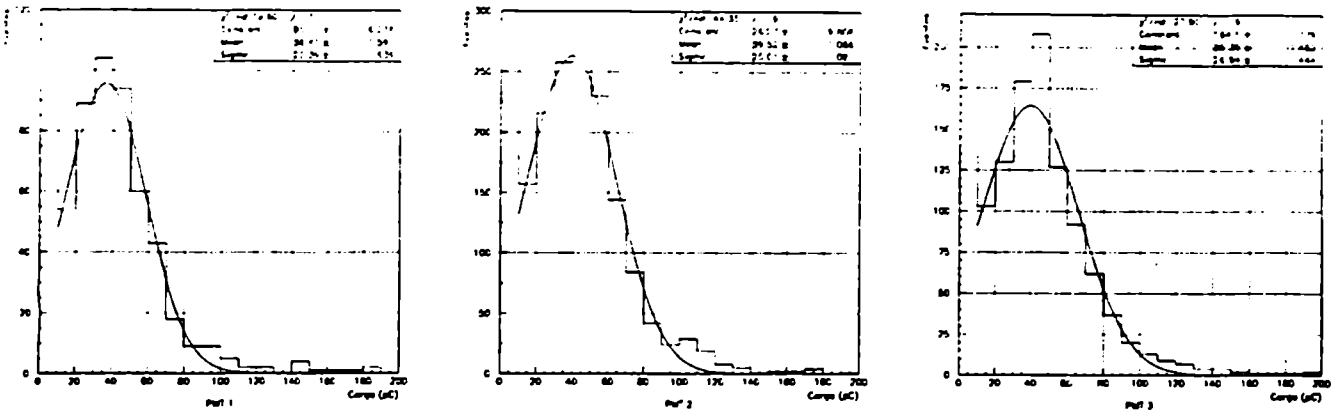


Figura 5.5: Espectros típicos de calibración relativa de ganancia de los 3 PMTs de una misma estación.

5.4.1 Compensación de ganancias

La ganancia de los 3 PMTs debe ser igualada entre sí, a fin de evitar desbalances en la colección de carga frente a una similar cantidad de luz vista por cada uno de los fotomultiplicadores. El desbalance de las ganancias puede acarrear inhomogeneidad en la respuesta del detector, e incluso, disminución del rango dinámico. Debido a limitaciones de disponibilidad de equipo, solamente se utilizó una fuente de alta tensión para cada estación. Por este motivo se alimentaron los 3 PMTs con la misma tensión.

Los PMTs en cada estación fueron seleccionados previamente a su instalación de modo que tuvieran las ganancias tan similares como fuera posible. A fin de lograr una compensación de ganancias más precisa, las señales de los PMT fueron reducidas utilizando atenuadores pasivos de impedancia constante, para igualar la amplitud de la señal de calibración en los 2 fotomultiplicadores con mayor ganancia, a la del fotomultiplicador con menor ganancia.

Para determinar las ganancias relativas de los PMTs (una vez instalados en los detectores), se utilizó un procedimiento de rutina, basado en la medición de la señal de cada fotomultiplicador producida por muones de la radiación natural de fondo. El disparo de la adquisición de datos en cada uno de los PMTs se generó por la detección de señal en otro de los PMTs de la misma estación en forma cíclica [44]. Una vez determinadas las ganancias relativas para los 3 fotomultiplicadores, los atenuadores se ajustaron en los 2 PMTs con mayor ganancia para igualar la posición del pico del fotomultiplicador con menor ganancia. Este procedimiento de ajuste de ganancias relativas fue reiterado (con fines de monitereo) con una base mensual durante todo el período de medición. Debe mencionarse que una vez establecidos los valores de los factores de atenuación, no fue necesario modificarlos durante la duración del experimento, mostrando así la estabilidad de los detectores.

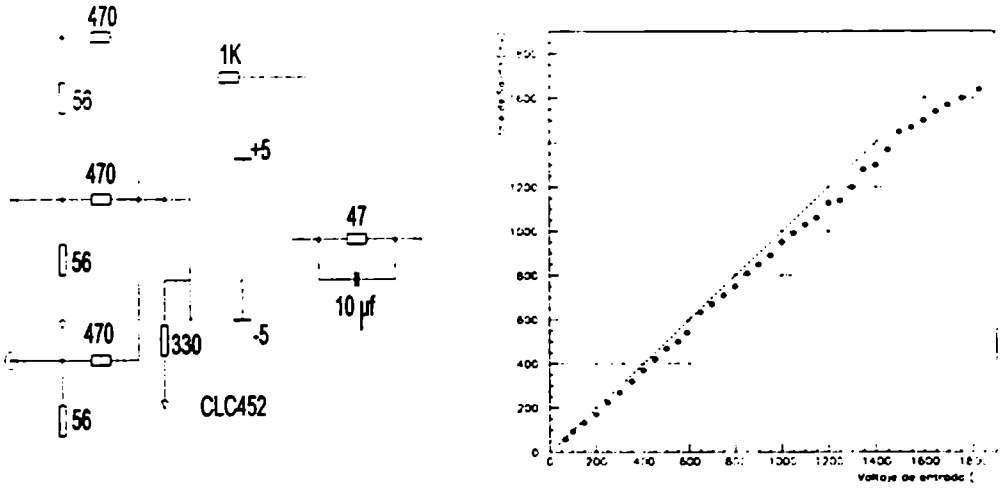


Figura 5.6: Circuito empleado como sumador activo en las estaciones. A la derecha se presenta la curva de respuesta de los circuitos empleados. La línea de puntos corresponde a la función identidad y se presenta a fines comparativos.

5.4.2 Circuitos activos sumadores de señal

A fin de enviar la señal suma de los 3 PMTs hasta la sala de toma de datos a través de cables cuya longitud variaba entre $\sim$ 200 y $\sim$ 300 metros se construyeron sumadores activos que cumplieron la doble función de sumar la señal de los PMTs y proveer una impedancia de salida adecuada para enviar las señales a través de los cables coaxiales de gran longitud utilizados.

En la Figura 5.6 se muestra el circuito empleado, que consiste en un amplificador inversor con ganancia 1, con triple entrada con impedancia constante de 50 Ω y salida adaptada para controlar un cable de 50 Ω. El circuito integrado usado (CL452) posee un ancho de banda de 130 Mhz permitiendo la transmisión de prácticamente todas las componentes armónicas de los pulsos provenientes de los detectores, que fueron determinadas previamente. Un estudio de Fourier de la señal proveniente de los detectores indicó la existencia de un espectro con componentes hasta $\sim$ 100 Mhz.

Como puede verse en la Figura 5.6 el rango lineal de respuesta del circuito sumador cubre el rango 0-1400 mV aproximadamente. Para extender el rango dinámico del sistema se pensó en reemplazar estos circuitos por amplificadores con salida logarítmica compensados por temperatura. Sin embargo, como se mostrará en 8.1.3, para las condiciones especiales de trabajo de este experimento, es posible realizar una estimación de la carga del pulso proveniente de la estación aún en el caso de haber saturado el rango dinámico del sumador activo. Por otra parte, la realización práctica de los amplificadores logarítimicos se encontró fuera del alcance del apoyo electrónico necesario para este trabajo.

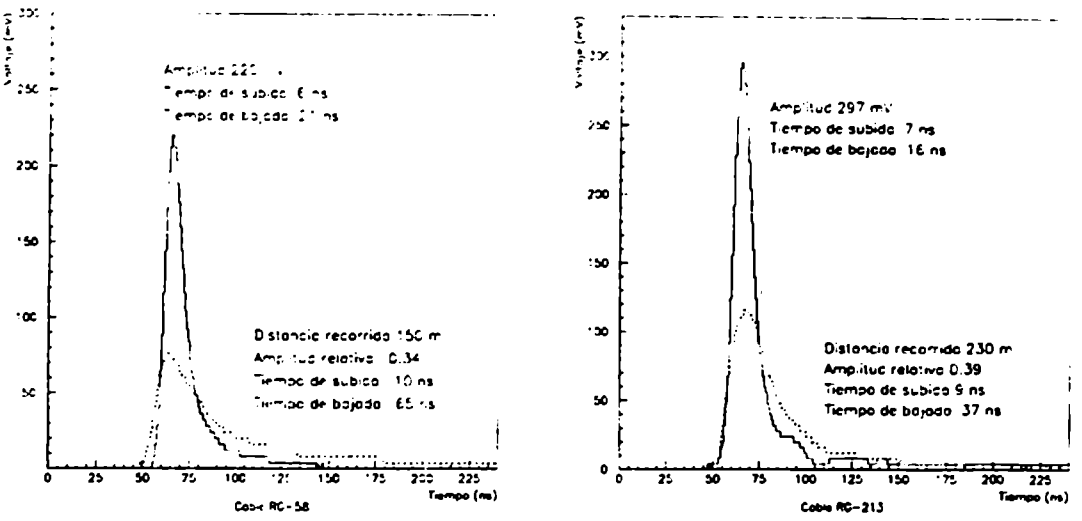


Figura 5.7: Atenuación de una señal de prueba propagada en 150 metros de cable RG-58 (izquierda) y 230 metros de cable RG-213 (derecha).

5.5 Cables de interconexión

Para el interconexionado de los detectores hasta la estación central de toma de datos, se realizó un tendido de cables, aprovechando en lo posible cañeros subterráneos disponibles en el Centro Atómico o realizando tendidos aéreos entre edificios cuando fue necesario.

A fin de minimizar las pérdidas de señal en los cables, se realizó una medición de la transmisión de señal en cable coaxial RG-58 y RG-213. Ambos cables poseen una impedancia caracteristica de 50 Ω, pero la atenuación del segundo es menor. Típicamente la atenuación de una componente de 100 Mhz (valor aproximado de la máxima componente armónica esperable de los WCD) es de 11.2 dB/100 m en el cable RG-58 frente a un valor de 7.2 dB/100 m para el cable RG-213.

Para la realización de la experiencia se dispuso de dos rollos de cables RG-58 y RG-213 de longitudes 75 metros y 115 metros, respectivamente. Un pulso inyectado en un extremo del cable, recorrió (tras ser reflejado en el otro extremo que se hallaba cortocircuitado) una distancia de 150 metros y 230 metros, respectivamente. Debido a la dependencia en frecuencia de la atenuación en los cables, no se normalizaron las mediciones a la misma distancia. En la Figura 5.7, se puede observar que la atenuación en el cable RG-213 es menor que en el cable RG-58, aún cuando la señal se propagó por un cable de mayor longitud.

Además debido a la mayor capacidad por metro la integración de la señal en el cable RG-58 es mayor, como muestran los mayores tiempos de subida y bajada. Por lo tanto se optó por instalar cable RG-213, a pesar de su mayor costo y dificultad de instalación (debido a su rigidez mecánica en comparación con el RG-58). De este modo se logró tener un menor impacto en la deformación de la señal proveniente de las estaciones a causa del cable.

Estación	Tiempo de tránsito [ns]	Longitud equivalente [m]
A	1030 ± 10	206
B	980 ± 10	196
C	1550 ± 10	310
D	221 ± 2	44

Tabla 5.2: Tiempo de tránsito de las señales a través de los cables de interconexionado (RG-213) entre las estaciones y la sala de toma de datos. La longitud equivalente de los mismos fue obtenida considerando la velocidad de propagación en el cable como 0.66c de acuerdo a la hoja de datos del RG-213.

Durante el tendido de los cables, fue necesario realizar empalmes de los mismos. A fin de mantener constante la impedancia característica del cable (para evitar reflexiones en la propagación de la señal), se desarrolló una técnica especial de empalme evitando la exposición de conectores a la intemperie, lo que puede introducir cortocircuitos o distorsiones en la señal. En esta técnica, el conductor central fue soldado de punta con el conductor central del otro cable, siendo la soldadura recubierta nuevamente con una pieza de polietileno del mismo tipo y forma que el material aislante, cubriendo totalmente la zona de soldadura con una malla de tierra similar a la del mismo cable. De esa forma se minimizó considerablemente el problema de reflexión de señal en los cables.

5.6 Niveles de alerta del array

A fin de clasificar los eventos registrados por el array, o incluso para la toma de decisiones por parte de sistemas automáticos, fue necesario establecer una jerarquía de situaciones de alerta frente a la señal presente en uno o varios detectores del array.

En la Tabla 5.3 se presenta esta jerarquía. Cada vez que alguna de las estaciones registraba una señal mayor a $\sim$ 1 VEM, esa estación generaba un Nivel T1, cuya acción es la de abrir la ventana de tiempo en la unidad de coincidencia (Véase la Sección 5.7). Por lo tanto, el Nivel T1 corresponde al alerta individual de cada estación. Típicamente, las estaciones de 10 m^2 generaban unos 700 a 800 Hz de Nivel T1, mientras que la estación D generaba unos 35 Hz de Nivel T1 (el detector D tiene un área 20 veces menor que los detectores periféricos).

Si 3 ó 4 estaciones (dependiendo del nivel lógico establecido en la unidad de coincidencia) presentaban señales T1 dentro de una ventana de tiempo pre-establecida, se generaba una señal de STROBE que se utilizaba para activar la escritura a disco de la señal de los detectores. Claramente el Nivel T2 corresponde al array en su conjunto y dependiendo del requisito seleccionado de coincidencia (3 ó 4) se presentaban entre $\sim$ 1500 y $\sim$ 200 T2 por día, respectivamente.

Finalmente, en un análisis "off-line", se un genera un Nivel T3 para aquellos eventos en que hubiera por lo menos 2 VEM en todas las estaciones, a fin de trabajar con solamente con

Nivel	Descripción	Acción	Generada por
T1	Detección de al menos 1 partícula en la estación correspondiente	Disparo de ventana de tiempo	Hardware
T2	Registro de 3 ó 4 T1 en una ventana de tiempo	Escritura a disco	Hardware
T3	Selección de aquellos eventos con más de 2 VEM en todas las estaciones	Clasifición de evento	Software

Tabla 5.3: Resumen de los niveles de alerta y acciones correspondientes del TANGO Array

aquellos eventos que tuvieran una buena relación señal/ruido ($\sim$ 10:1 en amplitud). Debe mencionarse que las condiciones para generar el Nivel T3 son flexibles (ya que se genera por software) y puede ser subdividido en varias sub-clases, según se desee clasificar los eventos por energía, ángulo cenital, posición de impacto del core, etc.

5.7 Sistema de disparo y adquisición de datos

Sobre los detectores del array pueden incidir muones aislados provenientes del fondo de radiación natural o también partículas provenientes de una EAS que pueden incidir en uno o varios de los detectores. En ambos casos, los detectores producirán señales que en principio pueden ser similares.

Para distinguir entre ambas situaciones y a fin de utilizar ambas señales para procesos de calibración (muones aislados) o registro de una EAS, respectivamente, se montó un sistema de lógica basada en módulos de norma Fast NIM, para la toma de decisiones en combinación con un osciloscopio digital para la digitalización de las señales de los detectores. Complementariamente, un sistema de módulos CAMAC fue utilizado para el monitoreo del funcionamiento de los detectores. Tanto el sistema CAMAC como el osciloscopio digital fueron controlados mediante computadoras.

5.7.1 Lógica de disparo

Al llegar al panel de la electrónica central en la sala de toma de datos, las señales provenientes de las 4 estaciones de superficie eran derivadas hacia distintas secciones del circuito de Trigger y monitoreo. Para ese fin, se utilizaron los Expansores de Entradas/Salidas (Fan In-Fan Out o FIFO). Una de las salidas de cada FIFO era directamente enviada hacia cada uno de los conectores del osciloscopio digital de cuatro canales Tektronix TDS 3034 (trabajando a 500 MS/s). El osciloscopio es la pieza fundamental del sistema de toma de datos y funciona como etapa digitalizadora de la señal enviada por las estaciones obedeciendo a una señal de disparo o STROBE (Nivel T2).

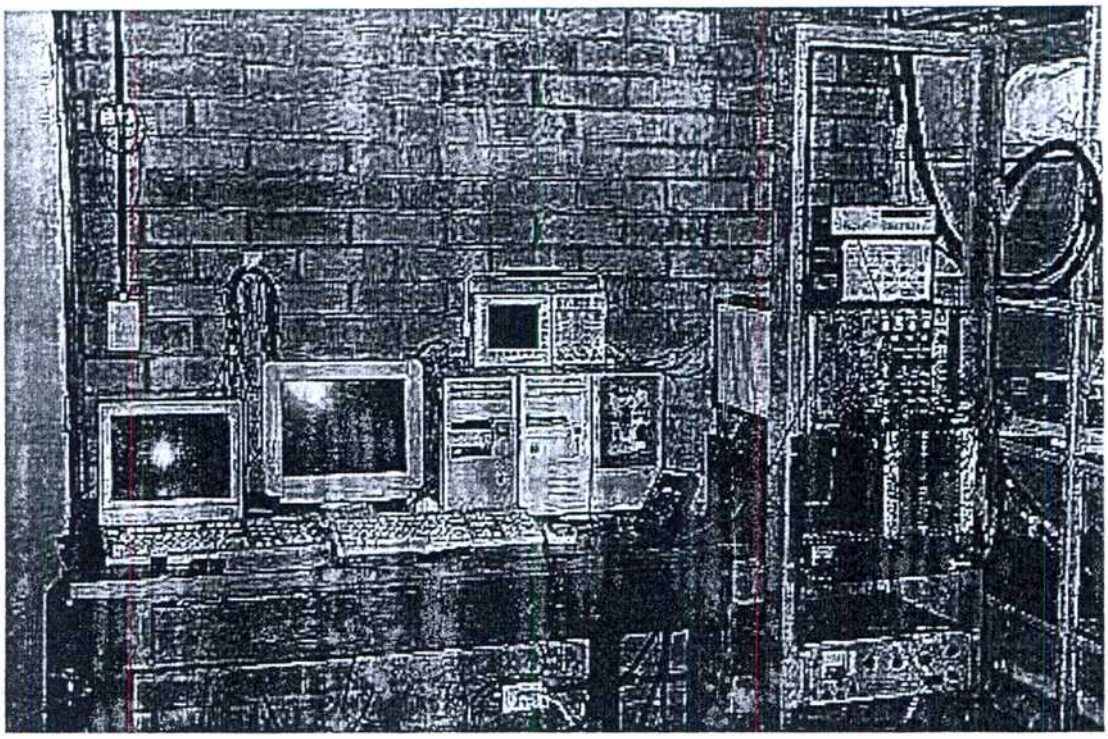


Figura 5.8: Fotografía de la sala de toma de datos. El eje del sistema de adquisición es el osciloscopio digital, visible en el centro de la imagen sobre los gabinetes de las computadoras de control del experimento. A la derecha se observan los cables de interconexión con las estaciones detectoras.

Las señales provenientes de los detectores se encuentran desincronizadas al llegar a la sala de toma de datos luego de haber recorrido diferentes longitudes de cables (ver Tabla 5.2). Entonces, a fin de generar una condición de disparo válida, es esencial compensar los distintos tiempos de tránsito.

Con este fin, se utilizó una segunda salida de los FIFOs para generar un pulso lógico asociado a cada una de las cuatro señales con la ayuda de un discriminador múltiple (umbrales de discriminación ubicados en $\sim$ 1 VEM). Estos pulsos lógicos fueron demorados el tiempo necesario para compensar con precisión el tiempo de tránsito desde la estación correspondiente hasta la sala de toma de datos, para sincronizar los pulsos entre sí.

Una vez realizado esto, los pulsos lógicos de alerta de cada estación (Nivel T1) eran aplicados a una unidad de coincidencia con lógica mayoritaria ajustada con una ventana de tiempo de 1.1 μs, seleccionada de modo tal de cubrir el tiempo máximo requerido por el frente de una EAS para cruzar todo el array, incluso para el caso de eventos horizontales.

Cuando la condición seleccionada de disparo (coincidencia triple o cuádruple) es satisfecha, la unidad de coincidencia genera un pulso lógico (STROBE) que es demorado 8 μs antes de ser enviado hacia el osciloscopio para iniciar el proceso de digitalización de la señal de una EAS.

Debido a que el osciloscopio empleado no dispone de "disparo externo", uno de los canales

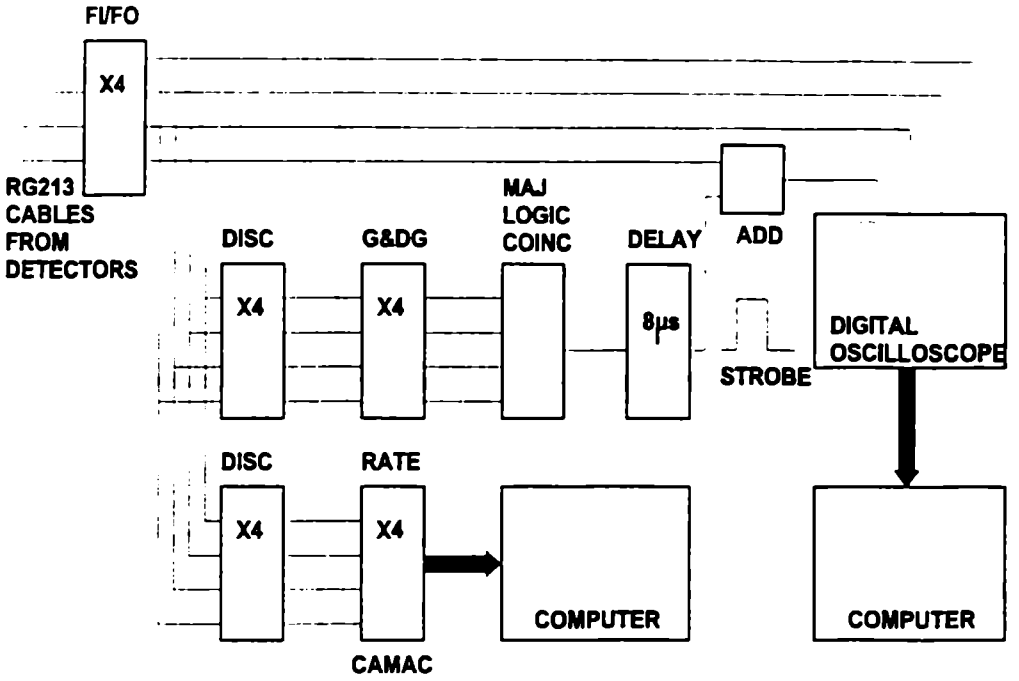


Figura 5.9: Diagrama de bloques simplificado de la lógica asociada a la toma de datos. Extraído de [42].

analógicos debió ser empleado como canal de disparo, además de su función primaria de digitalización de la señal proveniente de uno de los detectores. Por ese motivo, el pulso de disparo o STROBE fue demorado, invertido y sumado al canal del osciloscopio que registra la señal de la estación D. Debido a que la frecuencia del Nivel T2 es reducida y por la demora introducida, no ocurre en la práctica, superposición entre la señal de STROBE y la señal proveniente de la estación D.

Debe mencionarse que la señal de STROBE fue deliberadamente generada con una polaridad opuesta a la de la señal de la estación D con el objeto de distinguir entre ambas señales utilizando el disparo avanzado del osciloscopio y lograr que se inicie el proceso de digitalización en respuesta a la señal lógica de STROBE y no a la señal analógica proveniente de la estación.

Una vez iniciado el proceso de digitalización en el osciloscopio, las señales almacenada en la memoria de cada canal en los 16.384 ns previos son congeladas y transferidas a la PC. El rango dinámico de trabajo es de de 8 bits sobre 1800 mV.

La primera región de 8192 ns, hasta el primer cursor en la Figura 5.10, es utilizada para registrar y calcular el nivel de tensión continua (o *bias level*) presente en el momento del evento. La principal fuente de ruido existente es una oscilación con un período de aproximadamente 1 μs. Realizando una caracterización de las componentes de ruido por transformada de Fourier, se encontró que éste es producido principalmente por las estaciones locales de radio AM.

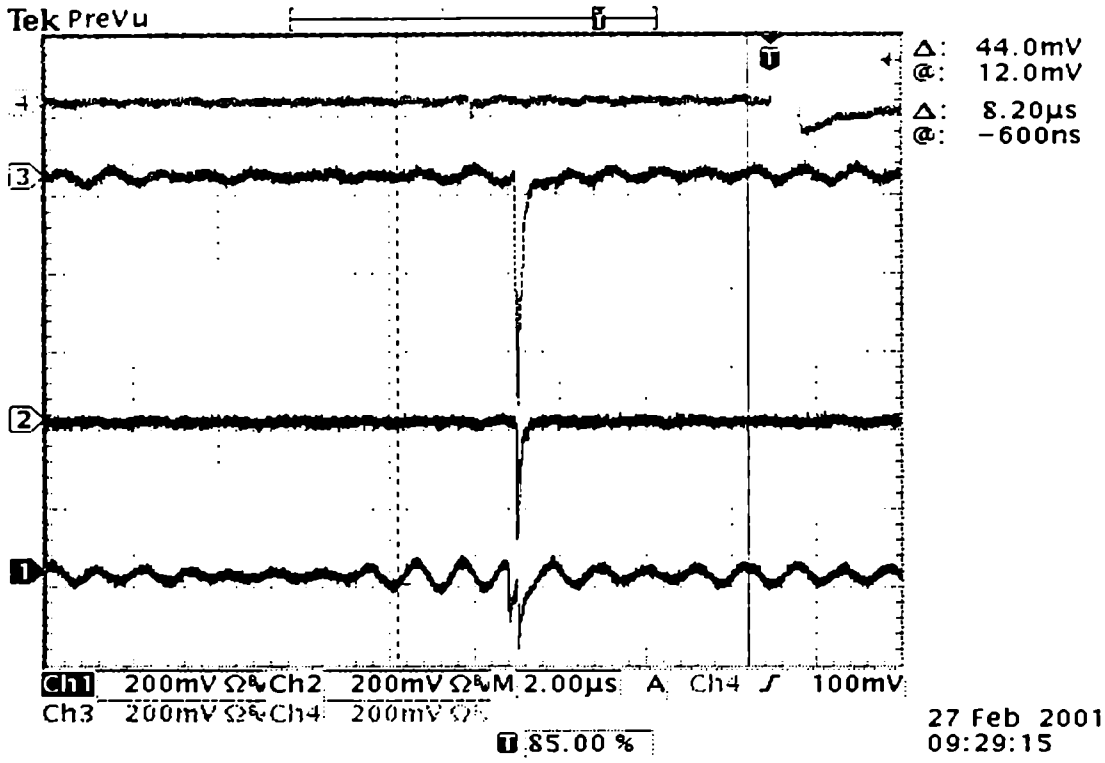


Figura 5.10: Imagen del osciloscopio durante la captura de una EAS. Los primeros 8192 ns (hasta el primer cursor) fueron utilizados para la determinación del nivel de ruido de radio AM presente al momento de registrar la cascada. La zona entre ambos cursores es donde se registró la señal proveniente de las estaciones. Más allá del segundo cursor, los datos no son grabados a disco y esa zona fue utilizada para recibir la señal de STROBE. Los señales fueron desplazadas verticalmente por claridad.

Los siguientes 8192 ns (entre los cursores en la Figura 5.10) es la región de tiempo donde se registraron las señales producidas por una EAS en las estaciones de superficie.

La última región es usada para recibir la señal de STROBE y no fue grabada a disco. Un filtro pasabajos de 150 MHz incorporado en el osciloscopio fue activado, a fin de reducir la amplitud de señales indeseadas de alta frecuencia. Como fue mencionado anteriormente las estaciones producen señales que poseen componentes hasta ~ 100 Mhz. por lo que este filtro no afecta significativamente a la señal.

5.7.2 Software de control

Se escribió especialmente un programa de control para el sistema de adquisición de datos a fin de automatizar su funcionamiento. El programa posee dos modos de trabajo "Búsqueda" y "Calibración". Bajo el modo "Búsqueda", cuando una señal de STROBE llega al osciloscopio, las señales presentes en los 4 canales del osciloscopio son grabadas a disco (en formato binario) junto con la información de la hora civil local, día y año, lo cual permite la proyección de la dirección de arribo del rayo cósmico en sistemas de coordenadas astronómicos.

Cuando el sistema se encuentra en modo "Calibración", bajo el control del programa (una vez por día), los datos que se registran corresponden a cada una de las estaciones disparadas por ellas mismas a fin de calibrarlas, es decir, obtener el valor del VEM correspondiente a ese día para cada una de las estaciones.

El método empleado para calibrar las estaciones es similar al descrito en la Sección 4.2.1. Los datos se almacenan en disco y son analizados "off-line". Aproximadamente se requieren 90 minutos para calibrar las cuatro estaciones, adquiriendo 1500 eventos en las estaciones A, B y C y 3000 en la estación D. Se ha encontrado empíricamente que esa cantidad de eventos resulta adecuada para la determinación del valor del VEM de cada estación con un error del $\sim 5\%$. La hora de inicio del proceso de calibración, así como la cantidad de eventos registrados en cada detector son establecidos a través de un archivo ASCII.

El mayor número de eventos de calibración requeridos en el detector D, puede deberse a su menor tamaño. En este detector, la relación en la amplitud de las señales de un muón y un electrón provenientes del fondo natural no es tan marcada como en los detectores periféricos (10 m^2), requiriéndose una mayor colección de eventos para mejorar la estadística en la determinación del pico producido por los muones.

Una vez que se completa la calibración diaria, el programa automáticamente cambia al estado "Búsqueda" descrito anteriormente y permanece en ese modo hasta la hora programada para el modo "Calibración" al día siguiente.

Paralelamente, se monitorea continuamente la tasa de contaje de los cuatro detectores mediante contadores CAMAC con un tiempo de refresco de 1 segundo. Los niveles de discriminación de los contadores fueron ajustados en ~ 0.5 VEM. El control y registro de esta información es de mucho valor ya que permite detectar anomalías en el funcionamiento de los detectores, descartar datos registrados durante condiciones de operación inestables o incluso alertar por eventuales fugas de luz en las estaciones (como se muestra en la siguiente sección).

El sistema de toma de datos es completamente automático, controlado por computadora y no requiere de acción por parte del operador para funcionar.

5.8 Operación del Array

El TANGO Array registró su primer evento (utilizando solamente los detectores A, B y C) el 22 de marzo de 2000. A partir de esa fecha y durante un período de aproximadamente 6 meses se realizaron una serie de pruebas, ajustes y calibraciones del sistema para finalmente entrar en régimen estable de colección de EAS el 13 de setiembre de 2000. A continuación se presenta un detalle del funcionamiento y estabilidad del Array correspondiente al período 13 de setiembre de 2000 al 21 de marzo de 2001.

Durante ese período, el sistema de toma de datos registró un total de 61996 disparos. En

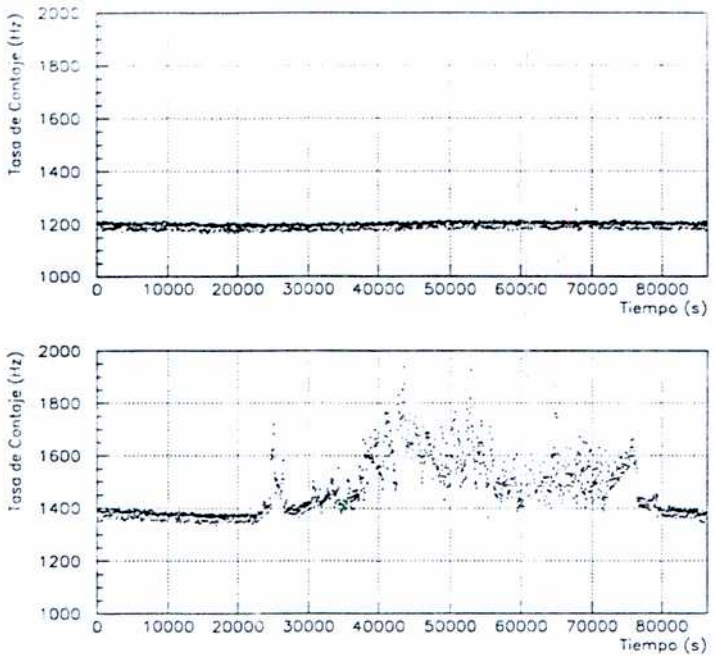


Figura 5.11: Tasa de contaje de los detectores de superficie. En el recuadro superior se presenta el comportamiento de la tasa de contaje a lo largo de 24 horas de funcionamiento estable de uno de los detectores. En el recuadro inferior se presenta la respuesta de la tasa de contaje en presencia de una fuga de luz. El origen de tiempos es la medianoche.

el presente informe de tesis, se incluye solamente el análisis de los datos registrados cuando todos los detectores presentaban un funcionamiento estable (ver la Sección 5.8.1) y cuando la condición de disparo seleccionada era la coincidencia temporal de señales en los cuatro detectores. Bajo las condiciones descritas, un total de 17233 disparos han sido considerados para su análisis.

5.8.1 Monitoreo de las estaciones

Para monitorear el estado del funcionamiento general de las estaciones durante la operación del Array, se registró la tasa de contaje de los mismos para un nivel de discriminación mayor a ~ 0.5 VEM. La tasa de contaje de los detectores es un indicador sensitivo a fluctuaciones en la ganancia de los PMTs, fugas de luz, etc. En particular, durante el verano el detector D fue externamente recubierto con una lámina de Tyvek para evitar su recalentamiento durante las horas del día, ya que debido a la fluctuación térmica aumentaba el nivel de ruido del PMT. Los otros detectores no necesitaron tal recubrimiento ya que por su mayor volumen de agua, presentaban una mayor inercia térmica.

La Figura 5.11 muestra la evolución en la tasa de contaje de uno de los detectores frente a condiciones de funcionamiento estable e inestable. El comportamiento de la tasa de contaje

alertó sobre la presencia una fuga de luz que luego fue identificada como una pequeña fisura en la tapa del detector y se procedió a cerrarla mediante soldadura.

En aquellos casos en que se observaron comportamientos inestables en alguno de los detectores, los eventos registrados en coincidencia por el Array no fueron incluidos en la base de datos analizada. Por ejemplo, en la secuencia que se muestra en la parte inferior de la Figura 5.11, se eliminaron los datos obtenidos en estas condiciones para el período de tiempo correspondiente entre los 20000 y 80000 segundos (medidos a partir de la medianoche).

5.8.2 Evolución del VEM en los detectores

Como fue descrito en la Sección 5.7 las estaciones de superficie fueron calibradas diariamente durante todo el período de medición. El método empleado para calibrar cada estación se encuentra descrito en la Sección 4.2.1 y se basa en registrar la señal de los muones provenientes del fondo de radiación natural. Los valores absolutos del VEM en cada una de las estaciones es dependiente de las condiciones del detector y en particular de la tensión aplicada a sus fotomultiplicadores. La misma fue ajustada para obtener una amplitud de $\sim$ 100 mV (20 mV) para la señal del VEM en las estaciones A,B y C (D) luego de propagarse a lo largo de los respectivos cables.

Puede verse que los valores del VEM presentan derivas (corrimientos lentos) cuyos tiempos característicos son del orden de algunos días. Posiblemente estas derivas pueden deberse a fluctuaciones de tipo térmico (por motivos climático-estacionales) en los detectores. En la Tabla 5.4 se presenta el valor medio del VEM y su valor cuadrático medio a lo largo de todo el período incluido en el presente análisis. A pesar de las derivas presentes en el valor del VEM, puede notarse que la fluctuación de su valor medio es del orden de $\sim$ 15%.

5.8.3 Evolución de la tasa de disparo del Array

La cantidad de eventos registrados diariamente (bajo las condiciones descritas al principio de esta sección) se presentan en la Figura 5.13. El valor medio del número de eventos registrados diariamente es de 200 disparos/día y su fluctuación (valor cuadrático medio) es de 27 disparos/día.

Estación	Valor Medio [pC]	Fluctuación [pC]	Cociente (%)
A	135	18	13
B	288	29	10
C	350	17	5
D	12	2	17

Tabla 5.4: Valor medio y fluctuación (valor cuadrático medio) del VEM en las cuatro estaciones

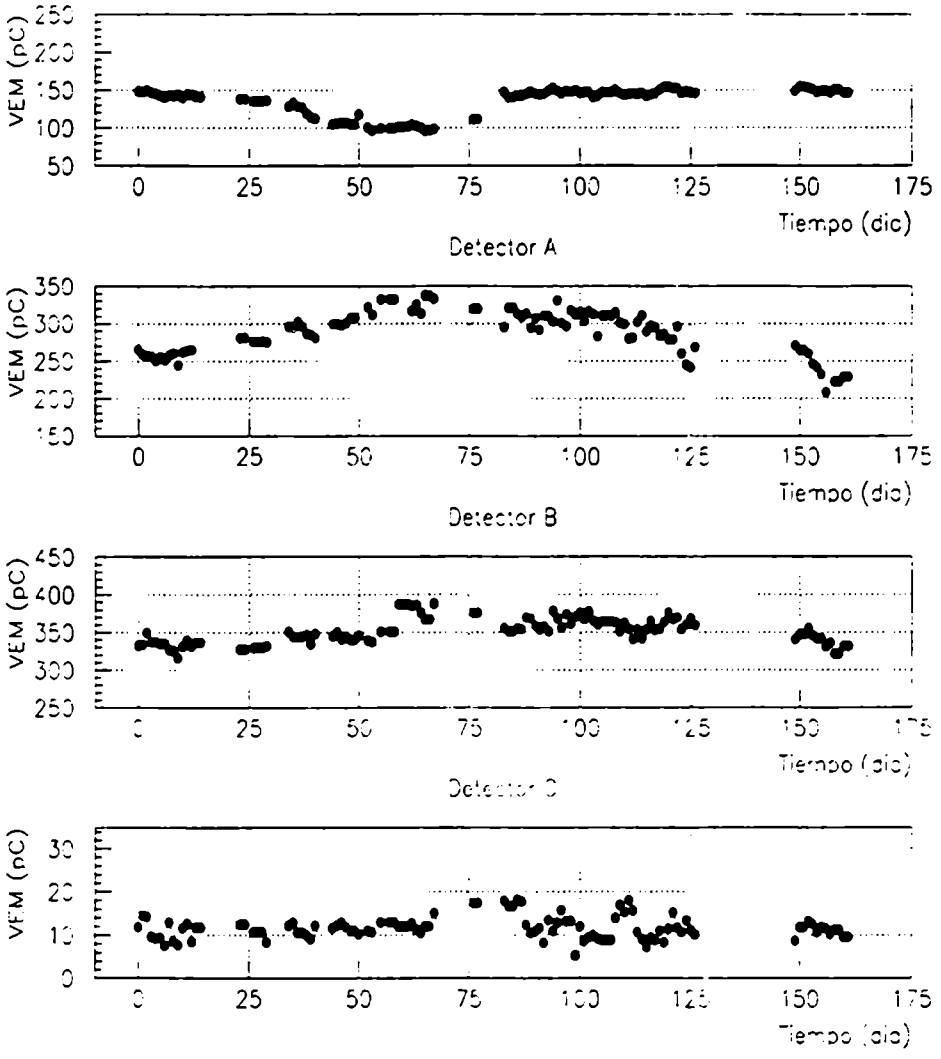


Figura 5.12: Evolución del valor VEM en los detectores. Los espacios sin datos corresponden a períodos en los que el sistema se encontraba fuera de servicio, bajo otra condición de disparo (y por eso no incluido en el análisis) o los datos fueron suprimidos de la base de datos por estar alguno de los detectores funcionando de manera inestable. El día cero corresponde al 13 de setiembre de 2000.

La cantidad de eventos registrados diariamente depende ligeramente de la presión atmosférica presente. Variaciones en la presión atmosférica implican una mayor o menor cantidad de materia interpuesta en el camino de la cascada hacia los detectores, lo que se traduce en una mayor o menor facilidad para sobrepasar el umbral de disparo del array.

No fue posible registrar la presión y la temperatura durante el período de medición, con excepción de unos pocos registros en la bitácora del experimento, en donde se reportan algunos días de presión extremadamente baja (o alta) en los que se observa un mayor (menor)

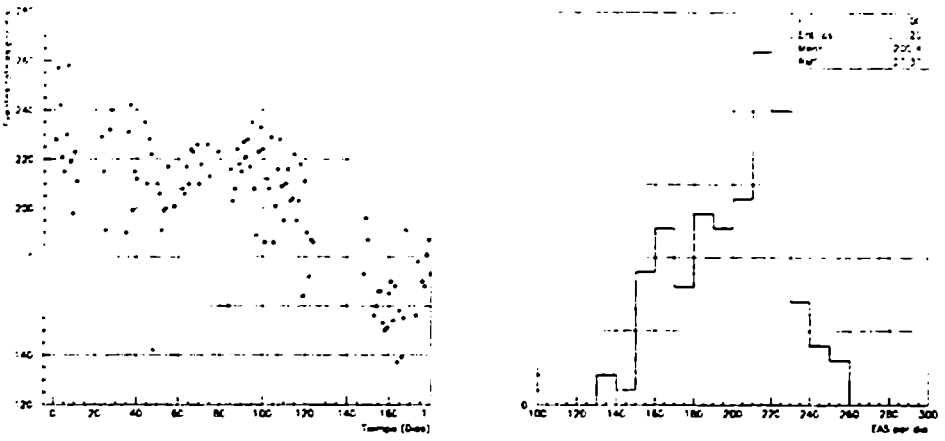


Figura 5.13: En la izquierda se puede ver el número total de disparos por día registrados por el sistema de toma de datos a lo largo del período incluido en el análisis. A la derecha se observa su distribución, el valor medio y la fluctuación de los mismos. Las variaciones en el número de disparos registrados diariamente depende de las condiciones atmosféricas presentes. Véase el texto por más detalles.

número de eventos, encontrándose el array en funcionamiento estable. Por lo tanto ese cambio en el número de eventos podria estar relacionada con los cambios en la atmósfera.

Se puede observar un ligero decaimiento en la cantidad de eventos registrados por el Array a lo largo del tiempo, en partícular a partir del 11 de Febrero de 2001 (día 150) cuando el sistema volvió a tomar datos, luego de la gran tormenta del 24 de enero de 2001, que afectó seriamente al Centro Atómico Constituyentes y también al TANGO Array. Es posible, que el decaimiento en el valor del VEM registrado por el detector B (Véase Figura 5.12) se encuentre relacionado con ese fenómeno. Debe tenerse en cuenta que la pérdida de señal en uno sólo de los detectores, afecta al funcionamiento general de todo el Array y por ende, se traduce en una disminución del número total de disparos registrados.

Capítulo 6

Simulación del TANGO Array

En una primera etapa, con el objetivo fin de obtener el diseño general del Array, se realizó una serie de simulaciones (simplificadas) para la caracterización de la distancia óptima entre detectores, necesidades del sistema de toma de datos, rangos dinámicos, etc. En una segunda etapa, con el fin de caracterizar el comportamiento del Array y estimar su resolución angular y de energía en la reconstrucción de eventos, se realizaron una serie de extensas y detalladas simulaciones numéricas.

Una serie de códigos fueron especificamente desarrollados para incluir en la simulación la respuesta de los detectores de superficie frente a las diversas partículas de una EAS, así como características propias del array tales como su nivel de ruido, atenuación de las señales en los cables, etc.

6.1 Simulación de la cascada de partículas

El programa AIRES [67] fue utilizando con el paquete de colisiones hadrónicas SYBILL en el primer paso de la cadena de simulaciones que fue la construcción de una base de datos de cascadas atmosféricas producidas por rayos cósmicos primarios en el rango de energías de interés.

La simulación de la cascada se inicia con la inyección de una partícula en la alta atmósfera ($\sim$ 100 km sobre el nivel del mar) y se computa el desplazamiento e interacciones del rayo cósmico primario y las diferentes generaciones de partículas secundarias generadas en la cascada subsecuente.

A fin de reducir el tiempo de CPU y espacio en disco, fue empleada la técnica denominada *thinning*[67] para limitar el número total de partículas en la cascada que son explícitamente incluidas en el computo. La idea subyacente consiste en seguir todas las partículas con una energía superior a una energía umbral o de *thinning* y aquellas partículas con una energía por debajo del umbral son computadas de manera estadística. De esa forma se limita

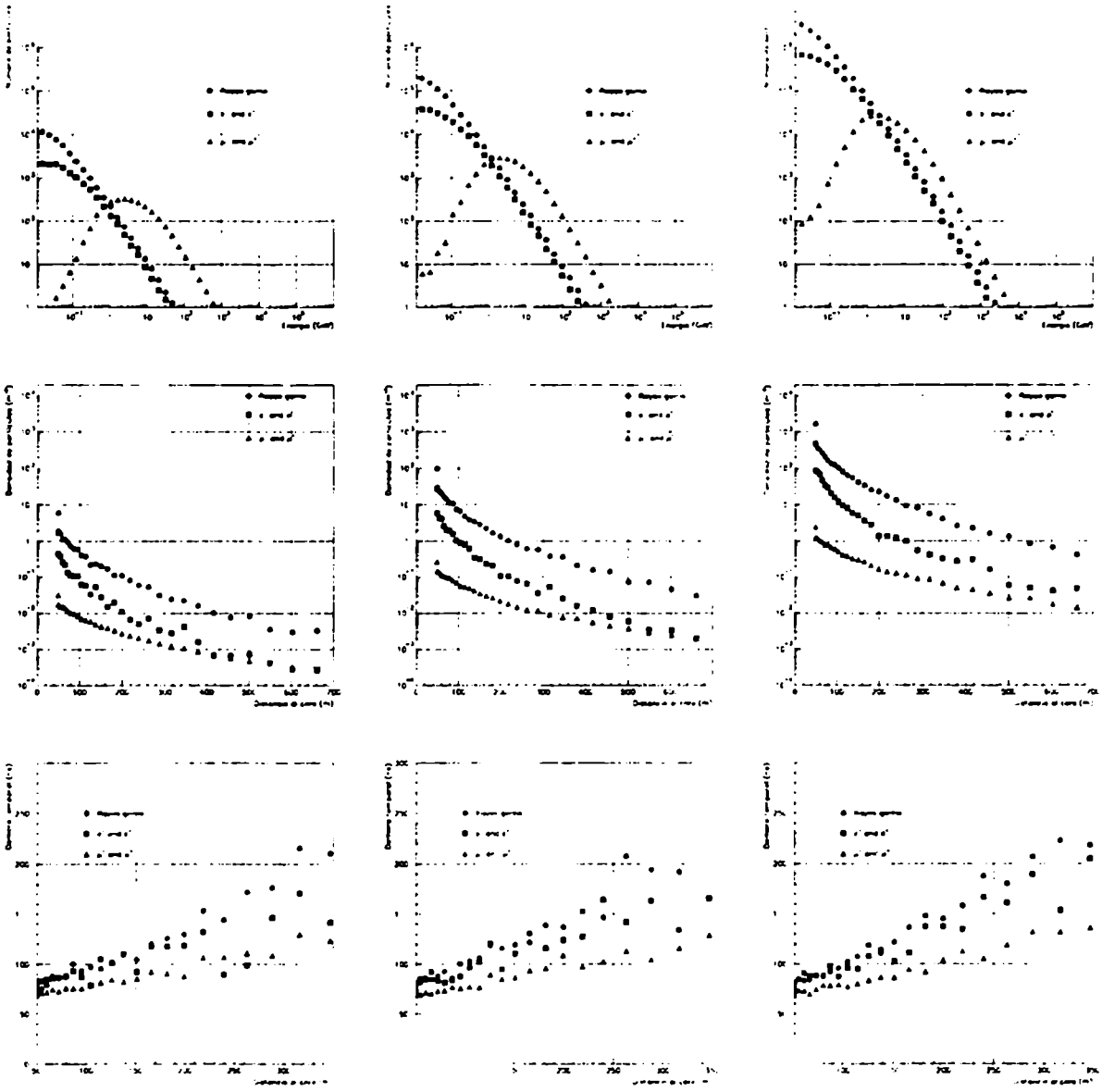


Figura 6.1: Resultados típicos obtenidos con AIRES para diferentes EAS iniciadas por un protón cuyo ángulo cenital de inyección es de 15°. Las energías primarias de inyección son 3×10^{14} eV, 3×10^{15} eV y 3×10^{16} eV, respectivamente desde la izquierda. La primera fila del gráfico muestra las distribuciones de energía para las partículas secundarias de una EAS. La segunda fila muestra sus distribuciones laterales, mientras que la tercera presenta sus demoras temporales.

el número total de partículas incluidas en la simulación, disminuyendo los requerimientos computacionales, pero a costo de incluir ciertas fluctuaciones artificiales, debido al empleo de esta técnica numérica [68].

A fin de reducir estas fluctuaciones artificiales y para que las fluctuaciones dominantes sean las debidas debidas a la física de producción de partículas para cada una de las diferentes condiciones iniciales mencionadas más abajo, fueron agrupados conjuntos de 100 cascadas

generadas todas bajo las mismas condiciones y se utilizó su promedio y dispersión en el cómputo de los diversos parámetros. El uso de los valores promedios de conjuntos de 100 lluvias resulta más eficiente desde el punto de vista del tiempo de computo que el reducir el valor del thinning como se muestra en [67].

Para la construcción de la base de datos, fueron seleccionadas veinte energías en el rango 10^{14} eV a 10^{18} eV y fueron consideradas dos especies nucleares (protones y hierro) como partículas primarias. Ellas fueron inyectadas con ángulos cenitales de 0°, 15°, 30°, 45° y 60°. El valor de thinning relativo empleado fue 5.10^{-5}. Todas estas simulaciones fueron realizadas suponiendo el nivel del suelo a 15 m.s.n.m (altitud del array). Por lo tanto, para la generación de la base de datos se computaron un total de 20.000 EAS individuales, cubriendo el rango de energías, ángulos cenitales y masas de primario mencionadas.

El programa AIRES provee salidas en formato de Tablas en código ASCII, donde la información de las partículas es regenerada (después del *thinning*) para obtener, entre otros parámetros, la densidad de partículas como función de la distancia al core, la distribución en energía de las partículas, su retardo temporal respecto de un frente plano, etc. Todas estas tablas incluyen el valor medio y la dispersión, así como los valores máximos y mínimos para el respectivo bin del parámetro computado.

Debe tenerse en cuenta que la cercanía del punto de impacto del core es la zona con mayor densidad de partículas y donde se encuentran agrupados la mayoría de los hadrones. Si el core de una EAS cae cerca de una estación de superficie, la misma seguramente estará saturada, no siendo posible extraer información de la misma y resultando en una pérdida de tiempo de CPU la simulación de esa situación. Por otra parte, lejos del punto de impacto del core, la densidad de partículas es mucho menor (cayendo dentro del rango dinámico de las estaciones) y casi no se encuentran hadrones. Por lo tanto, en la simulación solamente se incluyeron las tablas de LDF, energía y demora temporal (tiempo de arribo) de rayos gama, $e^{\pm}$ y $\mu^{\pm}$, ya estas especies son las más abundantes en zonas alejadas al eje de una EAS.

6.2 Diseño del Array en base a simulaciones

Como se mencionó anteriormente, se realizó una serie de simulaciones con el fin de determinar el diseño general del array. En esta serie de simulaciones, se utilizó solamente la densidad de partículas (como función de la distancia al punto de impacto) asumiendo que todas las partículas -de cada especie- tenian la misma energía (el valor más probable de su distribución correspondiente). En esta etapa no se consideró la distribución de tiempos de arribo de las partículas a las estaciones.

Para optimizar la distancia entre estaciones, se simuló la energía depositada por las partículas secundarias de una EAS impactando en forma uniforme en una zona más grande que el área geométrica del array. La energía primaria de las EAS comprendía el rango especificado más arriba. Tres estaciones se hallaban ubicadas en los vértices de un triángulo equilátero y la cuarta en el punto central del triángulo. Esta simulación se repitió para

diversas longitudes de lado del triángulo, cubriendo el rango 100-800 metros con un paso de 50 metros.

Con los resultados de esta simulación, se pudo estimar la eficiencia de disparo de EAS (basándose solamente en la energía depositada en cada estación) de diversas energías en función de la distancia entre estaciones. Buscando optimizar la colección de EAS con energías del orden de $\sim 10^{15}$ eV y teniendo en cuenta que el flujo de las mismas sigue una ley de potencias (Véase la Figura 1.1 se halló que el largo óptimo de lado se encuentra entre los 300 y 350 metros. Como se mencionó en el Capítulo 5, la posición final de los detectores quedó determinada por los edificios preexistentes del Centro Atómico Constituyentes, siendo el lado promedio de 270 metros.

6.3 Simulación del registro de una EAS por el array

En una segunda etapa y con el fin de determinar la respuesta del arreglo de detectores frente a una EAS, fue utilizada la información contenida en las Tablas de AIRES para simular "eventos", *i.e.* cascadas de partículas individuales cayendo dentro (o en los alrededores) del área geométrica del array.

Las tablas de AIRES contienen información sobre la densidad de partículas, tiempos de arribo, distribución de energía, etc. sin especificar la posición y tipo (o incluso la existencia) de los detectores. Entonces, la información generada por AIRES es utilizada para simular un evento, en donde se especifica el punto de impacto de la EAS respecto a un arreglo de detectores, se determina las distancias desde el core a cada detector, se especifica la cantidad de partículas incidiendo en cada detector (de acuerdo con el valor medio y fluctuación correspondiente a cada estación en particular), energía y tiempo de impacto. Finalmente, se simula la señal de los detectores se clasifica al evento, según el nivel de disparo (trigger) que haya producido en el sistema de adquisición de datos (trigger).

El procedimiento para simular un evento es descrito a continuación:

- Se selecciona (al azar a partir de una distribución uniforme) una posición de impacto dentro de un área de impacto que es más grande que el área del array. De esa forma es posible estimar el efecto de EAS cayendo fuera de los límites geométricos del array y obtener una estimación de su eficiencia de disparo. El área de la zona de impacto fue ajustada logarítmicamente con la energía primaria, con el propósito de incluir el incremento en el tamaño del frente de una EAS con la energía.

- Para cada posición de impacto del core, los ángulos cenitales y azimutales del eje de la EAS fueron seleccionados de la siguiente forma: el ángulo azimutal fue distribuido uniformemente y el ángulo cenital mediante una distribución $\cos^3(\theta)$ con un corte en 45°. Este corte fue conformado de acuerdo a la profundidad atmosférica de Buenos Aires, donde la mayor parte de las EAS caen dentro de un cono de $\sim 40°$. El exponente de la distribución fue seleccionado para producir una distribución más plana que la más

plana reportada hasta la fecha[63]. Esto fue hecho para incluir en la base de datos un número estadísticamente significante de eventos a elevados ángulos cenitales.

- Una vez que fueron seleccionados los ángulos del eje y la posición de impacto del core para cada evento en particular, se calcularon las distancias a cada estación de superficie. Entonces, los valores medios y fluctuaciones de las tablas generadas por AIRES se interpolaron para reproducir las condiciones del evento simulado.

- Para incluir los efectos de fluctuaciones en la producción de particulas por EAS bajo las mismas condiciones, un conjunto de generadores uniformes de números al azar fueron modificados mediante la técnica de aceptación-rechazo[61] para reproducir el valor medio y la dispersión en la densidad de partículas de acuerdo a la especie involucrada. Con las tablas de AIRES interpoladas a las condiciones de cada evento simulado y los generadores de números al azar modificados, se obtuvo la densidad (partículas/m^2) de rayos gama, $e^{\pm}$ y $\mu^{\pm}$ impactando en la región de cada detector. Finalmente fueron multiplicados los valores de la densidad por el área geométrica de cada uno de los detectores para obtener el número de partículas de cada especie impactando en cada estación.

- La energía y el tiempo de arribo de las partículas individuales cayendo sobre cada estación fueron obtenidos utilizando el mismo procedimiento (técnica aceptación-rechazo). Estos valores se determinaron teniendo en cuenta la especie de la partícula involucrada y la distancia al punto de impacto del core.

- Una vez obtenido el número, la energía y el tiempo de todas las partículas que impactaron en cada detector, se simuló la señal del mismo mediante el procedimiento que se describe en detalle en la Sección 6.4.

- Mediante un análisis de Fourier se estudió el espectro en frecuencias del ruido electrónico presente en la zona del TANGO Array y se concluyó que las emisoras comerciales de AM son las principales fuentes de ruido (que se introduce por los cables de interconexión), contribuyendo con un nivel de $\sim$ 15 a 30 mV a la señal (la amplitud del pulso típico para una partícula individual es de $\sim$ 100 mV). Por lo tanto, con el objeto de obtener una simulación realista, se ha sumado un espectro de ruido con características similares al registrado experimentalmente a las señales generadas por las estaciones.

- Se simuló el comportamiento de un conversor analógico-digital, emulando un FADC trabajando a 500 MS/s (como el utilizado en el sistema de toma de datos). De este modo se generó una señal simulada que incluye la digitalización de los pulsos provenientes de las estaciones, su atenuación a lo largo de los cables de interconexión y el ruido captado en los mismos.

- El último paso fue la simulación del sistema de disparo de toma de datos, a fin de determinar si un evento en particular es capaz o no de generar una señal de STROBE (Véase 5.7). A tal fin, fueron analizadas las trazas simuladas en búsqueda de los tiempos de alerta T1 (Véase 5.6) en cada canal. Debe tenerse en cuenta que pueden existir múltiples T1 en uno o varios canales. Entonces, estos tiempos T1 fueron comparados entre sí, a fin de buscar coincidencias temporales con otras estaciones (detección de

una EAS). Si más de un T1 está presente en uno o varios canales, cada uno de ellos es considerado independientemente para la búsqueda de coincidencia temporal. Los niveles de umbral para el nivel T1 fueron ajustados a 1 VEM (de cada detector) y la ventana de tiempo para las coincidencias fue fijado en 1.1 μs, de acuerdo con la situación real durante las mediciones. Si se encontraba una condición de coincidencia (T2), entonces el evento es clasificado de acuerdo a cuales detectores están involucrados en la coincidencia.

Todos los programas requeridos por la cadena de simulaciones (con la excepción de AIRES) fueron desarrollados especialmente para el presente trabajo. El número total de eventos simulados asciende a 360.000 (9000 por cada energía primaria) incluyendo todas las energías, ángulos cenitales de la partícula que inició la EAS y especies primarias.

6.4 Simulación del detector de superficie

Se escribió un sencillo pero veloz programa para simular la respuesta del detector de superficie. En vez de simular en detalle la interacción de las partículas de una EAS con la masa de agua, la producción de fotones Čerenkov y su transmisión a través del agua, se utilizó el detallado conocimiento del comportamiento del detector adquirido a lo largo de los años previos de operación del primer prototipo[36].

Como se ha mostrado anteriormente (Véase la Sección 4.3) la carga colectada entre los 3 PMTs es (muy aproximadamente) proporcional a la trayectoria recorrida por la partícula dentro del agua y esto es válido independientemente de la posición de ingreso o del ángulo cenital de la partícula. Además, como ya fue mencionado, los tiempos de crecida y bajada de los pulsos permanecieron aproximadamente constantes para todo el rango de trayectorias y ángulos cenitales, siendo sus fluctuaciones aproximadamente $\pm$ 10% de sus valores medios.

Los datos mostrados en la Sección 4.3 fueron obtenidos para muones. La respuesta de un WCD para electrones y rayos gama es también proporcional a la trayectoria de los mismos en agua [60]. Debe mencionarse que los rayos gama son habitualmente detectados a partir de la formación de pares electrón-positrón que es el canal de interacción más probable teniendo en cuenta la energía típica de los mismos en una EAS. Por lo tanto, la señal producida por un rayo gama es básicamente la misma que aquella producida por un electrón, ya que la distribución de energías de ambas especies es similar.

La señal producida por un muón con una energía mayor a $\sim$ 400 MeV resulta indistinguible de aquella producida por un electrón con una energía mayor a $\sim$ 250 MeV[69]. Por lo tanto, fueron utilizados estos valores para normalizar la señal de los electrones a aquella correspondiente a los muones.

A fin de incluir en las simulaciones el efecto de la distorsión en la señal debido a la atenuación en los cables, se registró el pulso promedio para muones verticales transmitido luego de

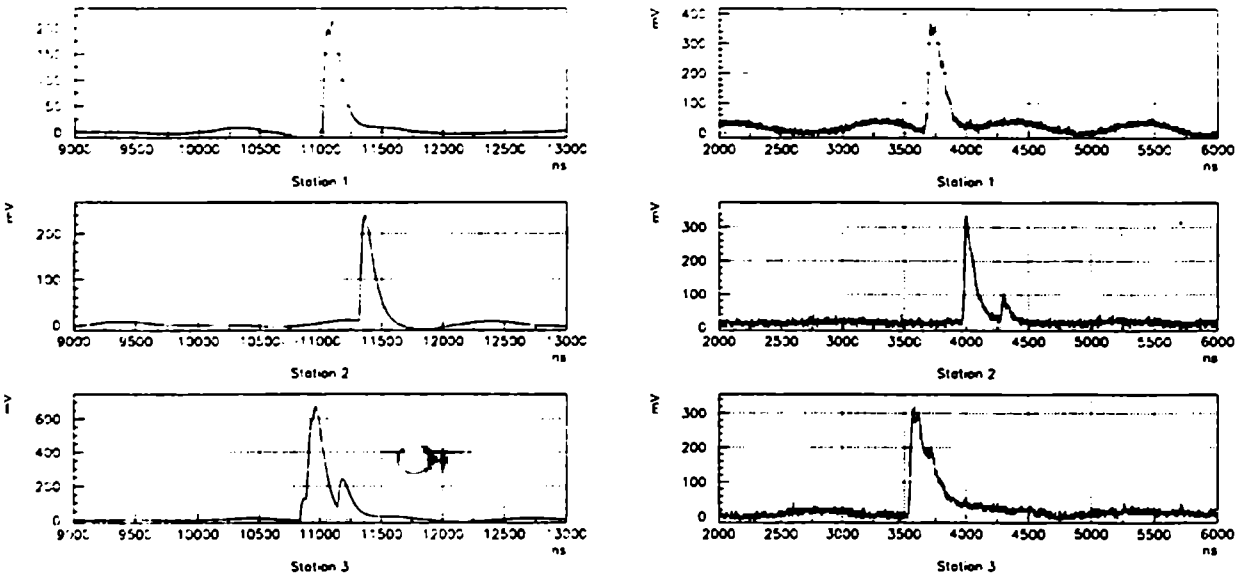


Figura 6.2: Evento simulado (izquierda) y pulsos registrados de una coincidencia real detectada en los tres detectores de 10 m^2 (derecha). Ambos eventos fueron elegidos arbitrariamente y se muestran a fines comparativos. Nótese el nivel de ruido en la traza simulada. El origen de tiempo en la simulación es arbitrario y no tiene correlación con el origen de tiempo medido. Extraído de [42].

200 m de cable RG-213 (Véase 5.5), utilizándose sus características (espectro de frecuencias, amplitud, fluctuación, etc) como base para la simulación de señal de los detectores.

Teniendo en cuenta toda esta información, la señal de los detectores de superficie fue simulada como se describe a continuación:

- **Muones:** Por cada muón incidiendo sobre un detector de superficie se seleccionó un ángulo cenital con un generador de números al azar, modificado para ajustarse a una distribución gaussiana centrada en el ángulo cenital del rayo cósmico primario de la EAS y con una desviación standard $\sigma = 4°$. Por lo tanto, las partículas están restringidas a un rango de ángulo cenital de aproximadamente $\pm$ 20°. Una vez establecido el ángulo cenital, se obtiene el alcance de la partícula en agua, de acuerdo con su energía y se calcula la amplitud de su pulso en función de su alcance. Si el mismo excede a la longitud de la traza dentro del detector, entonces se estima la amplitud del pulso en forma proporcional a la longitud de la traza. Finalmente, son establecidos los tiempos de subida y bajada (a partir de generadores de números al azar con una distribución gaussiana) y se registra la forma de pulso en memoria, teniendo en cuenta su respectivo tiempo de arribo a la estación. Tanto la amplitud del pulso, como los tiempos de subida y bajada son obtenidos a partir de generadores de números al azar, convenientemente modificados para reproducir los valores experimentales.

- **Electrones:** El procedimiento general es similar al descrito para los muones. La principal diferencia ocurre al calcular el alcance, el cual para el caso de los electrones en

agua, se considera menor que la distancia que debe recorrer la partícula para atravesar el detector, es decir, se asume que es completamente detenida dentro del WCD (esta hipótesis se encuentra justificada ya que la energía característica de los electrones de una EAS es menor a $\sim$ 100 MeV) y no se consideran partículas retro-dispersadas. Los valores de la amplitud de pulso para electrones fueron obtenidas a partir de simulaciones previas realizadas con GEANT[58].

- **Rayos gama:** La energía de los rayos gama producidos por una EAS se encuentra, aproximadamente, entre 10 MeV y 100 MeV. En este rango de energías el principal canal de interacción en agua es la creación de pares electrón-positron y su longitud de interacción es del orden de 80 cm. La longitud de la traza recorrida por un rayo gama en agua (que depende de su ángulo cenital) determina la probabilidad de la creación de un par. Dado que se desprecia la energía de retroceso del núcleo en el proceso de generación del par, toda la energía del rayo gama es transferida al mismo. Además la señal Çerenkov de un electrón es indistinguible de la de un positrón. Dado que la señal Čerenkov de un par electrón-positrón es comparable a la de un sólo electrón cuya energía sea igual a la del par [41], en el caso de producirse un par debido a la interacción del rayo gamma, se llama a la rutina de simulación de un electrón con la misma energía que el rayo gama.

El código de simulación es muy rápido: en una PC corriendo a 233 MHz, bajo Linux, es posible simular (en promedio) 100 eventos por minuto y produce resultados muy realistas como puedé observarse en la Figura 6.2

Capítulo 7

Reconstrucción de Eventos

7.1 Esquema de la reconstrucción de una EAS

La reconstrucción de una EAS tiene por objetivo adjudicar un valor de energía al rayo cósmico primario y encontrar la dirección del eje de la cascada, el cual coincide con la dirección del rayo cósmico primario. Esta reconstrucción es realizada a partir de un muestreo de la cascada de partículas obtenida en la posición de los detectores de superficie.

En una primera etapa, se analizan las señales de las estaciones para extraer el tiempo de arribo del frente de la cascada y la densidad de partículas que hayan incidido en cada uno de los detectores. Esta es la información relevante para la reconstrucción de una cascada.

Con los tiempos de arribo del frente de la EAS en cada estación, el eje de la cascada puede ser obtenido, asumiendo que el frente de la misma es un plano que se desplaza a la velocidad de la luz hacia la superficie del suelo.

Por otra parte, la posición de impacto del core es obtenida a través de la minimización de los parámetros de la LDF usando la densidad de partículas registrada en cada estación. Finalmente, a partir de simulaciones Monte Carlo, es posible relacionar la densidad de partículas medida en las estaciones de superficie con la energía del rayo cósmico primario.

7.2 Reconstrucción de la dirección

La reconstrucción de la dirección está basada en los tiempos de arribo de las partículas a cada estación del array. A fin de determinar el "tiempo de disparo" (trigger) de cada estación, la señal temporal es integrada y son determinados los tiempos de cruce del 10%, 50% y 90% de la carga máxima colectada, como es detalladamente descrito en la sección 8.1. Estos parametros temporales, llamados t_{10}, t_{50} y t_{90} respectivamente se comportan como

discriminadores a fracción constante y son útiles para realizar comparaciones de la estructura temporal de la señal entre dos estaciones que registran distintas densidades de partículas ya que los mismos son independientes de la carga total colectada en la estación.

Los t_{10} son indicadores del tiempo de arribo del frente de la EAS a las estaciones y se utilizan para determinar la dirección del eje principal de la cascada. Por otra parte, tanto el t_{50} como el t_{90} están relacionados con la estructura y el ancho temporal de la EAS, más que con la dirección del eje y pueden ser usados para estimar la masa del primario y la distancia al core [70, 71].

Si tres estaciones detectan una EAS, el eje principal de la misma puede ser determinado con referencia a los tiempos de arribo y las posiciones de las estaciones. Esto es efectuado mediante la búsqueda de un único frente dirigiéndose hacia abajo, que se asume como plano y se mueve a la velocidad de la luz. Cuando los 4 detectores registran una cascada, se aplica un método de cuadrados mínimos para encontrar el plano que mejor ajuste al frente de la EAS. Se pueden utilizar algoritmos más elaborados para obtener la dirección del eje principal, incluyendo el efecto de la curvatura del frente. Sin embargo, se ha comprobado que utilizando los datos disponibles de solamente las 4 estaciones de superficie del array, si se intenta utilizar algoritmos más complejos, habitualmente fallan en su convergencia. Esto puede deberse a que con tan sólo cuatro grados de libertad para realizar una minimización, las fluctuaciones estadísticas son capaces de "ocultar" el valor del radio de curvatura del frente, ya que el mismo es básicamente plano.

Resolución angular

Como fue descrito más arriba, los t_{10} fueron obtenidos a partir de los datos simulados y utilizados para obtener la dirección de arribo de cada evento. A partir de esta reconstrucción, fueron obtenido los ángulos cenitales y azimutales (θ y ϕ). Estos ángulos son las componentes esféricas del vector normal al (asumido) frente plano de la EAS. La precisión en la reconstrucción es determinada por comparación entre estos ángulos reconstruídos y la dirección "real" de cada evento simulado, el cual es leído de la base de datos de eventos.

Como puede verse en la Figura 7.1, la resolución angular (σ) del array mejora progresivamente con la energía en la década de 10^{14} eV, se mantiene aproximadamente constante en la década de 10^{15} eV y lentamente decrece a partir de $\sim 10^{16}$ eV.

La mejora de la resolución angular con la energía en la década de 10^{14} eV, puede entenderse ya que el tamaño del frente de la cascada, se incrementa con la energía, siendo posible obtener una mejor determinación del frente al incrementarse el número de partículas registradas por cada estación.

Por otra parte, el plano obtenido en la reconstrucción es en realidad, un plano tangente al frente curvo de la EAS en el punto central del array. A partir de $\sim 10^{16}$ eV, el tamaño del frente de la cascada es mucho más grande que el tamaño geométrico del array y la probabilidad de tener una cascada con su core lejano al array y que sea aún capaz de

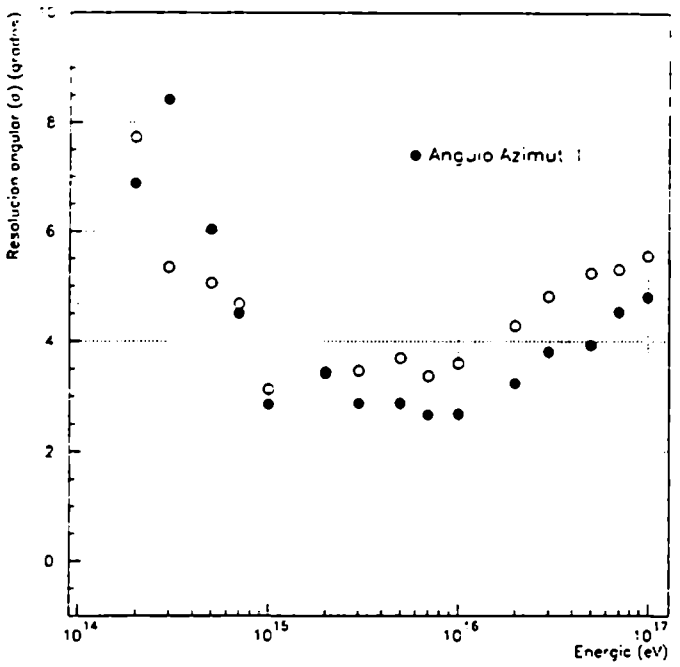


Figura 7.1: Resolución en la reconstrucción angular del Array obtenido a partir de las simulaciones

producir un disparo del sistema de toma de datos es mayor que la probabilidad de tener un core cercano al array. Debido a que el radio de curvatura del frente de la EAS es finito, el vector normal al plano tangente se encuentra más inclinado respecto al eje de la cascada lejos del array que cercano al mismo.

El radio de curvatura del frente de una EAS se encuentra en el orden de $\sim$ 10 km, por lo tanto a una distancia de 300 metros del centro geométrico del array, la normal al plano tangente se encuentra inclinada $\sim 2°$ con respecto al eje de la cascada. Esta diferencia angular entre el eje de la cascada y la dirección reconstruída debe ser sumada a la resolución intrínseca del array, que es del mismo orden de magnitud. Este efecto podría explicar la pérdida de resolución angular para altas energías. Además, puede ser interpretado como un límite en energía para la validez de la hipótesis de asumir el frente de una EAS como un plano, dado el tamaño del array.

7.3 Reconstrucción de la energía

La hipótesis de simetría axial es de vital importancia en el análisis de la energía de una cascada. Esta hipótesis dice que la densidad de partículas depende solamente de la distancia radial al eje de la cascada. En el plano del suelo, esta simetría se rompe (excepto para EAS verticales). Sin embargo, para ángulos cenitales moderados ($\leq 40°$) la hipótesis de una distribución simétrica es una hipótesis válida.

Por ejemplo, si la cascada tiene un ángulo cenital de 40° y el frente de la cascada tiene un diámetro de 300 metros (tamaño característico del TANGO Array), la componente delantera del frente recorre aproximadamente 250 metros más que la componente trasera antes de llegar al suelo. Considerando la longitud de atenuación reportada en el experimento EAS-TOP de (220 ± 6) gr/cm^2 [72], la componente delantera del frente será atenuada en solamente $\sim 1\%$. Este cálculo demuestra la validez de la aproximación. En base a esto, se considera a la simetría axial como una hipótesis válida.

Un parámetro clave requerido para estimar la energía de una EAS es la determinación de la LDF. A partir de resultados de experimentos previos [20, 26] es posible proponer la siguiente dependencia funcional:

$$\rho = \frac{A}{r^{\eta + r/r_0}} \tag{7.1}$$

en donde ρ es la densidad de partículas ([VEM/m^2]), r es la distancia al core ([m]), A es una constante de normalización (proporcional a la energía de la partícula primaria) y η y r_0 controlan el perfil de la LDF. Los últimos dos parámetros fueron obtenidos mediante la minimización de la Ecuación 7.1 utilizando las distribuciones de densidad de partículas simuladas, en donde se ha incluído la respuesta del detector de superficie a las diferentes partículas que conforman la EAS ($\mu^{\pm}$, $e^{\pm}$ y rayos-γ), tal como fue descrito en la Sección 6.4.

En la Figura 7.2 se muestran los ajustes realizados utilizando la Ecuación 7.1, a la densidad de partículas "medida" con los WCDs para diversas energías primarias según los datos simulados. La densidad de partículas correspondiente a cada bin, fue obtenida a partir del valor medio con los datos de las EAS para todos los ángulos cenitales incluídos en la simulación. El pequeño "plateau" que se observa en la parte izquierda de la curva de $E_0 = 2.10^{16}$ eV es producido por la saturación (simulada) del rango dinámico de los detectores.

Debe mencionarse que el parámetro η es ligeramente sensitivo a la masa del primario [73] lo que fue encontrado también en el presente trabajo al ajustar la Ecuación 7.1 a los datos simulados. La reproducción de tal dependencia es un resultado alentador. Sin embargo, aunque diferentes métodos fueron empleados para obtener al menos un indicador de la masa de la partícula primaria a partir de los eventos reconstruídos, ninguno de ellos fue satisfactorio. Esto se puede deber a las fluctuaciones individuales de cada evento, que pueden enmascarar la pequeña diferencia en el parámetro η para diferentes partículas primarias. Debido a eso, en lo subsiguiente el parámetro η fue considerado constante y con un valor igual al promedio del obtenido para protones y núcleos de hierro como partícula primaria de la EAS.

La densidad de partículas (ρ) está relacionada con la energía primaria a través del parámetro A (Ecuación 7.1) para todo valor de distancia al core. Ahora bien, es conocido a partir de simulaciones Monte Carlo [20], que existe una cierta distancia para la cual las fluctuaciones en la densidad de partículas se minimiza, por lo que el valor de ρ a esa distancia particular optimiza la precisión en la estimación de la energía primaria.

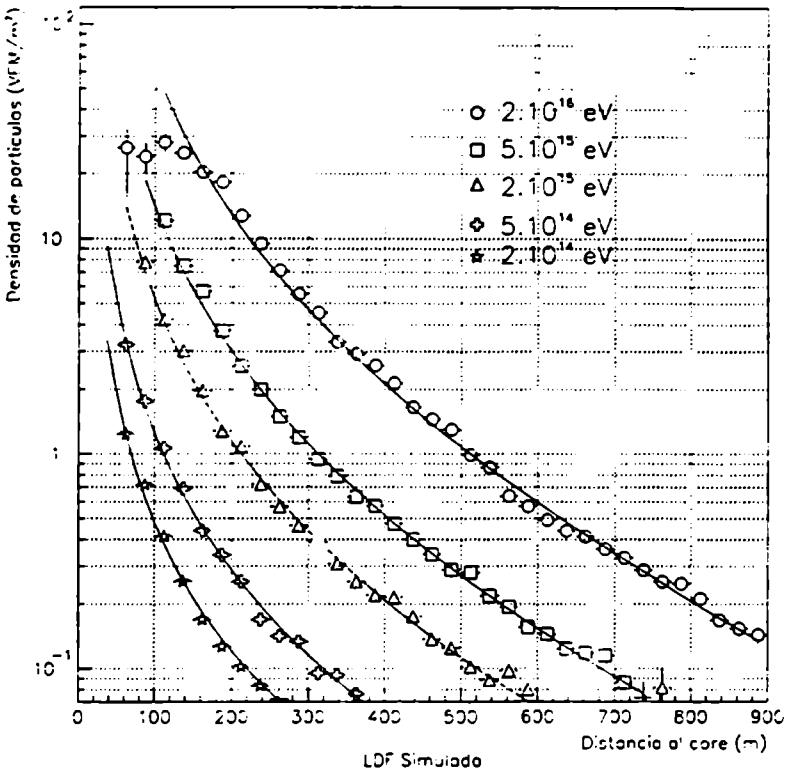


Figura 7.2: Función de distribución lateral simulada para diferentes energías primarias. La simulación incluye la respuesta del detector a las diferentes partículas de una EAS, tal como se describe en la Sección 6.4.

Primario	η	r_0
Protón	1.99 ± 0.02	3400 ± 150
Hierro	1.94 ± 0.02	3400 ± 100
Promedio	1.965	3400

Tabla 7.1: Parámetros de la LDF obtenidos de la base de datos de eventos simulados para las dos especies de partícula primaria considerados en este trabajo. También se indica el valor promedio utilizado en el algoritmo de reconstrucción.

Para el TANGO Array, donde solo 4 detectores se encuentran disponibles (y por lo tanto la determinación de la densidad de partículas a una distancia particular del core resulta difícil) se utilizó un modelo simplificado en donde se correlaciona la energía de la partícula primaria con la constante de normalización A de la LDF, en vez de la densidad de partículas a una distancia fija del eje como se suele hacer en otros observatorios. La función de distribución lateral, fue obtenida a partir de mediciones de densidad de partículas en cada detector, lejos del core, donde las fluctuaciones son menores.

La constante de normalización de la LDF y la posición de impacto del core se obtienen a partir de la minimización de la siguiente expresión

Energía	Resolución de la posición del core
2×10^{14} eV	50 m
5×10^{14} eV	40 m
2×10^{15} eV	30 m
5×10^{15} eV	55 m
2×10^{16} eV	110 m

Tabla 7.2: Resolución (σ) en la posición del core obtenido a partir de las simulaciones.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \left(\rho_i - \frac{A}{r_i^{\eta + r_i/r_0}} \right)^2 \tag{7.2}$$

en donde ρ_i y r_i son la densidad de partículas (simulada o medida, según sea el caso) y la distancia entre la posición de impacto del core y el detector i-ésimo, respectivamente mientras que η y r_0 fueron obtenidas a partir de las simulaciones, como se mencionó anteriormente.

La minimización de la Ecuación 7.2 fue realizada a través de una búsqueda en grilla para los eventos simulados de la base de datos, entregando las coordenadas (x, y) del core, al mismo tiempo que la constante de normalización A. La Tabla 7.2 muestra la resolución (σ) en la posición del core obtenida por este método para varias energías. La resolución se ve degradada a altas energías, probablemente debido a que el tamaño del frente de la EAS se hace comparable al tamaño del array.

Corrección por atenuación atmosférica

La hipótesis de simetría axial fue demostrada como una hipótesis válida, relacionada con las componentes delantera y trasera del frente de una EAS para una cascada de partículas no vertical. Sin embargo, el efecto de la atenuación atmosférica en el desarrollo de una EAS inclinada no puede ser ignorado en comparación con el desarrollo de una cascada vertical. A fin de obtener una evaluación de la magnitud de este efecto, se utilizó la base de datos de eventos simulados para estimar el efecto de la atenuación en la propagación de una EAS a través de la atmósfera.

Por simples consideraciones geométricas es posible proponer una dependencia funcional de la forma:

$$N_{eq}^{\mu} = A \times e^{[\beta(sec(\theta)-1)]} \tag{7.3}$$

en donde N_{eq}^{μ} (número de muones equivalentes) es un factor de normalización proporcional a la energía de la partícula primaria que además, incluye el factor de corrección por atenuación debido a la propagación a través de la atmósfera.

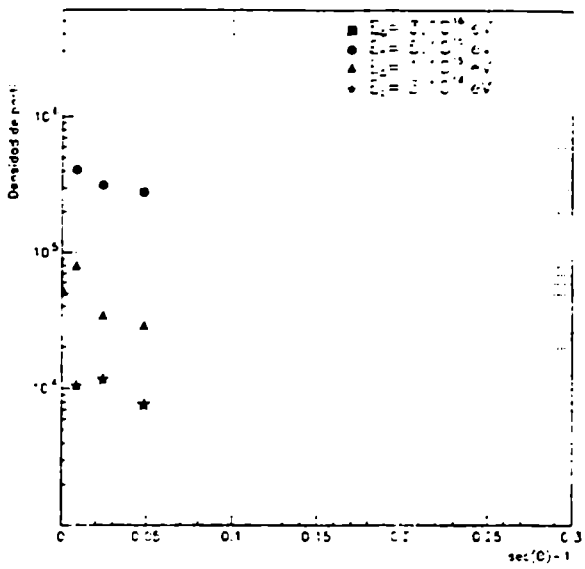


Figura 7.3: Efecto de la atenuación atmosférica en una EAS

Para cada energía primaria, los eventos simulados fueron divididos en bins de 5° de ángulo cenital y fue realizado un ajuste a los datos usando la dependencia funcional indicada en la Ecuación 7.3, es decir asumiendo que la dependencia en el ángulo cenital afecta solamente al parámetro A. El valor medio obtenido para β mediante el ajuste de la Ecuación 7.3 a los datos simulados es $\beta = (4.1 \pm 0.1)$. Para el rango de ángulos cenitales de interés ($\theta \leq 30$ °) esta corrección debido a la atenuación atmosférica incrementa la energía de la EAS hasta en un $\sim$ 50%.

Debe mencionarse que el factor β suele expresarse como el cociente entre la profundidad atmosférica del array y una longitud de atenuación caracterísitica (Λ). Dada la profundidad atmosférica del TANGO Array (1036 gr/cm^2), puede obtenerse un valor para la longitud de atenuación atmosférica $\Lambda = (253 \pm 25)$gr/cm^2, que se encuentra en acuerdo con el reportado por el experimento EAS-TOP[72]. Este acuerdo en los valores, otorga confianza en la validez de las simulaciones realizadas.

Asignación de energía a una EAS

Finalmente, luego de la minimización de la Ecuación 7.2 y habiéndose realizado la corrección por atenuación atmosférica (para la cual es requerida la reconstrucción de la dirección) es posible mostrar la relación entre el parámetro N^{μ}_{eq} -obtenido a partir de la rutina de reconstrucción de eventos- y la energía del rayo cósmico primario (leída de la base de datos de eventos simulados). Debe mencionarse que se ha encontrado que el algoritmo utilizado falla en su convergencia para energías mayores a $\sim 2\times10^{16}$ eV, y se pierde la linearidad (en escala logarítmica) entre la energía primaria y N^{μ}_{eq}. Por lo tanto, en la Figura 7.4 son incluídos datos simulados para energías menores a $\sim 2\times10^{16}$ eV.

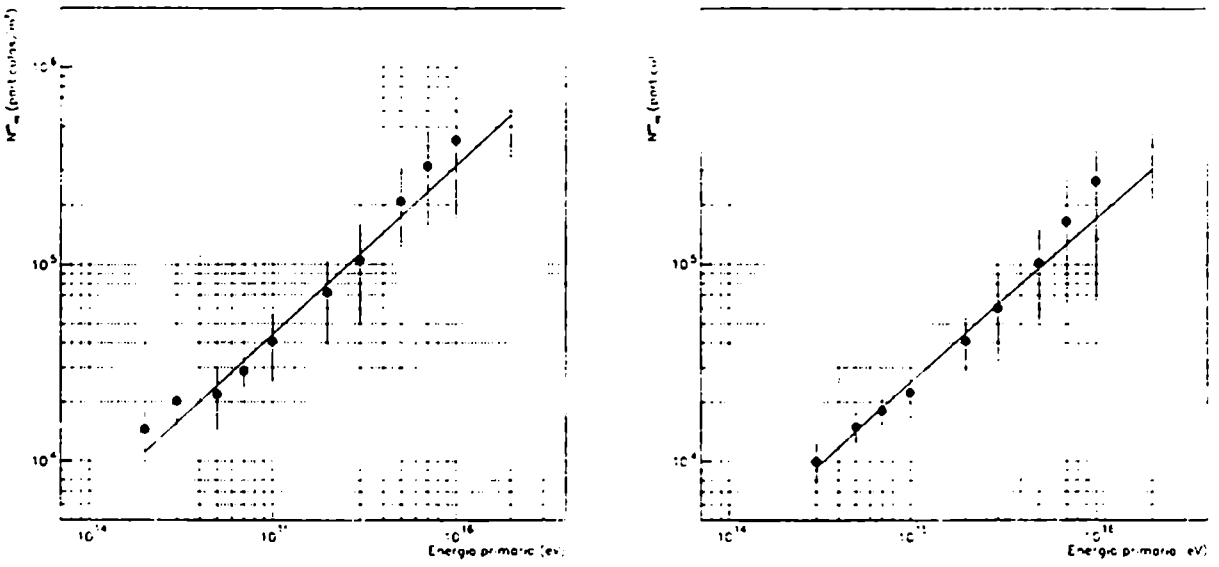


Figura 7.4: Relación entre la energía primaria y N^{μ}_{eq} para protones (izquierda) y núcleos de hierro (derecha) como partícula primaria.

Primario	C [eV]	b
Protón	$(4 \pm 1) \times 10^9$	1.17 ± 0.03
Hierro	$(5 \pm 2) \times 10^9$	1.20 ± 0.03

Tabla 7.3: Parámetros obtenidos del ajuste mediante la Ecuación 7.4

Es posible realizar un ajuste a los datos presentados en la Figura 7.4 mediante la siguiente expresión

$$E_0 = C \times (N^{\mu}_{eq})^b \tag{7.4}$$

donde los valores C y b dependen de la especie nuclear de la partícula primaria. En la Tabla 7.3 se presentan los resultados de los ajustes, en donde el N^{μ}_{eq} debe ser expresado en [VEM/m^2] para obtener la estimación de la energía del rayo cósmico en [eV].

Es posible estimar el error relativo en la reconstrucción de la energía a partir de:

$$(\Delta E_0/E_0)^2 = (\Delta C/C)^2 + (b\Delta N^{\mu}_{eq}/N^{\mu}_{eq})^2 + (\log(N^{\mu}_{eq})(\Delta b/b))^2 \tag{7.5}$$

Aún cuando la expresión para el error relativo tiene una dependencia explícita en el valor de N^{μ}_{eq}, la misma es logarítmica y el valor $\Delta N^{\mu}_{eq}/N^{\mu}_{eq}$ es ~ 0.4, según se encontró en la base de datos simulados. Estos valores, llevan a errores relativos del $\sim 57\%$ y $\sim 66\%$ para la determinación de la energía en una EAS iniciada por un protón y un núcleo de hierro.

respectivamente, en el rango de energías entre $\sim 10^{14}$ eV y $\sim 10^{16}$ eV. Típicamente, la resolución en energía de los observatorios de rayos cósmicos más elaborados (EAS-TOP, AGASA, Haverah Park, etc) es aproximadamente del orden de 15% al 25% [11]. Esto indica que la resolución en energía del TANGO Array es muy buena (dada la cantidad de detectores disponibles y el costo total del array) siendo su incerteza en la estimación de la energía de cada EAS apenas mayor en un factor ~ 3 que la de observatorios mucho más sofisticados.

De acuerdo a los resultados anteriores, es necesario el conocimiento de la masa de la partícula primaria para seleccionar los parámetros a utilizar en la Ecuación 7.4 (protón o hierro) para relacionar correctamente N_{eq}^{μ} con la energía de la partícula primaria. Si bien cuando se trabaja con la base de datos simulados es posible "conocer" la masa de la partícula primaria, esto no ocurrirá cuando se lo haga con los datos reales obtenidos con el TANGO Array. Por lo tanto, el desconocimiento de la masa primaria impide realizar una asignación de energía sin ambigüedad.

Sin embargo, debe recordarse que los parámetros para la Ecuación 7.4 fueron obtenidos a partir de simulaciones Monte Carlo, las cuales son ligeramente dependendientes el paquete de colisiones hadrónicas utilizado en el cómputo de secciones eficaces. Por otra parte, los resultados obtenidos con ambas expresiones son consistentes, dentro de los errores.

Capítulo 8

Análisis de datos de TANGO Array

El primer paso en la reconstrucción de las EAS registradas por el TANGO Array, es realizar un análisis a las señales registradas por los detectores. Una vez extraida la información relevante, es posible reconstruir la cascada de partículas, tal como se describió en el Capítulo 7. Con los resultados de la reconstrucción de las cascadas (dirección de arribo y energía primaria) se construyó una base de datos cuyo análisis se presenta a continuación.

8.1 Análisis de las señales de los detectores

El análisis de las señales generadas por cada las estaciones puede dividirse en dos partes, una de ellas dedicada a caracterizar la estructura temporal de la señal y la otra destinada a calcular la densidad de partículas incidiendo en la estación.

8.1.1 Nivel de continua

Como fue mencionado anteriormente los cables de interconexión captaban señales de las estaciones de radio AM locales. Por lo tanto la señal de las estaciones detectoras estaban superpuestas al ruido de radio. Para determinar el nivel medio tensión continua generado por la señal de radio, se promediaron los 8192 ns previos al arribo de la EAS. Este valor medio de tensión continua (*bias level*) se usó para definir el valor de referencia ("offset") de la señal.

8.1.2 Estructura temporal

En la parte superior de la Figura 8.1 se muestran dos señales con diferente estructura temporal, una de ellas (gráfico superior izquierdo) corresponde a las partículas secundarias de

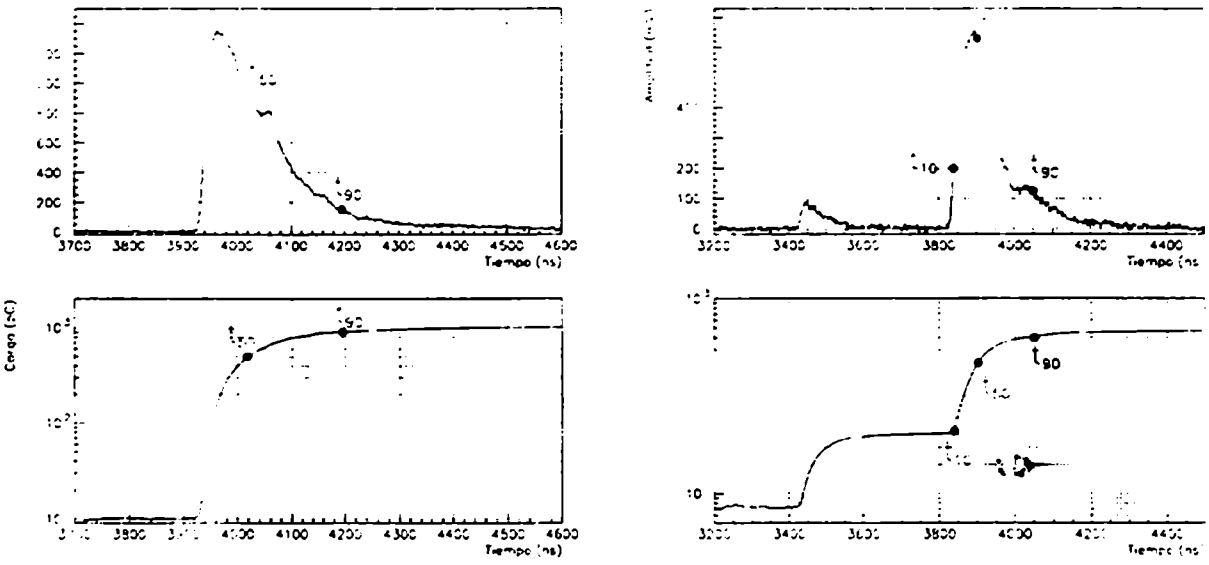


Figura 8.1: En la fila superior se muestran dos señales registradas por los detectores durante el arribo de una EAS. En la fila inferior se puede ver la integral temporal de las mismas y sus parámetros temporales (Veáse el texto por más detalles)

una EAS incidiendo agrupadas temporalmente sobre el detector (el caso más frecuente) y la otra (recuadro superior derecho) cuando existe un cierto grado de dispersión en el tiempo de arribo de las partículas.

En el primer caso, la determinación del tiempo de arribo del frente de la EAS al detector puede ser determinado trivialmente, ya que las partículas se encuentran agrupadas, mientras que en el segundo caso, no resulta sencillo.

Por lo tanto, para caracterizar sin ambigüedades la estructura temporal de la señal generada por una estación, se definen los parámetros t_{10}, t_{50} y t_{90} como el tiempo de cruce del 10%, 50% y 90% (respectivamente) de la carga total colectada en cada estación (integral temporal de traza). Como se describió anteriormente (Sección 7.2), cada uno de estos niveles se utilizan para la reconstrucción de la dirección (t_{10}), para la reconstrucción de la masa del primario o la distancia al core (t_{50} y t_{90}, respectivamente).

Debe mencionarse que los niveles de disparo al ser proporcionales a la carga total, se comportan como discriminadores a fracción constante (*i.e.* independientes del valor total de la carga), y además permiten definir un criterio general para la determinación del tiempo de alerta de cada estación, lo que puede ser complicado dependiendo de la estructura temporal de la traza.

En la parte inferior de la Figura 8.1 se puede ver la integral temporal de la carga y los círculos indican los 3 tiempos descritos arriba. Puede notarse que en el caso de la derecha (donde existe dispersión en el tiempo de arribo) no existe ambigüedad de criterio en el valor t_{10} ya que el mismo queda determinado por el valor total de la carga.

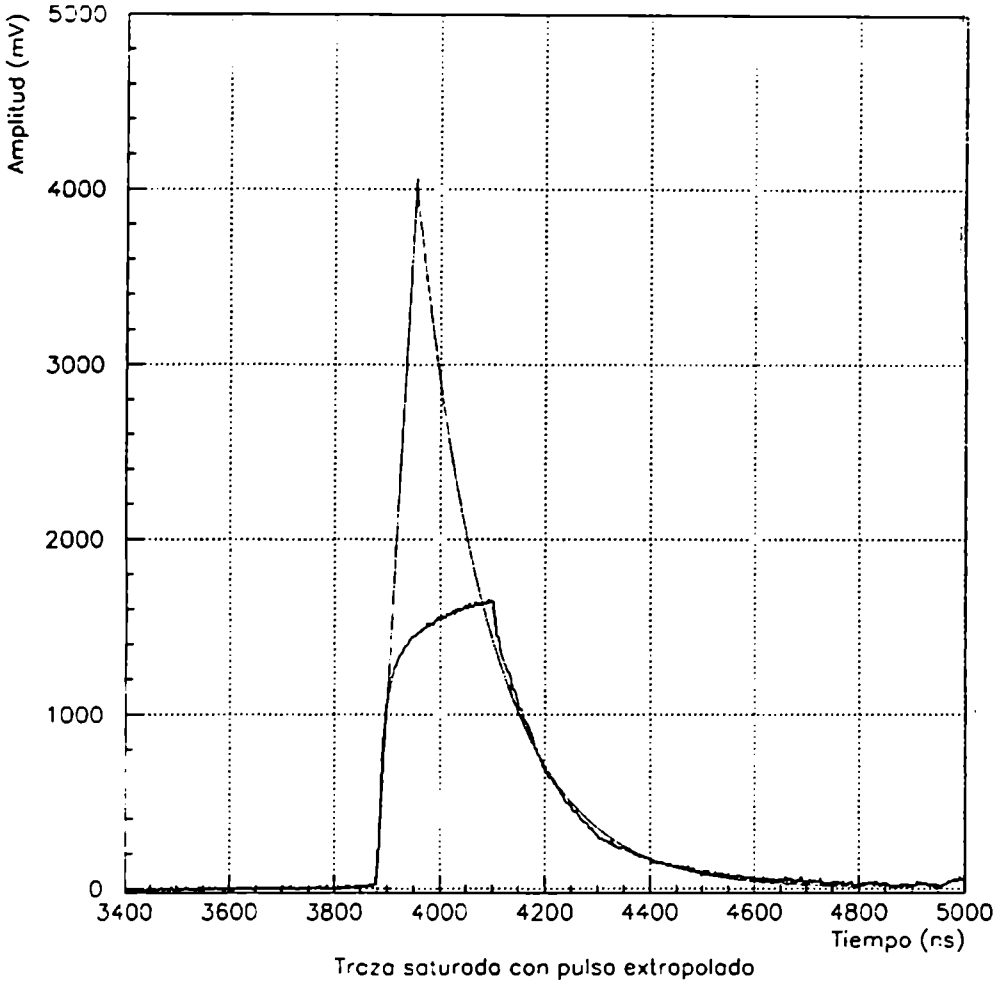


Figura 8.2: Señal registrada en una estación para un evento que saturó el rango dinámico de la electrónica asociada y extrapolación de la forma de la traza para la estimación de su carga.

8.1.3 Densidad de partículas

Para determinar la cantidad de partículas equivalentes incidiendo sobre una estación se usa el cociente entre la carga total colectada (descontando el nivel de continua) y el valor del VEM para esa estación en particular. Por último, a partir del área de cada estación se obtiene la densidad de partículas (VEM/m^2) registrada por la estación.

Debe tenerse en cuenta que la cantidad de partículas incidendo sobre una estación puede llegar a superar el rango dinámico de la electrónica empleada (Sección 5.4.2). En este caso, el valor total de la carga registrada por el sistema de toma de datos, no se corresponde con la carga generada por los PMTs de la estación.

En base a una inspección de los eventos que saturaron el rango dinámico de la electrónica

asociada, se observó que la mayoría ($\sim 90\%$) de los mismos poseen la estructura temporal que se muestra en la Figura 8.2, es decir un rápido tiempo de crecida, una zona aproximadamente plana (saturación de la electrónica) y un tiempo de bajada exponencial.

Para una partícula individual, la estructura temporal del pulso es determinada por el recubrimiento interno de Tyvek de la estación (Sección 4.4). El rápido tiempo de subida corresponde a los fotones que llegan a los fotocátodos tras una o dos reflexiones en el Tyvek y el tiempo de bajada es determinado por los fotones que se reflejan varias veces en el Tyvek antes de ser detectados. En el caso de una EAS, si las partículas llegan agrupadas en el tiempo, la forma general del pulso es la misma, sólo que con mayor amplitud. Como se mencionó anteriormente, una inspección de los pulsos que saturaron el rango dinámico muestra que la forma general del pulso es un rápido tiempo de crecida seguido por un tiempo de bajada exponencial.

Por lo tanto, a fin de estimar la carga fue generada en los PMTs, se realizó un ajuste lineal a los datos del tiempo de crecida y un ajuste exponencial a los datos del tiempo de bajada. Extrapolando ambas curvas es posible estimar el pulso generado por la estación (Figura 8.2). Disponiendo del pulso "extrapolado" es posible entonces determinar es su carga total y a partir de ese valor, calcular la densidad de partículas registradas por la estación.

Debe mencionarse que este método de extrapolación fue evaluado con pulsos que no saturaron el rango dinámico de la electrónica y una comparación entre las cargas obtenidas por integración directa del pulso y por extrapolación mostró un buen acuerdo entre la carga obtenida por ambos métodos.

8.2 Visualización de eventos reconstruidos

Una vez realizado el análisis de las señales, es posible reconstruir las EAS registradas por el array siguiendo los pasos descritos en el Capítulo 7. A continuación se muestra la presentación gráfica de la reconstrucción de eventos, para algunas EAS representativas de la base de datos.

Para cada uno de los eventos reconstruidos se puede generar un mapa de densidad de partículas (recuadro superior izquierdo), en donde el punto de impacto de la EAS se representa por una estrella. A la derecha del mismo se muestra el ajuste de la LDF a las densidades registradas. Abajo, a la izquierda, las señales generadas por cada detector y finalmente un resumen de la reconstrucción de la cascada.

En particular, en la Figura 8.6 se presenta una EAS que fue reconstruída utilizando los pulsos "extrapolados" ya que la señal saturó el rango dinámico de la electrónica.

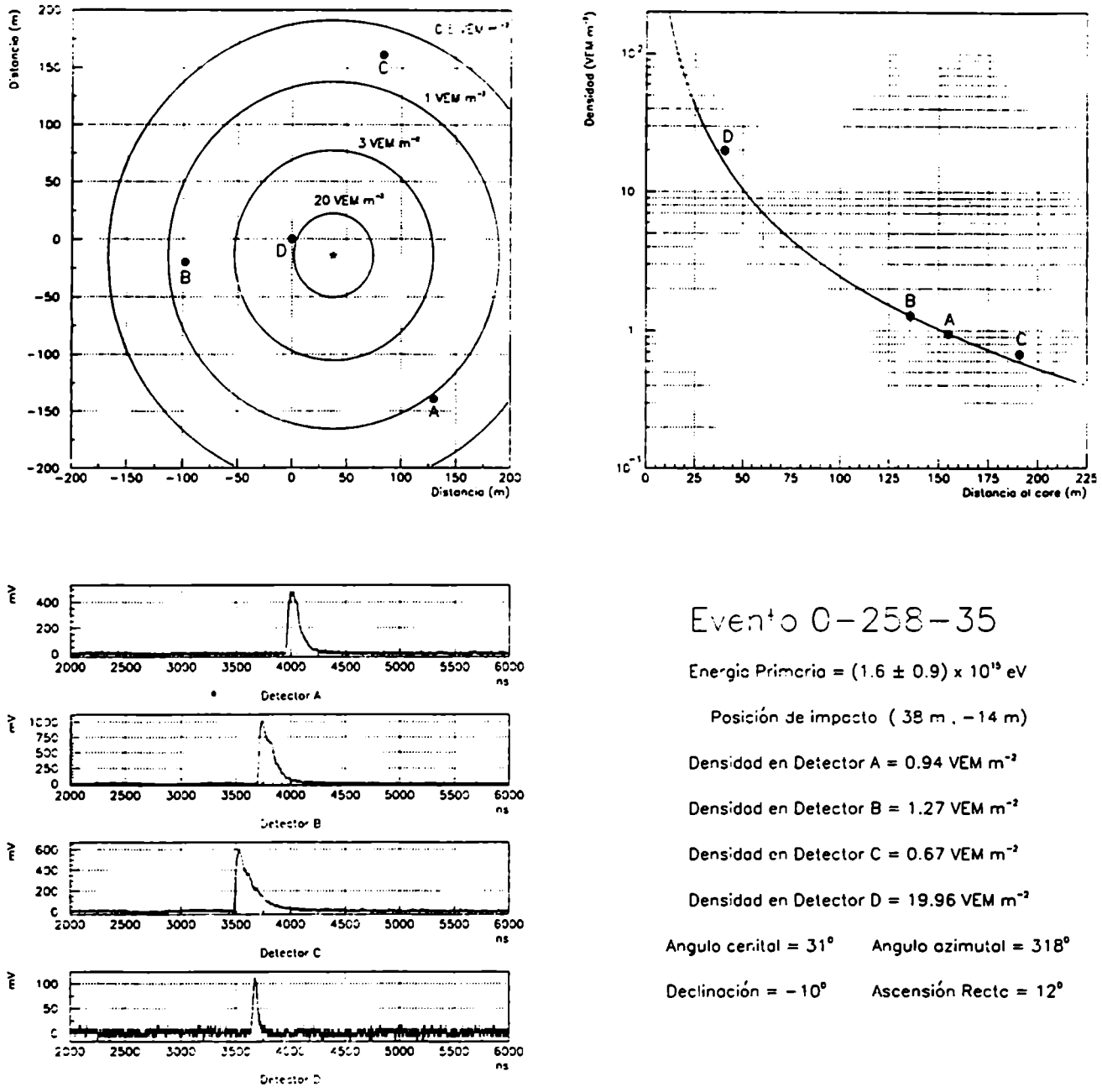


Figura 8.3: Visualización del Evento 0-258-35. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo: mapa de densidad de partículas (la estrella indica la posición de impacto del core), ajuste de la LDF, señales registradas por los 4 detectores y resumen de la reconstrucción.

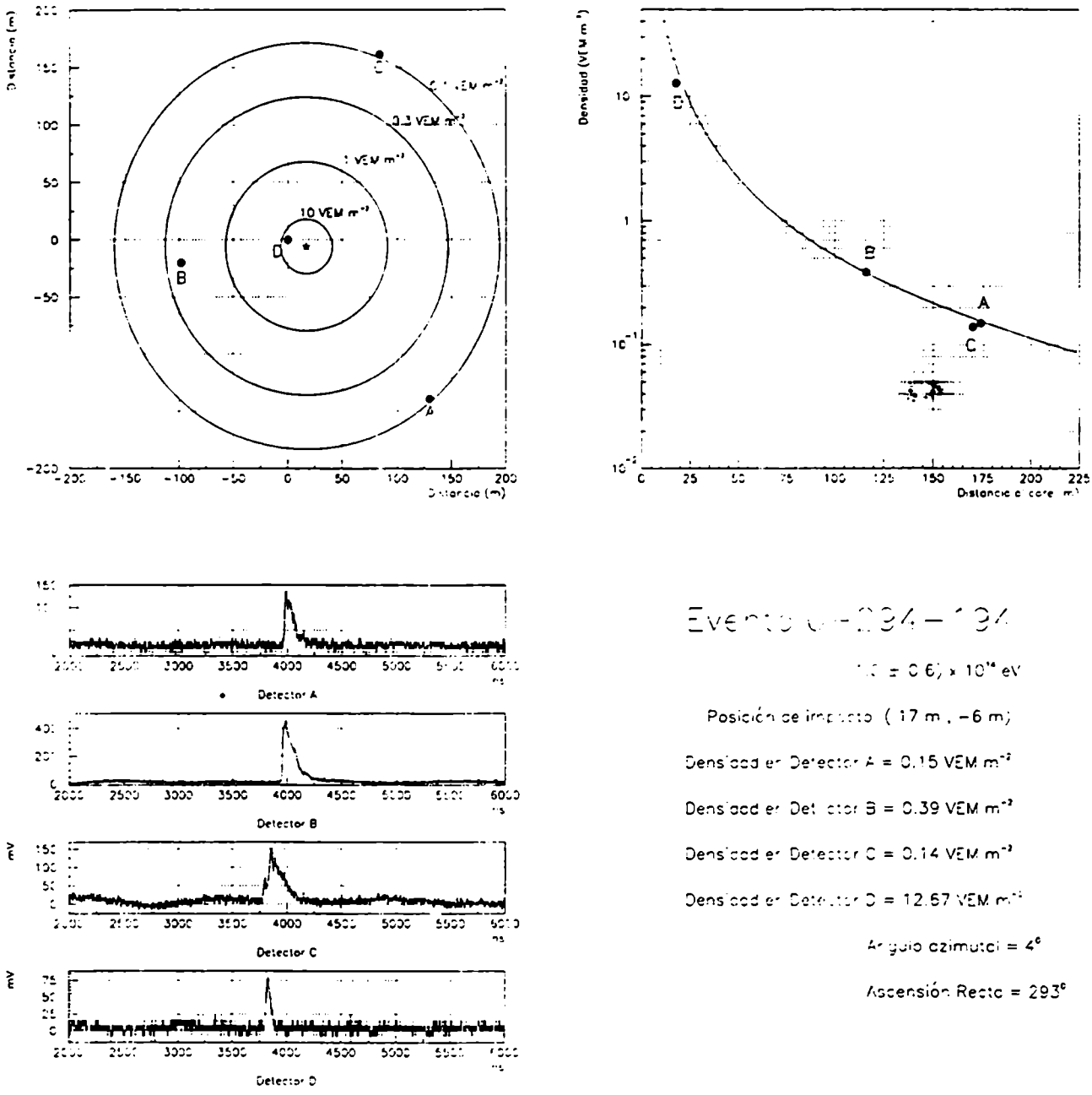


Figura 8.4: Visualización del Evento 0-294-194. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo: mapa de densidad de partículas (la estrella indica la posición de impacto del core), ajuste de la LDF, señales registradas por los 4 detectores y resumen de la reconstrucción.

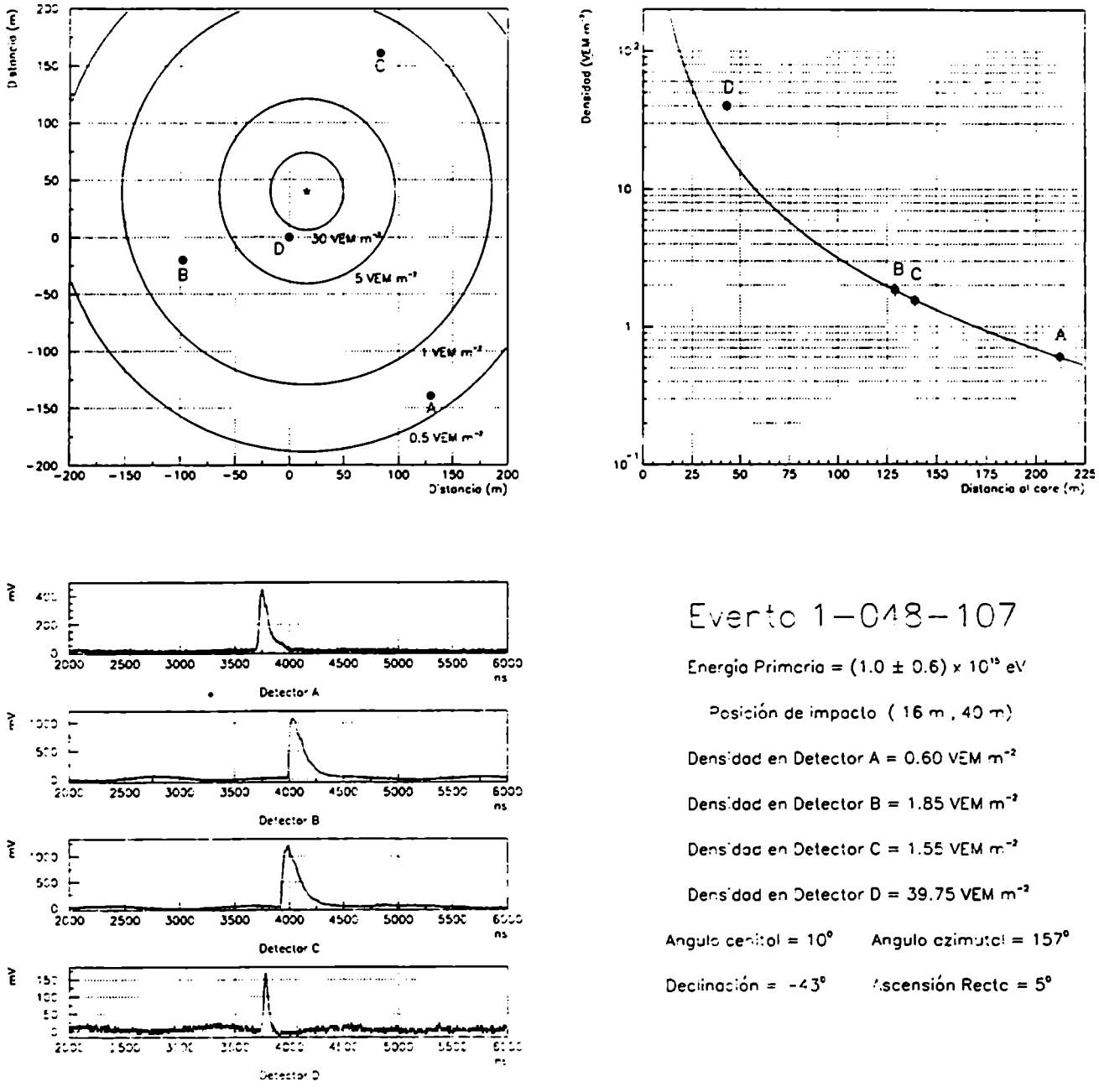


Figura 8.5: Visualización del Evento 1-048-107. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo: mapa de densidad de partículas (la estrella indica la posición de impacto del core), ajuste de la LDF, señales registradas por los 4 detectores y resumen de la reconstrucción.

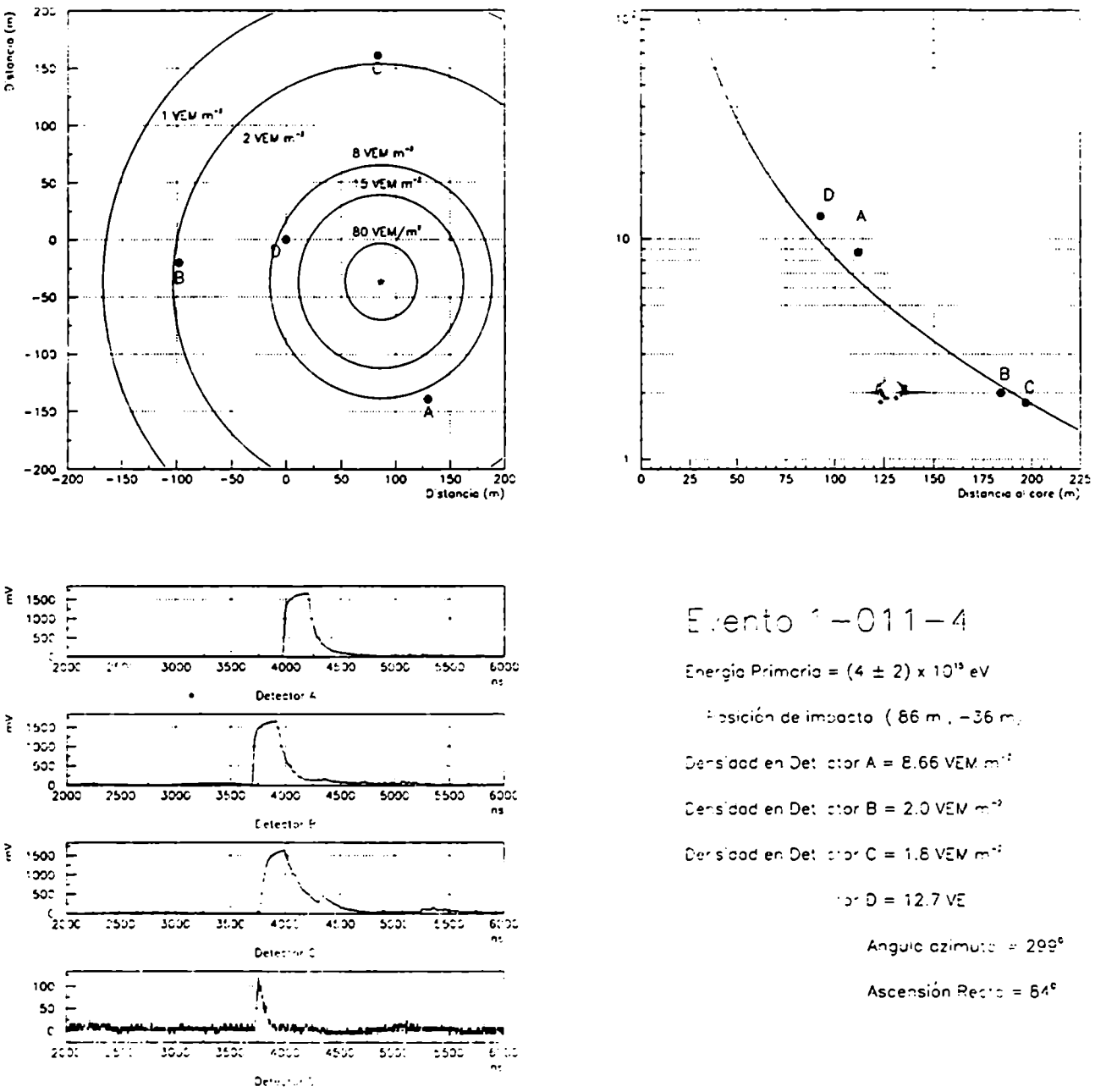


Figura 8.6: Visualización del Evento 1-011-4. De izquierda a derecha y de arriba hacia abajo: mapa de densidad de partículas (la estrella indica la posición de impacto del core), ajuste de la LDF, señales registradas por los 4 detectores y resumen de la reconstrucción. Este evento fue reconstruido utilizando la extrapolación de los pulsos registrados por los detectores.

8.3 Análisis de EAS reconstruidas

8.3.1 Patrones en las direcciones de arribo

El análisis de las distribuciones de arribo de los rayos cósmicos puede dividirse en dos grupos: la distribución en coordenadas locales y en coordenadas ecuatoriales (Véase el Apéndice C por un detalle de ambos sistemas de coordenadas).

8.3.2 Patrones de arribo en coordenadas locales

En la Figura 8.7 se muestra un histograma de los ángulos cenitales de arribo de los rayos cósmicos registrados por el TANGO Array. La distribución cenital presenta un máximo en 20°. Sin embargo, esta distribución se encuentra modulada por una distribución sin(θ) debido al ángulo sólido y para ángulos mayores de $\sim$ 35° sigue una ley (sec(θ)-1) debido a la atenuación atmosférica.

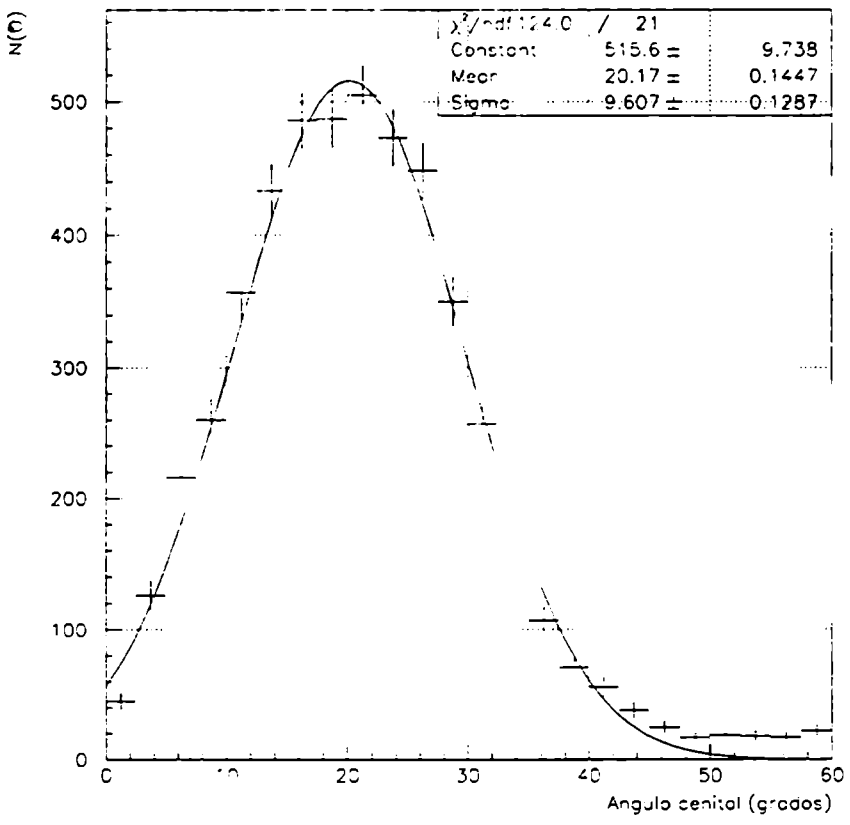


Figura 8.7: Histograma de ángulo cenital de arribo de rayos cósmicos. La distribución cenital se encuentra modulada por un factor sin(θ) debido al ángulo sólido.

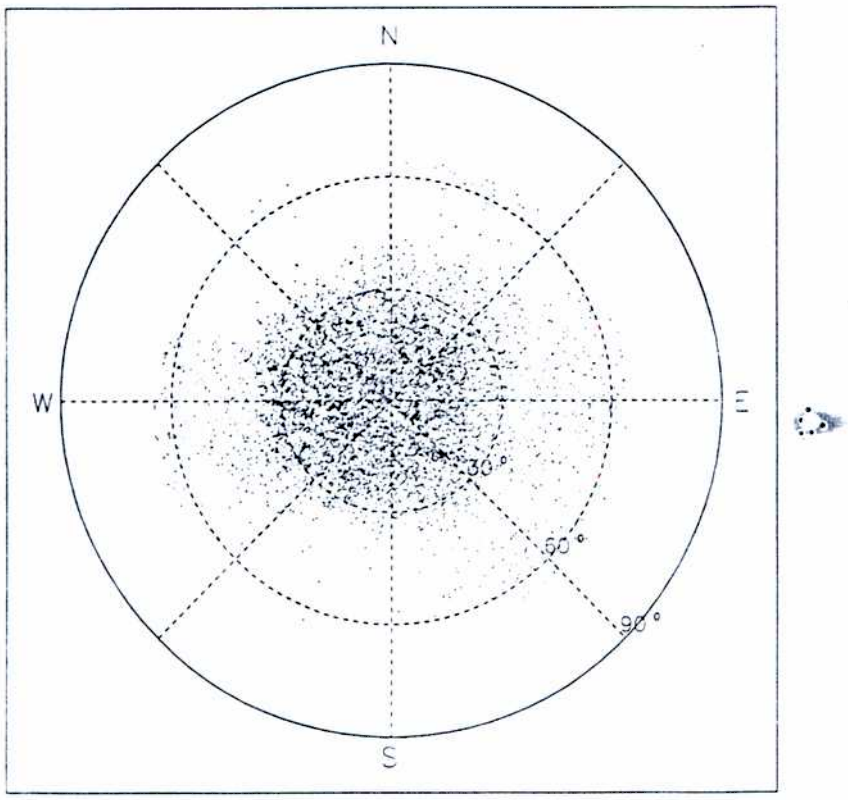


Figura 8.8: Gráfico polar de direcciones de arribo de los rayos cósmicos. Se indican las coordenadas geográficas respecto del array y también los ángulos cenitales. Puede verse que la mayoría de los rayos c'osmicos arriban dentro de un cono de aproximadamente 40° debido a la atenuación de las cascadas por la atmósfera.

La Figura 8.8 muestra un gráfico polar (*i.e* sin la modulación por ángulo sólido) de direcciones de arribo de los rayos cósmicos en coordenadas locales. Puede notarse que la mayoría de los eventos arriban dentro de un cono centrado en la vertical con una apertura de $\sim 40°$.

Distribución cenital de eventos

La distribución cenital de eventos se puede estudiar removiendo el efecto de ángulo sólido. Sin la modulación, la distribución cenital sigue una ley $\cos^n(\theta)$ con el exponente n dependiendo principalmente de la profundidad atmosférica del array y ligeramente del tipo de detector utilizado para el registro de la EAS (debido a las diferentes eficiencias de detección frente a partículas inclinadas). Los valores típicos del exponente n se encuentran entre 6 y 12 [74] para ángulos cenitales de hasta $\sim 40°$.

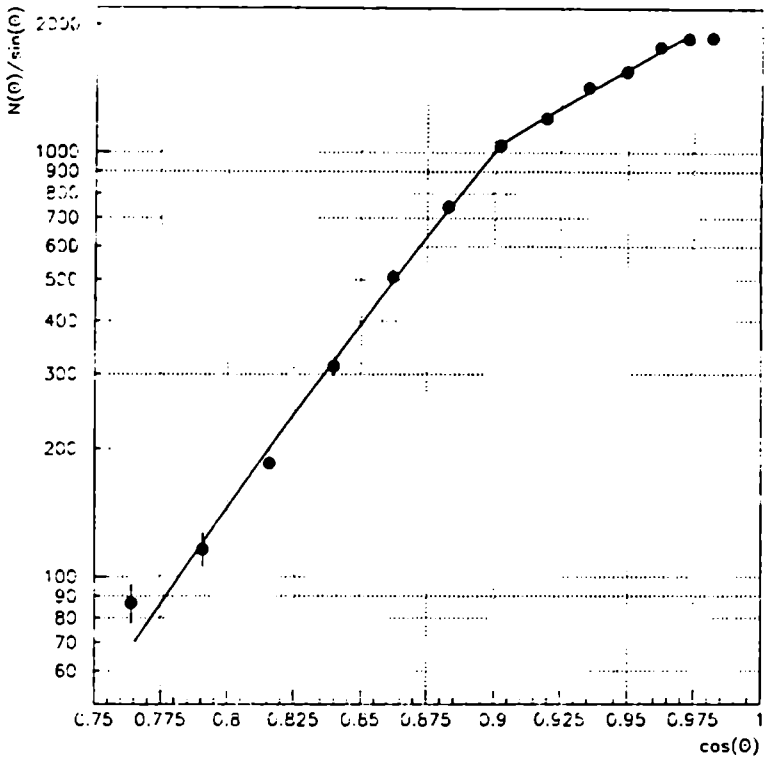


Figura 8.9: Distribución cenital de EAS. Puede notarse un cambio en la pendiente para ángulos mayores a $\sim$ 25 °.

En la Figura 8.9 se muestra el ajuste de una ley $\cos^n(\theta)$ a los datos obtenidos con el TANGO Array. Se puede notar que la distribución muestra un cambio en la pendiente para aproximadamente $\sim$ 25 °. Los valores obtenidos del ajuste son (7.9 $\pm$ 0.4) y (16.4 $\pm$ 0.4) para ángulos cenitales menores y mayores a $\sim$ 25 °.

8.3.3 Patrones de arribo en coordenadas ecuatoriales

Con la información del día y la hora de detección del evento es posible convertir las coordenadas locales (cenit, azimut) en coordenadas ecuatoriales (ascensión recta, declinación). La Figura 8.10 muestra el mapa de arribo de rayos cósmicos en este sistema de coordenadas.

Se puede ver que la distribución en ascensión recta es básicamente isotrópica, mientras que en declinación queda confinada a la zona (0°, -60°). Eso se debe a que esos límites en declinación se corresponden aproximadamente a los extremos del cono de observación en el sistema de coordenandas local. La Figura 8.11 muestra un histograma de la distribución en declinación de las direcciones de arribo. El máximo de la distribución corresponde con el cenit y los extremos se corresponden con el cono de arribo en coordenadas locales. El ancho de la distribución concuerda con el registrado por el observatorio Haverah Park[75].

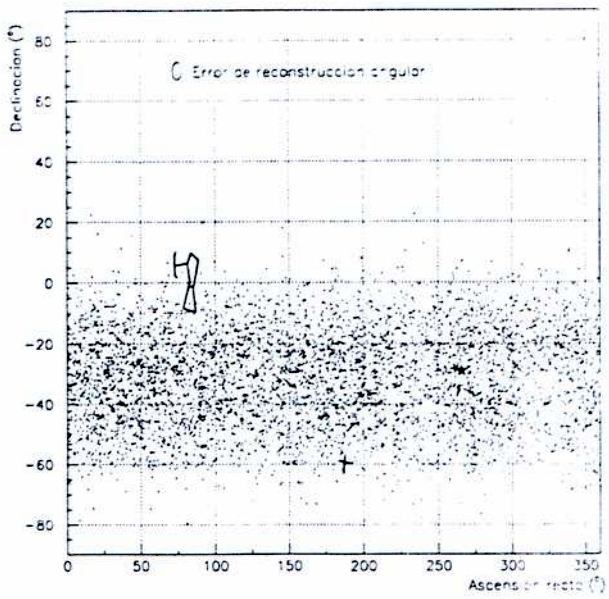


Figura 8.10: Mapa de arribo de rayos cósmicos en coordenadas ecuatoriales. La distribución es básicamente isotrópica. Se dibujaron las constelaciones de la Cruz del Sur y de Orión a fines comparativos del tamaño de las regiones en el cielo. La posición del centro galáctico se muestra con fines indicativos.

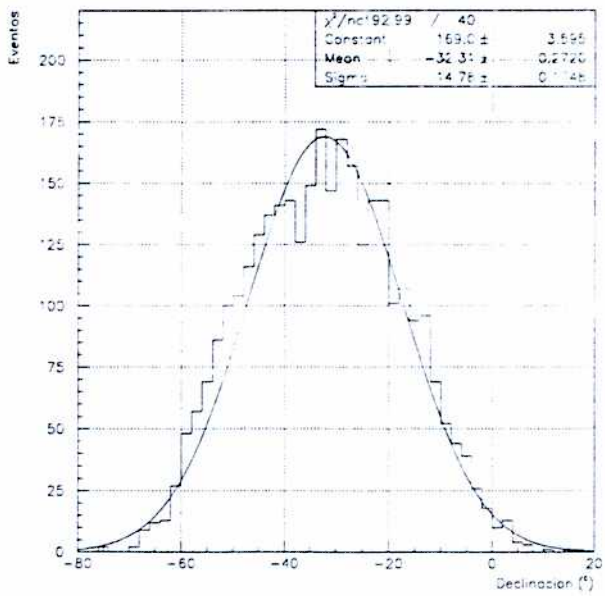


Figura 8.11: Histograma de declinación en las direcciones de arribo de los rayos cósmicos. El máximo de la distribución corresponde con el cenit y los extremos se corresponden con el cono de arribo en coordenadas locales

Energía primaria [eV]	N	Amplitud	Fase [°]	P_{rand} [%]
1 a 3 $\times 10^{14}$	3164	0.0407	22	27
3 a 6 $\times 10^{14}$	2803	0.0358	49	41
6 a 9 $\times 10^{14}$	2439	0.0174	128	83
0.9 a 1.2 $\times 10^{15}$	520	0.0422	115	80

Tabla 8.1: Primer armónico de la distribución de direcciones de arribo en ascensión recta. Los errores en la amplitud son del orden del 30% y en la fase de $\sim$ 15°.

Análisis por armónicos en ascensión recta

Con el fin de caracterizar la distribución de la dirección de arribo de los rayos cósmicos en ascensión recta se realizó un estudio de Fourier de la misma. Desde los trabajos pioneros de Linsley [76] se han utilizado la amplitud y fase del primer armónico para obtener información de anisotropías a gran escala en la dirección de arribo de los rayos cósmicos.

La amplitud (A) y fase (φ) del primer armónico en ascensión recta pueden obtenerse mediante:

$$A = (a^2 + b^2) \tag{8.1}$$

$$\phi = tan^{-1}(b/a) \tag{8.2}$$

donde

$$a = (2/N)\sum_{i=1}^{N} cos(\alpha_i) \tag{8.3}$$

$$b = (2/N)\sum_{i=1}^{N} sin(\alpha_i) \tag{8.4}$$

siendo N el número total de eventos y α_i la ascensión recta de cada evento individual incluido en el análisis.

Los eventos registrados por el Array fueron agrupados en 4 bandas de energía a fin de estudiar las anisotropías en función de la energía y solamente se incluyeron en el análisis los eventos registrados dentro de un cono de ($\theta \leq 20°$), respecto de la vertical con el fin de reducir el impacto del campo magnético terrestre en la trayectoria de la cascada.

En la Tabla 8.1 se presentan los resultados del primer armónico para cada una de las bandas de energía junto con las probabilidades de obtener esos resultados como una fluctuación de una distribución isotrópica. Este valor puede ser calculado a partir de la fórmula de Rayleigh [77]:

$$P_{rand} = \exp(-A^2 N/4) \tag{8.5}$$

Las probabilidades de que los resultados hayan sido obtenidos como una fluctuación al azar de una distribución isotrópica es elevada para todos los rangos de energía estudiados. En particular para las dos bandas de mayor energía los resultados deben ser considerados como una fluctuación de una distribución isotrópica y por lo tanto descartados.

Por otra parte, para las dos bandas de menor energía si bien los resultados pueden ser consecuencia de una fluctuación al azar, pueden ser agrupados y analizados bajo la advertencia de que la probabilidad de haber sido generados por una fluctuación al azar es de $\sim 1/3$. Realizando un promedio pesado (utilizando como peso el valor de complementario a P_{rand}) se obtiene para el primer armónico un valor de A= (0.037 ± 0.009) y una fase ϕ = (2.3 ± 0.9) hs. Estos valores se encuentran de acuerdo con valores registrados por otros experimentos. En el Capítulo 9 se presenta una discusión de estos resultados.

8.4 Espectro de Energía

8.4.1 Aceptancia del Array

Para la determinación del flujo de rayos cósmicos incidiendo sobre un arreglo de detectores, es necesario conocer el área efectiva de colección de EAS y el ángulo sólido observado. El producto de los dos últimos parámetros es conocido como aceptancia.

La aceptancia del TANGO Array se obtuvo utilizando el algoritmo descrito en [22]. Para la utilización del mismo es necesario conocer los parámetros de la LDF y su dependencia con la energía primaria y ángulo cenital. Tanto los parámetros de la LDF como su dependencia fueron obtenidos a partir de simulaciones tal como se describió en el Capítulo 7. Para utilizar este algoritmo es necesario que la parametrización de la LDF incluya la respuesta de los detectores a las diversas partículas secundarias de una EAS lo cual fue descrito en la Sección 6.4.

El algoritmo utilizado puede describirse brevemente como:

- Seleccionar una energía primaria y un ángulo cenital.
- Parametrizar la LDF de acuerdo a la energía primaria y el ángulo cenital elegido.
- Seleccionar al azar una distribución uniforme de puntos de impacto del core en un área lo suficientemente grande como para incluir todas las distancias desde las cuales una EAS puede disparar el array.
- Para cada posición de impacto determinar la densidad de partículas en cada detector (teniendo en cuenta las fluctuaciones estadísticas).
- Determinar si cada una de las EAS simuladas genera un disparo válido dada una condición de trigger.

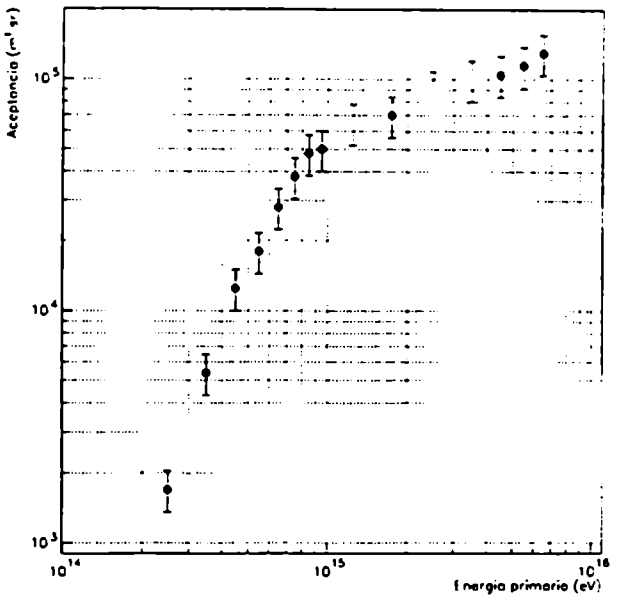


Figura 8.12: Aceptancia del TANGO Array. Para energías mayores a 7×10^{14} eV el ángulo cenital fue limitado a 35° debido a la hipótesis de simetria axial de la EAS.

Por lo tanto este algoritmo permite definir un área efectiva de colección de EAS y ángulo sólido observado, definiendo un criterio de disparo del array, para una determinada energía y ángulo cenital. El algoritmo fue empleado para energías en el rango 2×10^{14}eV y 7×10^{15} eV, dado que EAS con energías por debajo del rango no llegan a generar un disparo del array dada la condición de trigger empleada (coincidencia de los 4 detectores) y el flujo de rayos cósmicos con energías por arriba del rango es muy reducido como para llegar a registrarlos con el array en un tiempo razonable (algunos meses).El resultado de la utilización del algoritmo se presenta en la Figura 8.12.

8.4.2 Flujo de rayos cósmicos

Una vez conocida la aceptancia del array en función de la energía el flujo de rayos cósmicos puede obtenerse como:

$$J(E) = \frac{N_{ev}(E)}{A(E) \times \Delta\, t \times \Delta\, \Omega\, (E) \times \epsilon_{\,trig} \times \epsilon_{\,rec} \times \epsilon_{\,fluc}} \tag{8.6}$$

donde $J(E)$ es el flujo diferencial de rayos cósmicos, $N_{ev}(E)$ es la cantidad de eventos medidos, $A(E)$ es la aceptancia del array, $\Delta\, \Omega\, (E)$ es el ángulo sólido observado, todos ellos para la energía primaria E, $\Delta\, t$ es el tiempo vivo de observación, y ϵ_{trig}, ϵ_{rec} y ϵ_{fluc} son las eficiencias de trigger, reconstrucción y de registro de eventos debido a fluctuaciones en el desarrollo de la cascada, respectivamente.

La eficiencia de registro de eventos debido a fluctuaciones puede obtenerse a partir del algoritmo utilizado para determinar la aceptancia del array como el cociente de cascadas que producen un trigger respecto a la cantidad total de cascadas que caen dentro del área de aceptancia. La eficiencia de reconstrucción como el cociente de las EAS cuyas reconstrucciones convergen respecto del total de EAS registradas. Por último, la eficiencia de trigger se refiere a aquellos eventos no llegaron a generar un alerta en las estaciones (Nivel T1) debido a que el mismo es generado por altura de pulso, pero que tenian suficiente carga para haberlo generado. Esta eficiencia se determinó mediante el registro de EAS con una condición de disparo de 3 detectores (teniendo los 4 detectores activos) y obteniendo el cociente entre la cantidad de EAS que deberian haber generado un Nivel T1 en cada uno de los detectores y la cantidad de EAS que realmente lo generó. Los detectores A, B y C (10 m^2) tienen eficiencias del orden del 99.5%, mientras que el detector D (0.5 m^2) tiene una eficiencia del 62%. Esta menor eficiencia es consecuencia de que el Nivel T1, para este detector, se hallaba muy cerca de la mínima resolución del mismo.

Las eficiencias debidas a fluctuación de la EAS, reconstrucción y trigger han sido estimadas en 0.54, 0.13 y 0.43 respectivamente.

Para la asignación de energía de cada rayo cósmico, dado que no fue posible determinar la masa del mismo se utilizó el promedio de los parámetros presentados en la Tabla 7.3. Es decir,

$$E = 4.5 \times 10^9 \times N_{eq}^{\mu\,1.185} eV \tag{8.7}$$

La Figura 8.13 presenta el espectro de rayos cósmicos medidos con el TANGO Array. En el Apéndice D se presenta una tabla con los valores del flujo para cada energía. Mediante un ajuste por una ley de potencias para valores por debajo y por arriba del knee se obtienen los siguientes valores para el exponente:

$$\gamma_1 = 2.84 \pm 0.06$$
$$\gamma_2 = 3.4 \pm 0.5$$

Para resaltar la estructura del espectro en la zona de energías $\sim 10^{15}$ eV, el mismo fue multiplicado por $E^{2.75}$ y se presenta en la Figura 8.14. Puede notarse un cambio en la dependencia del flujo con la energía a partir de $\sim 2 \times 10^{15}$ eV. Este cambio en la pendiente es el llamado *knee* y se lo relaciona con la máxima energía que puede ser transferida por la explosión de una supernova a una partícula individual.

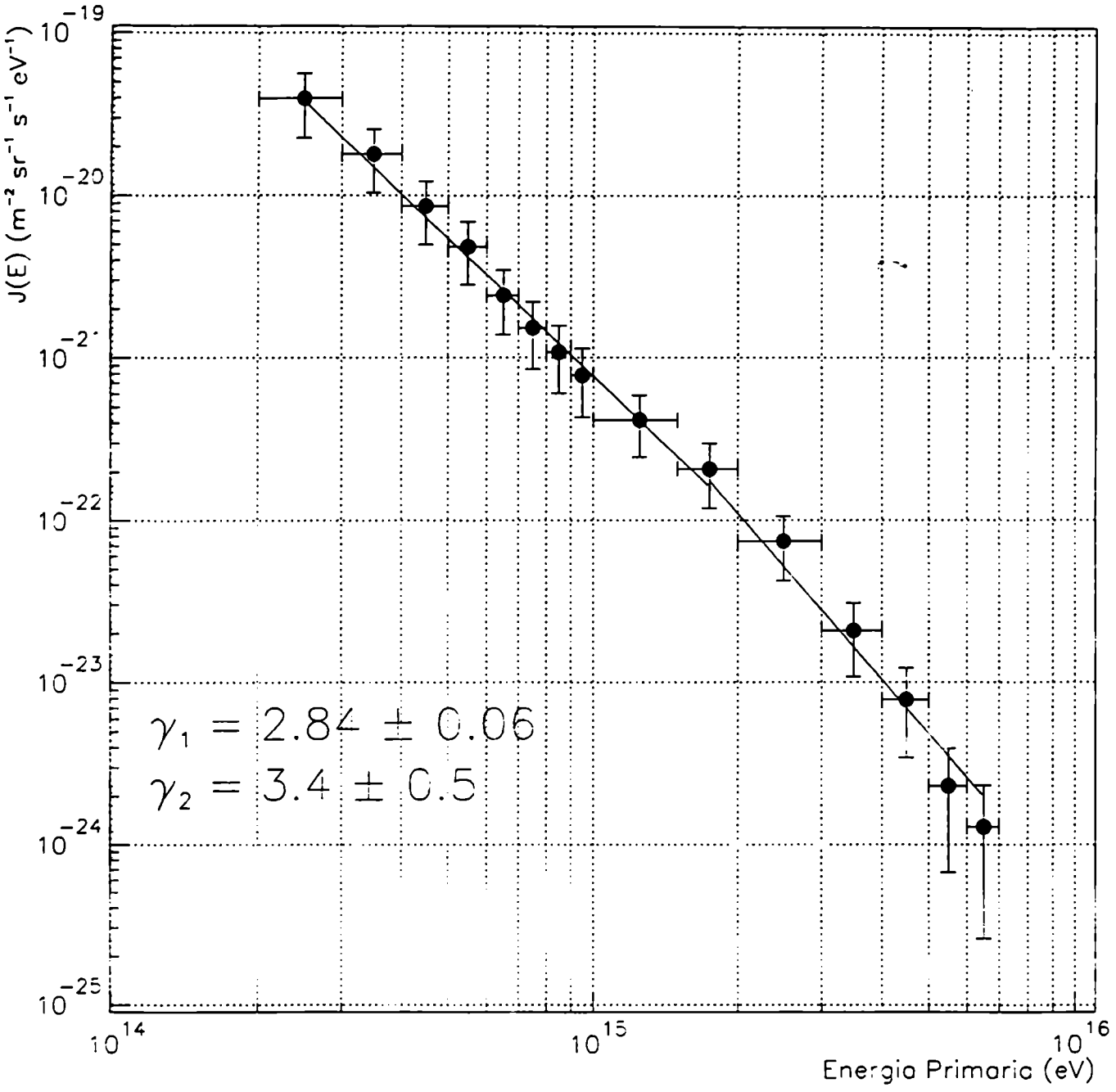


Figura 8.13: Espectro de rayos cósmicos obtenido con el TANGO Array. Puede verse un ligero cambio en la pendiente (*knee*) para energías del orden $\sim 2 \times 10^{15}$ eV. Los valores γ_1 y γ_2 corresponden al índice del espectro de potencias para valores por arriba y por debajo de $\sim 2 \times 10^{15}$ eV.

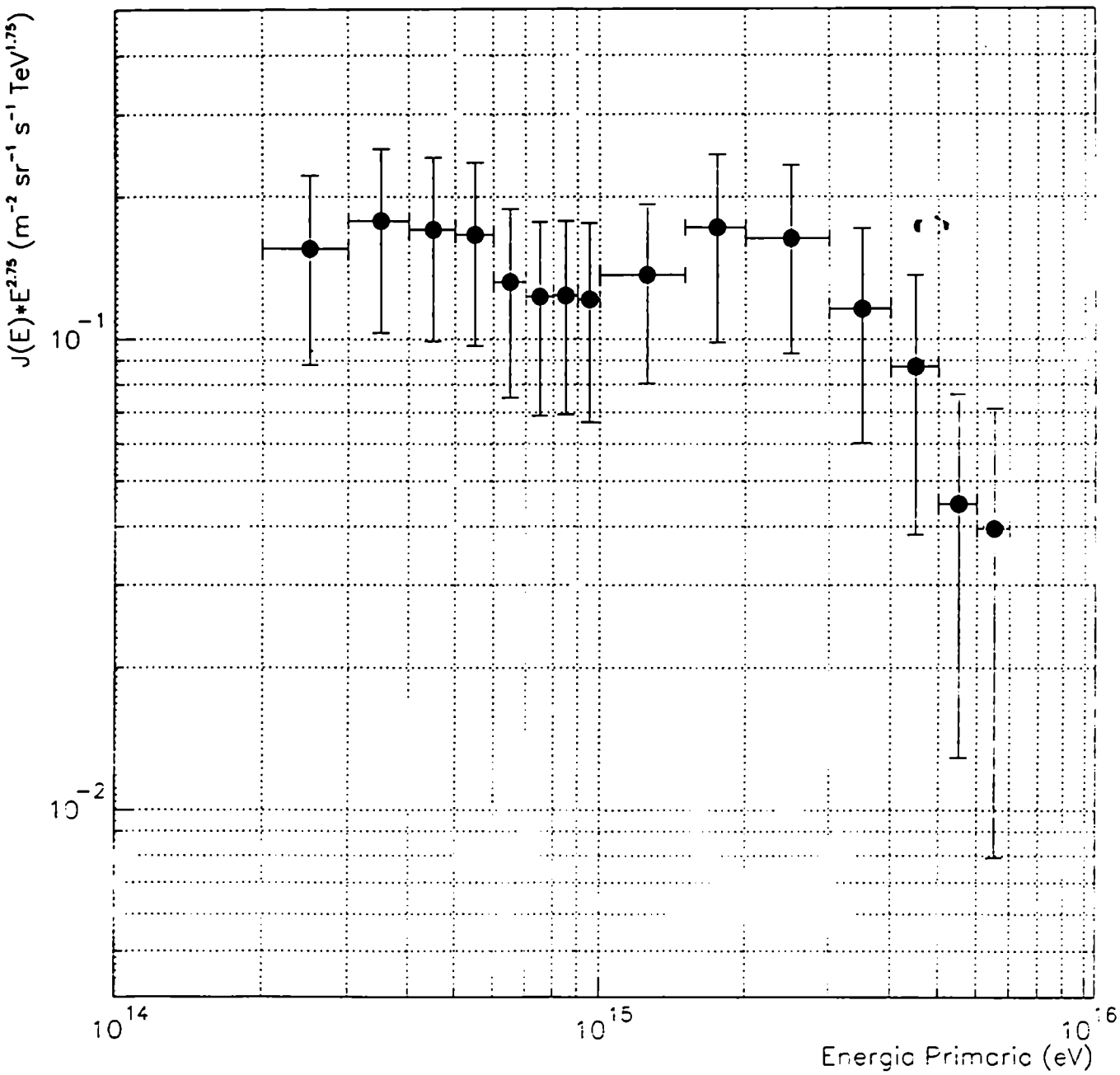


Figura 8.14: Espectro de rayos cósmicos obtenido con el TANGO Array. Puede verse claramente el *knee* en $\sim 2 \times 10^{15}$ eV.

Capítulo 9

Conclusiones y comentarios

Dado que en este informe de tesis se han incluido trabajos realizados para el detector de fluorescencia y de superficie del Proyecto Pierre Auger, así como sobre el diseño, montaje, operación y análisis de datos del TANGO Array, la discusión y conclusiones de los mismos se ha dividido en secciones por claridad.

9.1 El detector de fluorescencia

Diseño de espejos duales

En el año 1998 se propuso un diseño alternativo para el detector de fluorescencia consistente en dos espejos enfocados a (básicamente) la misma zona del cielo, con sus cámaras de fotomultiplicadores trabajando en coincidencia temporal (Sección 3.3.2). Este sistema presenta entre sus ventajas la de disminuir el número total de PMTs (entre ambas cámaras) en comparación con el número requerido para tener la misma resolución angular con un sólo espejo. Otra de sus ventajas, es su capacidad para remover el ruido térmico presente en los PMTs mediante la condición de coincidencia.

Bajo estas condiciones, el nivel de ruido sería determinado por las coincidencias casuales o por la luz producida por partículas individuales o generada por EAS de baja energía. Este nivel de luz de fondo, no era conocido y debia ser determinado para evaluar la performance del sistema de espejos duales. En el experimento realizado a tal fin, se pudo cuantificar que el nivel de ruido en la configuración de espejos duales, es ~ 4 veces mayor que el esperable considerando sólamente las coincidencias casuales.

Este resultado, junto a otros factores (principalmente dificultad en el montaje y alineación del sistema y mayor complejidad de la electrónica asociada) inclinaron la decisión del diseño de base según la óptica de Schmidt para el detector de fluorescencia.

Sistemas de monitoreo atmosférico

El detector de fluorescencia mide la energía del rayo cósmico a partir de la integral del perfil de desarrolo longitudinal. Entonces, es necesario convertir la cantidad de fotones registrados por el sistema a fotones emitidos por la interacción de la cascada con la atmósfera. Por lo tanto es necesario conocer la longitud de atenuación atmosférica. En este trabajo se reportan los resultados de dos sistemas de monitoreo atmosférico, el primero basado en lámparas dicroicas y una cámara CCD y segundo en medir en la luz retrodispersada de un haz laser.

El sistema de lámparas dicroicas fue montado y operado en la región del Observatorio Auger en forma exitosa. Entre sus características presenta su sencillez y confiabilidad para la operación automática y en particular los resultados obtenidos con este sistema permitieron tomar la decisión final respecto al lugar de emplazamiento del Observatorio Auger. Su principal desventaja es que es un sistema fijo y sus componentes se encuentran distribuidos en un área extensa (distancias del orden de 40 km) lo que dificulta su mantenimiento. Asimismo, este sistema entrega un valor de longitud de atenuación atmosférica integrado a lo largo de la línea de observación.

Por otra parte, el sistema LIDAR, presenta la atractiva ventaja de disponer del laser y el colector separados por una distancia de una veintena de metros y ser totalmente orientable hacia cualquier dirección. Al mismo tiempo, la técnica LIDAR permite diferenciar entre diferentes estratos o regiones de la atmósfera (por la presencia de bruma, nubes, etc), siendo posible obtener un valor de longitud de atenuación para cada una de esas regiones. La principal desventaja del sistema es su elevado costo y mayor complejidad mecánica y electrónica en comparación con el sistema de lámparas dicroicas.

Se ha previsto que el Observatorio Pierre Auger realice la instalación de ambos sistemas de monitoreo para disponer de información redundante del estado de la atmósfera y para realizar un control de los resultados obtenidos con ambos métodos.

Es la opinión del autor, basada en la experiencia de haber operado ambos sistemas, que la técnica LIDAR es más precisa y mucho más flexible (por su capacidad de poder sensar la atmósfera en diversas direcciones) y que terminará siendo utilizada para el monitoreo de la transparencia atmosférica desplazando al sistema de lámparas dicróicas.

9.2 El detector de superficie

Método de calibración

El Observatorio Auger planea la instalación de 1600 detectores de superficie en un área de 3000 km^2. Para el funcionamiento del mismo resulta indispensable disponer de un sistema de calibración automático y remoto.

Varios métodos han sido propuestos[37, 44, 43, 78]. Todos ellos utilizan como fuente de calibración a muones provenientes del fondo de radiación natural. Los dos primeros utilizan muones de alta energía que atraviesan el detector mientras que los últimos, muones de baja energía que decaen dentro del detector. Uno de estos métodos [78] requiere de dos centelladores y un absorbente de plomo o hierro entre ellos, por lo que no ha sido considerado como un método aplicable a gran escala, a pesar de haber demostrado ser un método efectivo de calibración en condiciones de laboratorio.

Entre los otros tres métodos, su principal diferencia es la complejidad de la electrónica requerida. El método descrito en la Sección 4.2.1 (publicado en [37]) es el más simple de todos, desde el punto de vista de su complejidad electrónica, ya que sólo requiere de un discriminador variable, en comparación con requisitos de coincidencia, hasta 3 discriminadores variables y un sistema de medición de tiempos.

La eficiencia de colección de eventos para calibración (cociente entre eventos útiles respecto de eventos colectados) es $\sim$ 0.36, valor ligeramente superior al del método propuesto por Kutter *et al.* y $\sim$ 4 veces superior a la eficiencia del propuesto por Alarcón *et al.*.

El método de calibración propuesto en este trabajo, fue empleado exitosamente durante la operación del TANGO Array, demostrando la viabilidad de su implementación en un observatorio de rayos cósmicos.

Debe destacarse el hecho de que este método de calibración ha sido adoptado por la Colaboración Auger para la calibración absoluta de los detectores de superficie del experimento Auger.

Configuración *Black Top*

Con el fin de reducir el apilamiento ("pile-up") en la señal de los detectores y así mejorar la capacidad de contaje de muones, se reemplazó la lámina superior de Tyvek por una lámina de polietileno negro. De esta manera fue posible reducir el valor de la constante de tiempo de decaimiento de la cola de los pulsos. Dado que sólo se afecta la cola y no la amplitud del pulso con el reemplazo el *Tyvek Top* por el *Black Top* , en esta configuración alternativa del recubrimiento interno los pulsos de pequeña amplitud no se perderian en el ruido de fondo. Una desventaja que posee es que incrementa la inhomogeneidad de colección de luz del detector frente a diversas posiciones de ingreso de la partícula, sin llegar a ser un valor inaceptable (37% en el mayor de los casos, frente a 21% de la configuración *Tyvek Top*). Este experimento también mostró la importancia del recubrimiento interno en la conformación del pulso.

El diseño de base del detector de superficie para el Observatorio Auger, no contempla el *Black Top*, a pesar de sus ventajas frente al *Tyvek Top* . Esta decisión se basó en motivos de origen tecnológico. Con la velocidad de muestreo de la electrónica asociada a los detectores Auger (25 ns), la configuración *Black Top* no sería empleada en su máxima potencialidad (desde el punto de vista del contaje de muones) y solamente significaría una reducción en el

valor de carga colectada frente a la configuración *Tyvek Top*, con el consecuente incremento de tráfico del sistema de telecomunicaciones. Si bien se contempló la posibilidad de utilizar electrónica más veloz, debido al mayor consumo de potencia de los circuitos integrados requeridos (que excede la capacidad de diseño de los paneles solares).

Por lo tanto, la configuración de base para el detector Auger es el *Tyvek Top* quedando la configuración *Black Top* supeditada al surgimiento de una nueva tecnología de circuitos integrados de menor consumo.

Lóbulo de reflexión difusa del Tyvek

En la etapa de diseño de los detectores de superficie para el Observatorio Auger, muchas de sus características fueron exploradas mediante simulaciones Monte Carlo. Los procesos físicos que ocurren dentro de un detector de efecto Čerenkov durante una EAS (producción de pares, efecto Compton, bremsstrahlung, ionización, etc.), están estudiados y comprendidos desde hace varias decenas de años por lo que sus secciones eficaces son bien conocidas. Las mayores incógnitas provenian de la transparencia del agua y las propiedades ópticas del recubrimiento interno (Tyvek) de los detectores.

Para poder reproducir los datos obtenidos con los detectores prototipo era urgentemente requerido el estudio del lóbulo de reflexión del Tyvek. Por tratarse de una superficie rugosa los modelos matemáticos que describen las propiedades ópticas de esas superficies [57] poseen limitaciones y expresiones no apropiadas para el uso en códigos Monte Carlo.

Por lo tanto, ante la falta de información en la bibliografía sobre el lóbulo de difusión del Tyvek y la necesidad de disponer de la misma, en agua se decidió montar un sistema para realizar la medición del lóbulo. Los resultados fueron publicados en [53].

Entre los principales resultados se puede mencionar que la forma general del lóbulo es la de un pico ancho con un fondo difuso. En particular, se encontró que la superposición de una campana gaussiana, más un coseno con una fase igual a la mitad del ángulo de incidencia, reprodujo los datos obtenidos para todos los ángulos de incidencia y todas las longitudes de onda. La amplitud del pico sigue la dependencia en longitud de onda medida con un esfera integradora [55, 54] mientras que la amplitud de la distribución coseno se mantiene aproximadamente constante para todas las longitudes de onda.

La dependencia general de los parámetros del lóbulo (amplitud, ancho y posición del centroide de la gaussiana y amplitud de la distribución coseno) pueden ser ajustados por un polinomio de dos variables, con grado 4 para el ángulo de incidencia y grado 1 en la longitud de onda. Esta parametrización fue usada para escribir una rutina de reflexión difusa que reproduce el lóbulo del Tyvek para ser incluida en los códigos de simulación del detector de superficie del Observatorio Auger.

Comentarios

Debe destacarse la importancia del Tyvek en la determinación de las características del detector de superficie. Posee un lóbulo de difusión muy ancho que realmente distribuye muy homogéneamente la luz dentro del detector de superficie. Esta característica es la que permite, entre otras cosas, construir un detector con una elevada homogenidad en la respuesta frente a diversas direcciones de ingreso de las partículas de una EAS. La dispersión de su valor medio (σ) es del orden del $\sim$ 5% (Sección 4.3), mientras que para las dos posiciones de máxima diferencia en colección de luz, la misma es del 21 %.

El Tyvek también es responsable de la elevada correlación entre las señales generadas por los muones del fondo de radiación natural y las obtenidas mediante el uso del telescopio de muones, permitiendo el método de calibración descrito en la Sección 4.2.1.

Por último, el Tyvek es uno de los dos factores determinantes en la forma del pulso de los detectores de superficie, como se mostró en la Sección 4.4. El otro factor es la longitud de atenuación del agua, como es demostrado en [51, 60].

9.3 TANGO Array

Simulaciones

Con el fin de diseñar el array, caracterizar su comportamiento y estimar su resolución angular y de energía, fueron realizadas detalladas simulaciones. Se utilizó el programa AIRES [67] con el paquete de colisiones hadrónicas SIBYLL para la simulación de las cascadas de partículas. Los resultados de AIRES fueron empleados para determinar la cantidad, tipo y tiempo de arribo de las partículas secundarias a las estaciones detectoras.

La simulación del detector de superficie fue realizada en base a la amplia experiencia obtenida de la operación del detector prototipo [36] en vez de simular los procesos físicos que sufren las diversas partículas secundarias al atravesar la masa de agua y la producción y propagación de fotones Čerenkov dentro del detector. Debe destacarse que se hizo un esfuerzo por utilizar la mayor cantidad posible de datos experimentales en la simulación del detector, su electrónica asociada, nivel de ruido y propagación de señales a través de los cables. Esto permitió obtener pulsos realistas con un programa veloz, como se describe en la Sección 6.4.

Debe resaltarse que el valor obtenido para la longitud de atenuación característica de la atmósfera de la cascada, $\Lambda_{sim} = (253 \pm 25)(\mathrm{gr/cm^2})$, es muy cercano al obtenido por el experimento EAS-TOP de $\Lambda_{med} = (220 \pm 6)(\mathrm{gr/cm^2})$ [72]. Este acuerdo entre ambos valores, otorga confianza en la validez de las simulaciones.

Los algoritmos de reconstrucción de cascadas desarrollados especialmente para este traba-

jo han sido probados con los datos simulados, mostrando una resolución angular del array en el orden de $\sim 5°$ y el error estimado en la reconstrucción de la energía es aproximadamente 60%. Considerando que los errores típicos en experimentos mucho más sofisticados son del orden de 2-3 ° en la dirección y del $\sim$ 20% en la energía se puede concluir que el TANGO Array presenta muy buena resolución, dada la reducida cantidad de detectores disponibles y limitaciones del sistema y el costo total del sistema.

Montaje y operación del array

Debe destacarse el gran esfuerzo realizado para la realización de este experimento (realización mecánica y montaje de los detectores, electrónica asociada, tendido de cables de interconexión, etc) dada la reducida cantidad de gente involucrada en el mismo y las limitaciones de material disponible.

Debe resaltarse que el sistema de toma de datos fue diseñado y montado de forma tal que pudiera operar de manera automática por largos períodos de tiempo (de hasta una semana o más) sin intervención del operador. El mismo es capaz de monitorear el funcionamiento del array, registrar EAS y calibrar las estaciones todos los dias. Asimismo, el array demostró ser altamente estable y robusto a lo largo del período de medición, como se muestra en las Secciones 5.8.1, 5.8.2 y 5.8.3.

Estas características del array constituyen uno de los mayores logros del experimento, reflejando el detallado y cuidadoso trabajo realizado durante el diseño y montaje del arreglo de detectores.

Patrones de dirección de arribo

En coordenadas locales debido a un efecto de ángulo sólido el ángulo más probable de arribo de una EAS para las condiciones del TANGO Array es 20° medidos desde la vertical. Cuando el efecto de ángulo sólido es removido de la distribución, la dirección más probable es la vertical.

La distribución cenital (sin el efecto de ángulo sólido) sigue un ley $\cos^n(\theta)$. Se realizó un ajuste de la ley propuesta a los datos registrados por el array, habiéndose obtenido los siguientes valores:

$$n = (7.9 \pm 0.4) \qquad 10° \leq \theta \leq 25°$$
$$n = (16.4 \pm 0.4) \qquad 25° \leq \theta \leq 40°$$

El valor de n obtenido para el rango $10° \leq \theta \leq 25°$ se encuentra en acuerdo con los reportados por [77]. Para el rango $25° \leq \theta \leq 40°$ no se han podido encontrar datos en la bibliografía. Un cambio abrupto en el valor de n llama la atención y no se ha podido

Experimento	γ_1	γ_2	E_k [$\times 10^{15}$ eV]
CASA-MIA	2.66 ± 0.02	3.00 ± 0.05	~ 3
EAS-TOP	2.56 ± 0.02	2.99 ± 0.04	~ 3-4
KASKADE	2.70 ± 0.05	3.10 ± 0.07	~ 4-5
TANGO	2.84 ± 0.05	3.4 ± 0.5	~ 2-3

Tabla 9.1: Comparación de los índices del espectro de energía y posición del knee en diversos experimentos. El subíndice 1-2 corresponde a energías menores y mayores al *knee*. Véase el texto por las referencias

encontrar una explicación satisfactoria. Sin embargo, en ese rango de ángulos cenitales la atenuación atmosférica empieza a ser importante, sobre todo en arreglos de detectores cercanos al nivel del mar y podría explicar el incremento en el valor del exponente.

En coordenadas ecuatoriales, el ancho de la distribución en declinación posee un máximo en -32° correspondiente al punto cenital en coordenadas locales y el ancho de la distribución en declinación es ~ 35 ° indicando que la apertura del array es de aproximadamente 1 sterradian.

El análisis de la distribución en ascención recta, muestra que la misma es básicamente isotrópica. Un estudio por transformada de Fourier de la misma, indica por su primer armónico que un ligero exceso de eventos (~ 3%) son provenientes de la dirección ϕ = (2.3 ± 0.9) hs RA. La dirección de este exceso se encuentra en buen acuerdo con el reportado por el experimento EAS-TOP, de (2.77 ± 0.65) hs RA[79]. El origen de esta anisotropía no es claro todavia, siendo necesario un estudio de las mismas sobre un rango más amplio de energías para poder explicar la mismas.

Debe mencionarse que en las cercanías del centro galáctico (17.5 hs RA) no se ha observado un exceso de eventos para el rango de energías de este experimento, en contraposición a lo reportado a energías del orden de ~ 10^{18} eV [80].

Espectro de rayos cósmicos

En la Figura 8.13 se presenta el ajuste de una ley de potencias ($E^{-\gamma}$) al espectro de rayos cósmicos medido con el TANGO Array. Los valores obtenidos para el índice del exponente mediante un ajuste sobre los datos se encuentran en buen acuerdo con los reportados en otros experimentos [81, 82, 83] como puede verse en la Tabla 9.1

Por otra parte, el valor absoluto del flujo de rayos cósmicos medido con el TANGO Array es inferior en un factor ~ 2-3 al reportado en otros experimentos, como puede verse en la Figura 9.1. Los datos del experimento EAS-TOP y AGASA fueron extraidos de [82], mientras que del experimento KASKADE de [81].

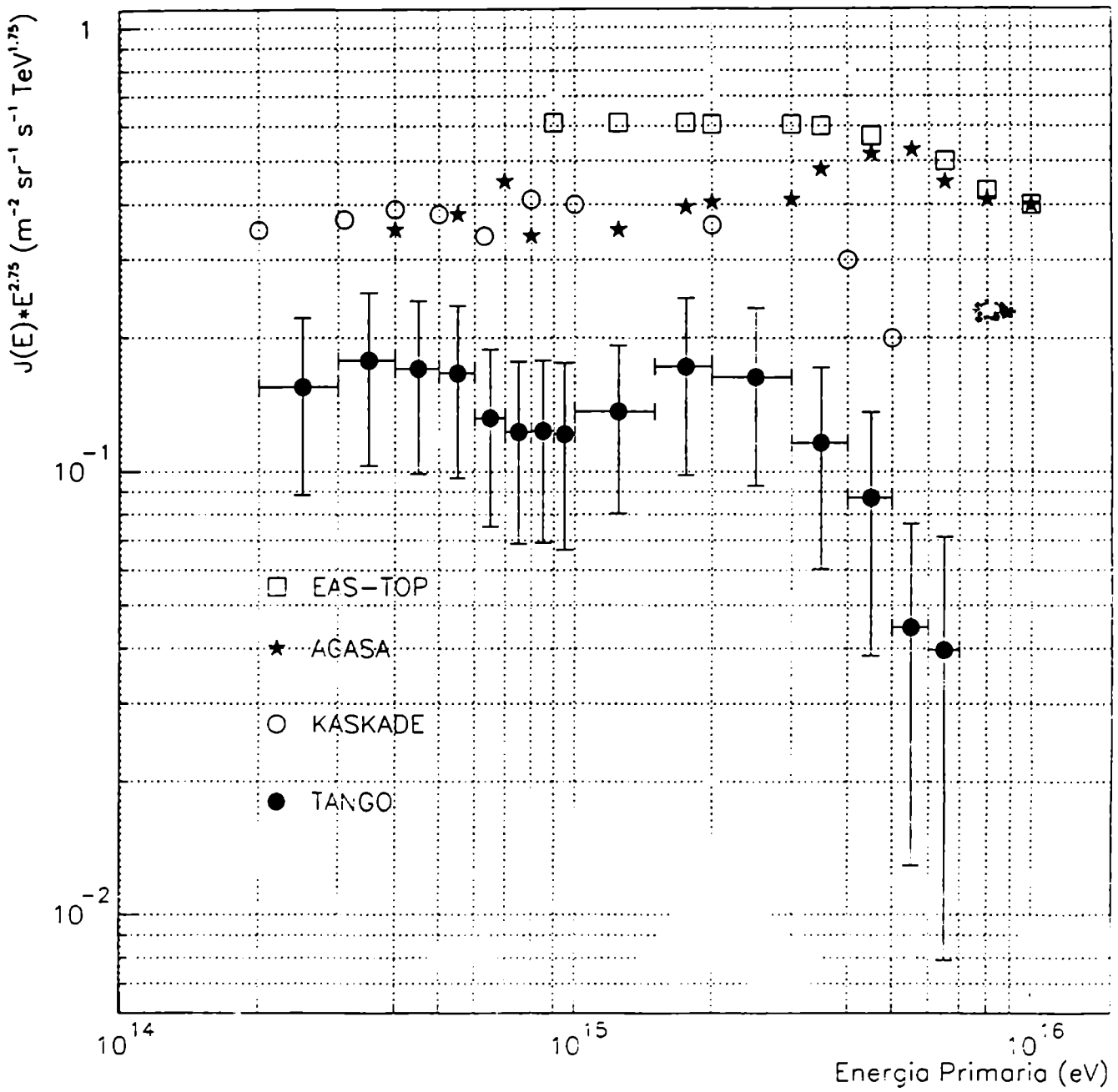


Figura 9.1: Comparación del espectro medido por el TANGO Array con otros experimentos. El valor de flujo obtenido con TANGO es inferior en un valor ~ 2-3 inferior al reportado por los otros experimentos. Véase el texto por las referencias.

Esta diferencia en el valor absoluto del flujo puede deberse a los siguientes motivos:

1. Un error sistemático en el análisis de datos.

2. Menor flujo de rayos cósmicos en el hemisferio sur.

3. Un efecto del sistema de disparo de adquisición de datos

Luego de una cuidadosa y detallada revisión del análisis de datos sin haberse hallado ningún error que fuera capaz de afectar el valor del flujo obtenido y considerando que la forma general del espectro (índices del exponente y ubicación del *knee*) obtenido con el TANGO Array presenta un muy buen acuerdo con los registrados en otros experimentos, (Véase la Tabla 9.1) la hipótesis **1** resulta poco sustentable.

La hipótesis **2** resulta aventurada dada las limitaciones de la estadística incluida en el análisis. Sin embargo, debe mencionarse que los datos de este experimento son contrastados contra experimentos del hemisferio norte. Lamentablemente no existen datos en el hemisferio sur en este rango de energía, dada la escasa cantidad de arrays instalados en el hemisferio sur, o los que existieron han reportado demasiados problemas técnicos como para poder llegar a alguna conclusión sobre sus resultados [84].

Es posible que el sistema de trigger empleado, basado en la amplitud de la señal generada en cada estación tenga una selectividad en la masa del rayo cósmico primario (hipótesis **3**) y por lo tanto, lo que se haya obtenido sea el flujo de sólo algunas especies primarias y no flujo total. O incluso que el sistema de trigger posea una eficiencia de disparo menor a la estimada.

Por lo tanto, lo más probable es que la diferencia sea debida a un efecto del sistema de disparo (selectividad de EAS).

Más allá de la diferencia en el valor absoluto del flujo (que es apenas un factor $\sim$ 2-3), debe destacarse el buen acuerdo obtenido para la forma del espectro de rayos cósmicos, (índices del espectro y posición del knee) habiéndose realizado estas mediciones con un sistema cuyas limitaciones ya han sido mencionadas.

El TANGO Array fue desactivado en Abril de 2001 debido a la finalización del período de préstamo de ciertos módulos electrónicos utilizados para el monitoreo del funcionamiento de las estaciones.

Al momento de la finalización de toma de datos, para que un incremento de la estadística de los mismos resultara significativa (reducción del error estadístico en un orden de magnitud) el sistema debería operar por aproximadamente 3 años.

Cabe destacar el excelente comportamiento general del arreglo de detectores, no habiéndose presentado ninguna falla mayor durante el período de observación y habiéndose medido el espectro de rayos cósmicos en el rango de energía comprendido entre 2×10^{14} eV y 7×10^{15} eV, las anisotropías en la dirección de arribo para rayos cósmicos con energías comprendidas entre 2×10^{14} eV y 6×10^{14} eV y la estructura del mismo (*knee*) en $\sim 2 \times 10^{15}$eV.

Apéndice A

Parametrización del lóbulo de difusión del Tyvek

A continuación se presentan los resultados del ajuste a los datos experimentales del lóbulo de difusión del Tyvek según la expresión:

$$I = P_1 \exp\left(\frac{-(\theta - P_2)^2}{2P_3^2}\right) + P_4 \cos\left(\theta - \frac{\theta_i}{2}\right) \tag{A.1}$$

	Angulo de incidencia [grados]					
λ [nm]	0	15	30	45	60	75
300	1.2	1.1	1.8	4.2	4.4	4.5
320	1.3	1.2	0.9	3.7	4.4	4.5
340	1.4	1.3	0.9	3.8	4.0	5.4
360	1.6	1.5	0.9	3.8	4.5	5.8
380	1.7	1.5	0.9	3.4	4.8	6.0
400	1.8	1.5	1.2	2.9	5.1	6.0
440	1.9	1.5	1.2	3.0	5.3	6.2
480	2.0	1.6	0.9	3.2	5.5	6.4
530	2.0	1.6	1.2	3.1	5.5	6.3
560	2.0	1.7	1.2	3.1	5.6	6.4
600	2.0	1.6	1.1	3.1	5.5	6.3
640	2.0	1.7	1.1	3.1	5.6	6.4

Tabla A.1: Altura del pico (relativa al 100% de transmisión $*10^3$)

	Angulo de incidencia [grados]					
λ [nm]	0	15	30	45	60	75
300	-2.0	6.4	24.0	53.6	53.6	73.2
320	-1.3	5.0	30.1	53.4	53.7	73.2
340	0.8	5.4	29.4	53.4	56.8	69.9
360	0.6	5.4	29.2	53.0	56.9	69.5
380	0.5	5.3	28.6	52.8	57.1	68.9
400	-1.2	8.3	21.8	51.2	55.8	68.9
440	-1.1	7.8	22.1	51.2	55.8	68.7
480	-1.2	7.9	22.8	51.1	55.8	68.6
530	-1.1	7.7	22.8	50.8	56.0	68.7
560	-0.8	7.9	23.5	50.8	56.1	68.9
600	-0.3	8.0	24.3	50.9	56.4	69.0
640	-0.1	7.9	24.5	51.3	56.3	68.9

Tabla A.2: Posición del pico del lóbulo de difusión del Tyvek (valores presentados en grados)

	Angulo de incidencia [grados]					
λ [nm]	0	15	30	45	60	75
300	36	36	35	14	16	18
320	34	35	21	14	16	19
340	33	34	24	15	18	16
360	33	33	23	15	18	17
380	33	33	23	15	18	17
400	36	36	19	16	15	17
440	36	36	17	16	15	17
480	36	36	18	16	15	17
530	36	36	18	16	15	17
560	36	36	17	16	15	17
600	37	36	17	17	15	17
640	37	36	17	17	15	17

Tabla A.3: Ancho del pico σ (valores presentados en grados)

	Angulo de incidencia [grados]					
λ [nm]	0	15	30	45	60	75
300	0	0	0.0	2.3	1.1	1.4
320	0	0	0.9	2.2	1.0	1.3
340	0	0	1.1	2.5	1.2	1.2
360	0	0	1.1	2.6	1.4	1.4
380	0	0	1.1	2.6	1.6	1.5
400	0	0	0.5	2.1	1.8	1.4
440	0	0	0.7	2.3	1.9	1.4
480	0	0	0.6	2.4	2.0	1.4
530	0	0	0.7	2.4	2.0	1.4
560	0	0	0.8	2.4	2.0	1.4
600	0	0	0.8	2.4	2.0	1.4
640	0	0	0.8	2.4	2.0	1.4

Tabla A.4: Amplitud del continuo (relativo al 100% de transmision $*10^3$)

Apéndice B

Caracterización de los PMT utilizados

B.1 Curvas de ganancia

A continuación se presentan las curvas de ganancia obtenidas por el método de electrón único emitido térmicamente por el fotocátodo para los diversos fotomultiplicadores Hamamatsu R5912 empleados en el TANGO Array.

En base a las mismas y debido a las limitaciones en la cantidad de fuentes de alta tensión disponibles, los PMTs R5912 fueron instalados en las estaciones B y C buscando agruparlos de manera tal de aproximar las ganancias de los fotomultiplicadores dentro de una misma estación (Véase Tabla B.1).

Estación	Número de Serie
B	SA 1094
	SA 1109
	SA 1110
C	SA 1097
	SA 1153
	SA 1155

Tabla B.1: Distribución de los PMTs R5912 en las nuevas estaciones de 10 m^2

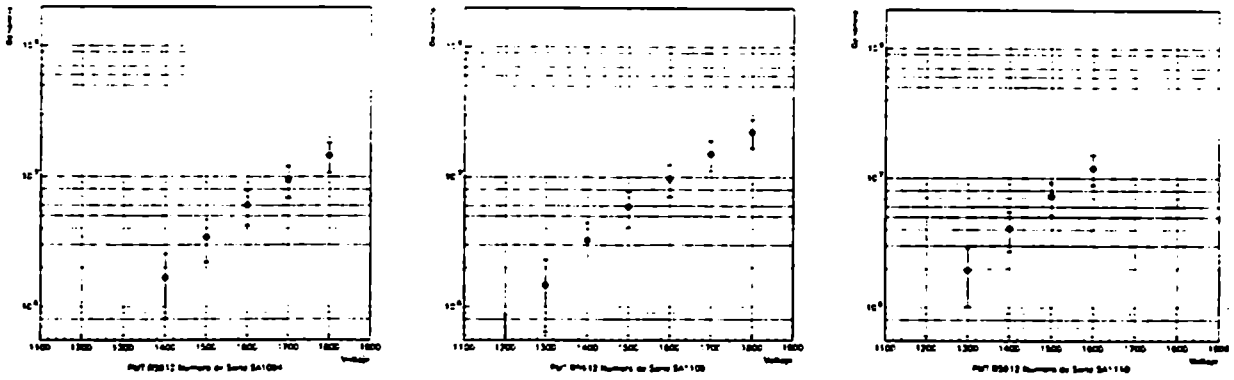


Figura B.1: Curva de ganancia para los PMTs instalados en la estación B

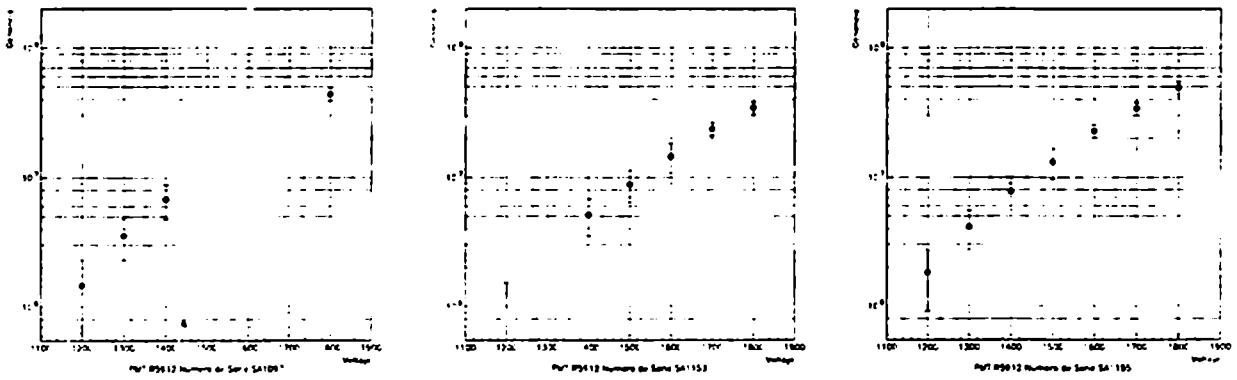


Figura B.2: Curva de ganancia para los PMTs instalados en la estación C

Tensión	Ganancia [$\times 10^7$]					
aplicada [kV]	SA1094	SA1109	SA1110	SA 1097	SA 1153	1155
1.2	—	0.026	—	0.146	0.081	0.181
1.3	—	0.147	0.195	0.355	0.256	0.412
1.4	0.169	0.327	0.409	0.677	0.514	0.775
1.5	0.343	0.592	0.726	1.156	0.886	1.312
1.6	0.605	0.974	1.190	2.047	1.145	2.228
1.7	0.944	1.507	2.026	3.018	2.374	3.398
1.8	1.144	2.230	2.905	4.380	3.440	4.924

Tabla B.2: Ganancia de los PMTs instalados en las estaciónes B y C

Apéndice C

Sistema de coordenadas astronómicas

En el desarrollo de este trabajo se han utilizado ampliamente los sistemas de coordenadas "local", "de horizonte" y "ecuatorial" para identificar la dirección de arribo de los rayos cósmicos. A continuación se presenta una descripción de ambos. Para las leyes de transformación entre los diversos sistemas de coordenadas el lector es referido a [85].

C.1 Coordenadas solidarias al planeta Tierra

C.1.1 Coordenadas locales

Las coordenadas locales, cenit y azimut (θ y ϕ) de un objeto en el cielo están referidas al horizonte del observador, ubicado en el centro de la *esfera celeste*. El ángulo cenital se define como el ángulo subtendido desde la vertical en el punto de observación y la posición del objeto (X). El ángulo azimutal, se define como el ángulo subtendido entre la proyección de la posición del objeto (X) sobre el plano del horizonte y la dirección del Norte Geográfico en el punto de observación. El ángulo azimutal se mide en sentido horario, correspondiendo 0° al norte, 90° al este, etc.

C.1.2 Coordenadas de Horizonte

Este sistema de coordenadas (Véase Figura C.1) se encuentra estrechamente relacionado con el anterior, siendo su única diferencia el sentido de medición de la elevación del objeto (X). En este sistema, el ángulo de elevación, a, se mide desde el horizonte, siendo complementario al ángulo cenital θ. Por otra parte, el ángulo azimutal de este sistema coincide con el del sistema local.

En estos sistemas de coordenadas la posición de cualquier punto sobre la *esfera celeste* se

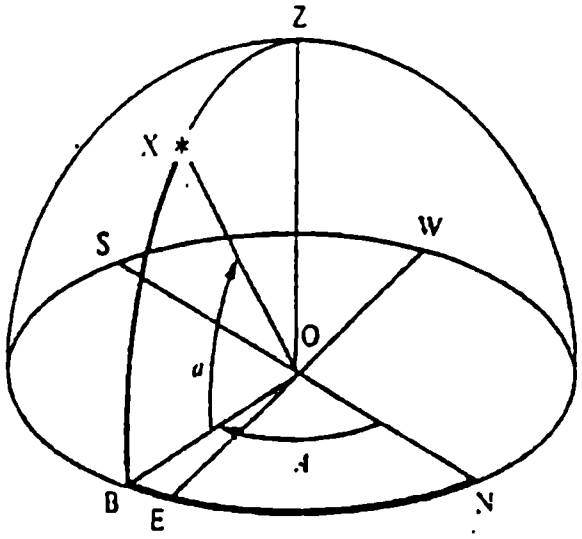


Figura C.1: Sistemas de Coordenadas de Horizonte. Extraído de [85].

mueve a lo largo del tiempo a medida que la Tierra rota sobre su eje.

C.2 Coordenadas ecuatoriales

Como su nombre lo sugiere, este sistema de coordenadas se encuentra referido al plano del Ecuador Terrestre. El observador (en el Hemisferio Norte) se encuentra en el punto O y el plano conteniendo el círculo NESW es su horizonte, siendo Z su punto cenital. En la Figura C.2 debe suponerse que la Tierra está representada por el punto O pero el plano del Ecuador ha sido extendido para cortar la esfera celeste a lo largo del círculo EΥRW. Este es el plano ecuatorial y está inclinado a un ángulo 90° - ψ, siendo ψ la latitud geográfica del observador, la cual se define como positiva en el hemisferio norte y negativa en el hemisferio sur. La línea OP (perpendicular al plano ecuatorial) coincide con el eje de rotación terrestre y el punto P es denominado *Polo Norte Celestial.*

En la Figura C.2 la situación presentada es la de un observador ubicado en el punto O mirando hacia el cielo. Tanto la coordenada geográfica sur, S, como el círculo del plano ecuatorial, CΥRD, se encuentran indicados. La línea vertical pasando por R y S corresponde al plano NPZRS, mientras que el arco que incluye a los puntos X y C, corresponde a un plano similar al anterior, que pasa a través de PXC.

El arco XC, o el ángulo subtendido entre X y C visto desde O, es llamado *declinación*, δ, definiendo la elevación respecto del plano ecuatorial del objeto X. La coordenada complementaria, llamada *ascensión recta*, α, es el ángulo subtendido entre los puntos Υ y C. La posición de Υ, corresponde a un punto fijo en el cielo, denominado *primer punto de Aries.*

Una coordenada relacionada con α, es el llamado *ángulo horario*, H. Para un objeto

ubicado en el punto Y, el ángulo subtendido por R y D desde O, (H), mide el desplazamiento a lo largo del plano ecuatorial desde el punto R, orientado hacia la dirección geográfica sur. Nótese que H y α poseen diferentes sentidos.

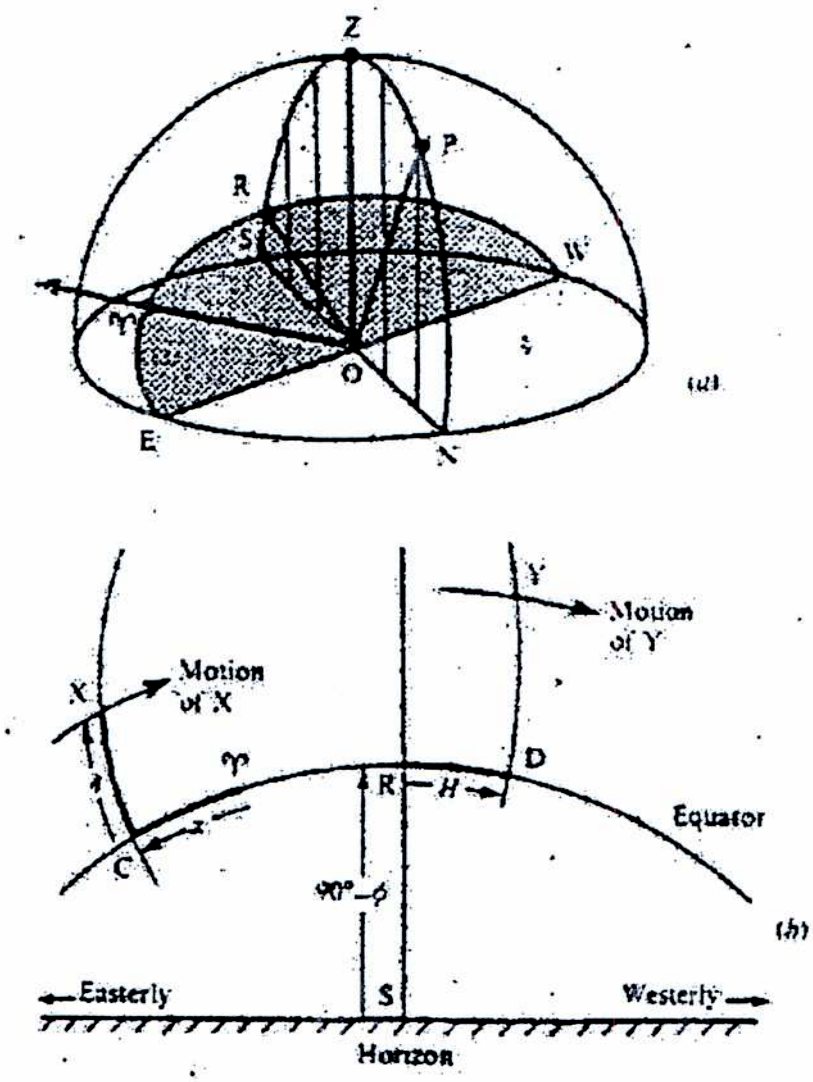


Figura C.2: Sistema de Coordenadas Ecuatorial. Extraído de [85].

Apéndice D

Flujo de Rayos Cósmicos medido con el TANGO Array

La siguiente tabla presenta el flujo diferencial de rayos cósmicos medidos con el TANGO Array entre 2×10^{14} eV y 7×10^{15} eV. Para la asignación de energía se utilizó la Ecuación 8.7

Energía Primaria [eV]	$J(E)$ [m^{-2} sr^{-1} s^{-1} eV^{-1}]
$(2.5 \pm 0.5)\times10^{14}$	$(4 \pm 2)\times10^{-20}$
$(3.5 \pm 0.5)\times10^{14}$	$(1.6 \pm 0.7)\times10^{-20}$
$(4.5 \pm 0.5)\times10^{14}$	$(9 \pm 5)\times10^{-21}$
$(5.5 \pm 0.5)\times10^{14}$	$(5 \pm 2)\times10^{-21}$
$(6.5 \pm 0.5)\times10^{14}$	$(2 \pm 1)\times10^{-21}$
$(7.5 \pm 0.5)\times10^{14}$	$(1.6 \pm 0.7)\times10^{-21}$
$(8.5 \pm 0.5)\times10^{14}$	$(1.1 \pm 0.5)\times10^{-21}$
$(9.5 \pm 0.5)\times10^{14}$	$(7 \pm 2)\times10^{-22}$
$(1.25 \pm 0.25)\times10^{15}$	$(4 \pm 2)\times10^{-22}$
$(1.75 \pm 0.25)\times10^{15}$	$(2.1 \pm 0.9)\times10^{-22}$
$(2.5 \pm 0.5)\times10^{15}$	$(7 \pm 5)\times10^{-23}$
$(3.5 \pm 0.5)\times10^{15}$	$(2.1 \pm 0.9)\times10^{-23}$
$(4.5 \pm 0.5)\times10^{15}$	$(7 \pm 5)\times10^{-24}$
$(5.5 \pm 0.5)\times10^{15}$	$(2 \pm 1)\times10^{-24}$
$(6.5 \pm 0.5)\times10^{15}$	$(1.4 \pm 0.9)\times10^{-24}$

Tabla D.1: Flujo de rayos cósmicos medidos con el TANGO Array

Apéndice E

Programas y códigos desarrollados

A continuación se presenta una breve reseña de los prógramas y códigos desarrollados para el presente trabajo:

E.1 Simulación del TANGO Array

Todos los programas descritos a continuación fueron desarrollados específicamente para la simulación del TANGO Array. Los programas fueron diseñados para correr secuencialmente (*"pipeline"*), como procesos controlados por un "batch file". Los únicos parámetros de ingreso controlados por el usuario (que se realiza por un "input file" en ASCII) son la energía primaria y la especie nuclear (protón o hierro).

1. Programa: corepos.f
   Lenguaje: Fortran
   Plataforma: Linux
   Cantidad de líneas: 71
   Función: Genera las posiciones de impacto del core y los ángulos cenitales y azimutales del evento. Características: Lee los parámetros de ingreso a través del "input file" especificado en el "batch file" de control. Genera la posición de impacto y dirección del eje principal del evento, según se describe en la Sección 6.3. La salida es una n-tupla (ASCII) de 5 variables (número de evento, posición de impacto y ángulo cenital y azimutal).

2. Programa: ptcles.f
   Lenguaje: Fortran
   Plataforma: Linux
   Cantidad de líneas: 1272
   Función: Interface entre AIRES y TANGO Array. Determina la cantidad y especie de partículas junto con sus energías y tiempos de arribo a cada estación.

Características: A partir de las tablas de AIRES y utilizando la salida del código corepos.f, realiza una interpolación a la densidad de partículas. distribuciones de energía y distribuciones de tiempo de arribo. Con los valores interpolados, utilizando la técnica aceptación-rechazo, especifica la cantidad de muones, electrones y rayos gama, incidiendo en cada estación así como sus energías y tiempos de arribo. Por cada evento simulado genera un archivo en cuyo encabezamiento se especifica (en ASCII) la cantidad de particulas de cada especie en cada estación y luego lista las energías y tiempos de arribo para todas las partículas en todas las estaciones.

3. Programa: traces.f
   Lenguaje: Fortran
   Plataforma: Linux
   Cantidad de líneas: 685
   Función: Simula la señal de los detectores frente al ingreso de partículas. Incluye la etapa de digitalización de la señal y el generador de ruido AM. Características: Lee los archivos de salida generados por el programa ptcles.f. Por evento simulado, genera un archivo (formato binario) con la señal de cada una de las estaciones. La forma de la señal queda determinada según se explica en la Sección 6.4.

4. Programa: trigger.f
   Lenguaje: Fortran
   Plataforma: Linux
   Cantidad de líneas: 291
   Función: Simulación de la electrónica de toma de datos
   Descripción: Analiza las señales de los detectores y determina si cada evento en particular es capaz de producir un disparo válido para el requisito de coincidencia de mayoría de 3 detectores o mayoría de 4 detectores, clasificando al evento de acuerdo al resultado del disparo y a los detectores involucrados en el mismo. Genera una n-tupla (ASCII) de 6 variables (identificación de evento y niveles de disparo) en donde se reagrupa la información de los distintos eventos para la misma energía primaria.

E.2 Análisis y Reconstrucción de datos simulados

Los códigos de analisis y reconstrucción de datos (simulados) también fueron diseñados para ser corridos secuencialmente bajo el control de un batch file. Nuevamente los parámetros de ingreso son la energía y especie primaria, que se realiza mediante un "input file".

1. Programa: ana-traces-sim.f
   Lenguaje: Fortran
   Plataforma: Linux
   Cantidad de líneas: 499
   Función: Realiza un análisis de las trazas (simuladas) obteniendo los niveles de tensión

continua, parámetros temporales, densidad de partículas en cada estación (VEM/m^2), etc. Descripción: Para cada evento simulado (lee los archivos producidos por el código traces.f) realiza un estudio de la forma de la traza, extrayendo de la misma todos los parámetros descritos en la Sección 8.1. Si la señal saturó el rango dinámico (simulado) el estudio de la carga es realizado por el método del pulso "extrapolado" (Sección 8.1.3). Genera una n-tupla (ASCII) con 62 variables de salida para cada evento simulado, entre las que se incluyen la identificación del evento, posición de impacto del core, ángulo cenital y azimutal, cantidad de partículas de cada especie incidiendo en cada estación, parámetros temporales de la señal de cada estación, niveles de tensión continua (ruido AM simulado), densidad de partículas equivalentes (VEM/m^2) en cada estación, etc.

2. Programa: rec-ang-sim.f
   Lenguaje: Fortran
   Plataforma: Linux
   Cantidad de líneas: 419
   Función: Reconstrucción geométrica de los eventos simulados
   Descripción: Lee los datos generados por el código ana-traces-sim.f y reconstruye la dirección de los eventos, tal como se describe en la Sección 7.2. Reconstruye los eventos de acuerdo a los distintos requisitos de disparo (para lo cual lee la salida del programa trigger.f) Genera una n-tupla (ASCII) con 82 variables de salida por cada evento simulado, incluyendo las mencionadas anteriormente (trigger.f y ana-traces-sim.f) más los valores de la reconstrucción geométrica para todas las condiciones posibles de disparo (establecidas en trigger.f)

3. Programa: rec-ener-sim.f
   Lenguaje: Fortran
   Plataforma: Linux
   Cantidad de líneas: 490
   Función: Reconstruye la energía de una cascada simulada.
   Descripción: Con los parámetros de las trazas (ana-traces-sim.f) y de la reconstrucción de la dirección, este código obtiene el valor de energía primaria como se describe en la sección 7.3. Genera una n-tupla (ASCII) con 102 variables de salida (por cada evento) que incluyen las mencionadas anteriormente (trigger.f, ana-traces-sim.f y rec-ang-sim.f) más la asignación de energía primaria y la posición de impacto del core según las diversas condiciones de disparo (determinadas en trigger.f)

E.3 Programas de control del experimento

1. Programa: rate-tan.bas
   Lenguaje: Basic
   Plataforma: DOS
   Cantidad de líneas: 217
   Función: Monitoreo de la tasa de contaje de los detectores
   Descripción: Mediante la rutinas de lectura-escritura de una interface CAMAC-PC (rutinas provistas con el hardware) se monitorea la tasa de contaje individual de cada

detector. El código fue desarrollado para que controlara automáticamente (sin intervención del operador) la lectura-escritura de electrónica, transferencia de datos y escritura a disco (ASCII). La escritura a disco se realiza cada 3 minutos, para minimizar la pérdida de datos en caso de cortes de energía. La salida es una n-tupla (ASCII) que incluye los datos correspondientes a 24 hs. Con cada cambio de día. el código automáticamente actualiza el archivo de salida.

2. Programa: adqtango.bas
   Lenguaje: Basic
   Plataforma: DOS
   Cantidad de líneas: 959
   Función: Adquisición de datos de EAS
   Descripción: Mediante las subrutinas RS232IO (provistas por Tektronix) el programa controla todas las funciones del osciloscopio digital. En particular, frente a una señal de STROBE (generada en la electrónica Fast NIM), digitaliza, transfiere y refresca la memoria de los 4 canales, incluyendo año, día y hora del evento. También el programa controla el modo de trabajo (Calibración o Búsqueda) realizando la toma de datos de eventos para calibrar cada estación o la toma de datos correspondiente a una EAS. El programa genera un archivo (formato binario) con la información de la señal de las 4 estaciones (en modo Búsqueda) o un archivo (formato binario) con la información de calibración para cada una de las estaciones. El programa funciona en forma totalmente automática y no requiere de acciones por parte del operador para funcionar.

E.4 Programas de análisis y reconstrucción de datos

Estos programas también fueron diseñados para correr secuencialmente bajo el control de un "batch file". El operador debe proveer un archivo (bitacora.txt) donde se enumera los días y horas que deben ser incluidos en el análisis. Este archivo es generado mediante la inspección de los datos de monitoreo (rate-tan.bas) como se describe en la Sección 5.8.1.

1. Programa: ana-calib.f
   Lenguaje: Fortran
   Plataforma: Linux
   Cantidad de líneas: 231
   Función: Análisis de datos de calibración.
   Descripción: Lee por archivo los días que deben ser incluidos en el análisis y genera cuatro n-tuplas ASCII (una por cada estación) con los datos de calibración que son analizadas automáticamente (el operador puede realizar el análisis manualmente, si se presenta alguna irregularidad) para obtener el valor del VEM para cada estación para cada día incluido en el análisis.

2. Programa: ana-traces.f
   Lenguaje: Fortran

Plataforma: Linux
Cantidad de líneas: 527
Función: Análisis de señales de datos de EAS.
Descripción: Mediante el archivo bitacora.txt selecciona cuales archivos de datos de EAS (producidos por adqtango.bas) debe incluir en el análisis. Produce una n-tupla de 48 variables (por cada evento individual) que incluye información sobre la identificación del evento, densidad de partículas en cada estación (utilizando el método del pulso "extrapolado" si se llega a saturar el rango dinámico de la estación), el valor del VEM para cada estación, los parámetros temporales en cada estación, nivel de ruido AM, etc.

3. Programa: rec-ang.f
   Lenguaje: Fortran
   Plataforma: Linux
   Cantidad de líneas: 813
   Función: Reconstrucción de la dirección de eventos medidos
   Descripción: Lee los datos generados por el código ana-traces.f y genera una n-tupla (ASCII) con 54 variables de salida (por cada evento analizado) incluyendo las mencionadas anteriormente (ana-calib.f y ana-traces.f) más los ángulos cenitales y azimutales y la proyección en coordenadas ecuatoriales del eje principal de la cascada. La rutina de reconstrucción de dirección se describe en la Sección 7.2.

4. Programa: rec-ener.f
   Lenguaje: Fortran
   Plataforma: Linux
   Cantidad de líneas: 595
   Función: Reconstrucción de energía de eventos medidos.
   Descripción: Lee los datos de reconstrucción de la dirección (rec-ang.f) y mediante el método descrito en la Sección 7.3 se asigna un valor de energía al evento y se localiza su posición de impacto. Genera una n-tupla de 63 variables (por cada evento reconstruido) que incluye las variables mencionadas anteriormente (ana-calib.f, ana-traces.f y rec-ang.f) más la posición de impacto del core y la asignación de energía primaria, para ambas especies primarias consideradas (protón y hierro).

Bibliografía

[1] P. Auger. Rev. Mod. Phys. **11**. 288 (1939)

[2] E. Fermi. Phys. Rev. **75**. 1169 (1939)

[3] A.A. Penzias, R.W. Wilson, Ap. J. **142**, 419 (1965)

[4] K. Greisen. Rev. Lett. **16**, 748 (1966)

[5] G.T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, JETP Letters **4**, 78 (1966)

[6] *Catalogue of highest energy cosmic rays No. 1 (Volcano Ranch and Haverah Park)* World Data Center C2 for Cosmic Rays, Tokyo (1980)

[7] D.J. Bird *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3401 (1993)

[8] N. Hayashida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3491 (1994)

[9] *The Pierre Auger Project Design Report*, Auger Collaboration

[10] S. Yoshida *et al.*, Astrop. Phys. **3**, 105 (1995)

[11] M. Nagano, A.A. Watson, Rev. Mod. Phys. **72**, 689 (2000)

[12] C.F. Kennel *et al.*, J. Geophys. **91**. 917 (1986)

[13] R. Protheroe, astro-ph/9612212

[14] C.J. Cesarsky, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **28B**, 51 (1992)

[15] R. Protheroe y P. Biermann, Astrop. Phys. **6**, 45 (1996)

[16] J.W. Cronin, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **28B**, 213 (1992)

[17] P. Kronberg. Rep. Prog. Phys. **57**, 325 (1994)

[18] J. Linsley y L. Scarsi, Phys. Rev. **128**, 425 (1962)

[19] J. Linsley. Phys. Rev. Lett. **10**. 146 (1963)

[20] M.A. Lawrence *et al.* J. Phys. G. **17** 733 (1991)

[21] N.N. Efimov *et al.* ICRR International Symposium on teh Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays. p.20 (1991)

[22] T.K. Gaisser, "Cosmic Rays and Particle Physics" (Cambridge, Cambridge University Press, 1990) Cap. 17

[23] The Auger Collaboration, "Pierre Auger Project Design Report", Second Edition, Revised March 14, 1997, p. 77

[24] T. Bezboruah *et al.*, Astrop. Phys. 11, 395 (1999)

[25] A.M. Hillas, Proc. 12th ICRC, Hobart, **3**, 1001 (1971)

[26] Dai *et al.*, J. Phys. G. **14**, 793 (1988)

[27] L.D. Landau e I.J. Pomeranchuk, "L.D. Landau, Collected Papers" (Pergamon Press, 1965) y A.B. Migdal, Phys. Rev. **103** 1811 (1956)

[28] B. Dawson, GAP-96-17

[29] A. Rovero, *et al.*, GAP-98-004

[30] A.N. Bunner, Sky and Telescope, 34 204 (1967)

[31] C. Escobar, Conferencia presentada en la Primera Escuela de Física de Astropartículas en Argentina, 1999

[32] A. Cordero, comunicación privada, 1998

[33] E.D. Hinkley "Topics in Applied Physics Vol. 14 - Laser monitoring of the Atmosphere" (Springer-Verlag, 1976) Sec. 4.3.3

[34] B. Fick, comunicación privada, 1998

[35] B. Fick, Conferencia presentada en la Reunión de la Colaboración Auger (Brasil, 1998)

[36] P. Bauleo *et al.* Nucl. Inst. and Meth. for Phys. Res. **A406**, 69 (1997)

[37] P. Bauleo *et al.* Nucl. Inst. and Meth. for Phys. Res. **A463**, 175 (2001)

[38] M. Nagano *et al.* J. Phys. Soc. Japan **30**, 33 (1971)

[39] F. Halzen *et al.* Phys. Lett. **B289**, 184 (1992)

[40] C. Bonifazi, Tesis de Licenciatura (UBA), 2000

[41] P. Bauleo, Tesis de Licenciatura (UBA), 1997

[42] P. Bauleo *et al.* astro-ph/0104338

[43] M. Alarcón *et al.* Nucl. Inst. and Meth. for Phys. Res. **A429**, 39 (1999)

[44] T. Kutter *et al.* GAP-97-025

[45] Particle Data Group, The European Physical Journal C, Vol 3, 133 (1998)

[46] C. Pryke *et al.* GAP-97-026

[47] R.M. Barnett *et al.* Review of Particle Physics (Booklet), Phys. Rev. D **54** (1996)

[48] A. Etchegoyen *et al.*, GAP-96-040

[49] C. Pryke, GAP-97-004

[50] D. Ravignani *et al.* GAP-96-033

[51] D. Ravignani *et al.* GAP-97-037

[52] C. Pryke GAP-97-015

[53] A. Filevich *et al.* Nucl. Inst. and Meth. for Phys. Res. **A423**, 69 (1999)

[54] Reporte de Consultoría SOC-R950-1-195, Optics Corp. San Diego CA.

[55] L. Crimaldi, Universidad de Mississippi, Comunicación privada.

[56] D. Ravignani, GAP-97-035

[57] P. Beckmann, A. Spizzichino, "The scattering of Electromagnetic Waves from Surfaces" International Monographs in Electromagnetic Waves, vol. 4, (Macmillan, New York, 1963)

[58] Biblioteca de programas del CERN, *GEANT*, 1994

[59] TANDAR & FCEN Groups, GAP-96-011

[60] P. Bauleo *et al.*, GAP-96-029

[61] C. Walck, "Hand-book on statistical distributions for experimentalist", SUF-PFY/96-01, Universidad de Estocolmo (1996)

[62] J. de Mello Neto, GAP-98-020

[63] R. Atkins *et al.* Nucl. Inst. and Meth. for Phys. Res. **A449**, 478 (2000)

[64] O. Bernaola *et al.* GAP-1996-036

[65] D. Ravignani *et al.* GAP-1997-024

[66] M. Figueroa *et al.* Trabajo de Laboratorio 6 y 7, FCEyN, UBA (1998).

[67] S. Sciutto, El programa AIRES está disponible en **http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires**

[68] D. Ravignani, *et al.* GAP-1996-020

[69] C. Pryke, Tesis Doctoral, Universidad de Leeds (1996).

[70] J. Linsley, J. Phys. G, **12**, 51 (1986)

[71] A. Watson *et al.*, J. Phys. G, **7**, 1199 (1974)

[72] G. Navarra, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **60B**, 105 (1998)

[73] The Pierre Auger Project Design Report, pág. 86, 1997

[74] D. Ciampa *et al.*, J. Phys. G, **14**, 787 (1988)

[75] The Pierre Auger Project Design Report, pág. 86, (1997)

[76] J. Linsley, Phys. Rev. Lett. **34**, 1530 (1975)

[77] M. Winn *et al.*, J. Phys. G, **12**, 675 (1986)

[78] V. Sten'kin, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **75A**, 392 (1999)

[79] M. Aglietta, *et al.* Ap. J. **470**, 501 (1996)

[80] J. Bellido *et.al* Astrop. Phys. 15, 167 (2001)

[81] J. Kampert *et.al* OG.1.2.11, Proc. 26th ICRC (1999)

[82] M. Aglietta *et.al* Astrop. Phys. 10, 1 (1999)

[83] M. Glasmacher *et.al* OG.1.2.26, Proc. 26th ICRC (1999)

[84] W. Watson, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **22B**, 116 (1991)

[85] P. Duffett-Smith "Practical Astronomy with your calculator" Cambridge University Press, 3rd Edition, 1992

Nota: Las notas internas de la Colaboración Pierre Auger (GAP) se encuentran disponibles en **http://www.auger.org/admin/index.html**