

TESIS CARRERA DE MAESTRÍA EN FÍSICA

**CARACTERIZACIÓN DE UN DETECTOR DE
CENTELLEO PARA DETERMINACIÓN DE
COMPOSICIÓN DE RAYOS CÓSMICOS PRIMARIOS
EN EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER**

Manuel González
Maestrando

Dr. Mariano Gómez Berisso
Director

Miembros del Jurado

Dr. Sergio Suárez (Instituto Balseiro, Univ. Nacional de Cuyo)
Dr. Xavier Bertou (CNEA/CONICET, Centro Atómico Bariloche)
Dr. Hernán Asorey (Instituto Balseiro, Univ. Nacional de Cuyo)

Diciembre de 2012

Laboratorio Detección de Partículas y Radiación
Grupo de Partículas y Campos
Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

A mi familia

A mis amigos

A Davi

Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Índice de figuras	vii
Índice de símbolos	xi
Resumen	xiii
Abstract	xv
1. Rayos Cósmicos	1
1.1. Espectro de energía	2
1.2. Composición	4
1.3. Mecanismos de Aceleración	6
1.3.1. Mecanismo de Fermi de segundo orden	6
1.3.2. Aceleración en ondas de choque	8
1.4. Propagación	10
1.5. Sumario	12
2. Lluvias atmosféricas extendidas	13
2.1. Introducción	14
2.2. Modelo de Heitler	14
2.3. Lluvias Electromagnéticas	15
2.3.1. Aproximación A	16
2.3.2. Aproximación B	20
2.3.3. Perfil longitudinal, perfil de Greissen	23
2.4. Lluvias Hadrónicas	24
2.4.1. Sensibilidad a composición	26
2.5. Universalidad	27
2.6. Simulaciones	28
2.6.1. AIRES	28
2.6.2. Modelo de superposición	32

2.6.3. Composición	33
2.7. Sumario	36
3. El Observatorio Pierre Auger	37
3.1. Introducción	37
3.2. El detector de superficie	38
3.2.1. Efecto Cherenkov	40
3.2.2. El detector Cherenkov	40
3.2.3. Cadena de <i>trigger</i>	43
3.3. Sumario	45
4. Centelladores y composición	47
4.1. Centelladores	48
4.2. Fibra Óptica	50
4.2.1. Atenuación de la luz	50
4.2.2. Plateado de la fibra	51
4.3. Concepto del detector	53
4.4. Sumario	55
5. Prototipo de ASC-II	57
5.1. El detector	57
5.1.1. La electrónica del detector	58
5.1.2. Diseño mecánico	62
5.1.3. Instalación del detector	64
5.2. Los datos	65
5.3. Calibración	71
5.4. Sumario	75
6. Diseño de ASC-II grande	77
6.1. Principales Características	77
6.1.1. Diseño mecánico	77
6.1.2. Electrónica	78
6.2. Sumario	79
7. Conclusiones	81
Bibliografía	83
Agradecimientos	89

Índice de figuras

1.1. Espectro de rayos cósmicos	2
1.2. Espectro de rayos cósmicos, altas energías	3
1.3. Espectro de rayos cósmicos para distintos primarios	4
1.4. Composición de rayos cósmicos	5
1.5. Ondas de choque	9
1.6. Espectro del fondo de radiación de microondas	11
2.1. Modelo simple de bifurcación de una lluvia	14
2.2. Funciones $\lambda_{1,2}(s)$	18
2.3. Proporción fotón/electrón para lluvias electromagnéticas en aproximación A correspondiente a $\lambda_1(s)$	19
2.4. Espectros de electrones y fotones en las aproximaciones A yB	23
2.5. Funciones $p(s, x)$ y $g(s, x)$ en el máximo de la lluvia	28
2.6. Desarrollo longitudinal de una lluvia iniciada por un núcleo de Hierro de $5,6 \times 10^{19}$ eV y 56 lluvias de protón de 10^{18} eV.	33
2.7. Densidad de γ , e y μ para lluvias de protón y hierro	34
2.8. Densidad de μ para lluvias de protón y hierro	35
2.9. cociente entre la densidad de electrones y la de muones como función de la distancia al eje, para lluvias de 10^{18} eV iniciadas por protón y por núcleo de hierro	35
3.1. Ubicación del observatorio Pierre Auger	38
3.2. Detección de un evento híbrido	39
3.3. Arreglo de detectores de superficie	39
3.4. Exterior de un detector Cherenkov	41
3.5. Interior de un detector Cherenkov	41
3.6. Traza típica de un detector de superficie	42
3.7. Calibración de una estación de SD	43
4.1. <i>Stopping power</i> para electrones en poliestireno	49
4.2. <i>Stopping power</i> para muones en barras de centellador	49

4.3. Atenuación en la fibra óptica	51
4.4. Homogeneidad del detector para fibras de 1 m	52
4.5. Homogeneidad del detector para fibras de 1,8 m	52
4.6. Barra centelladora	53
4.7. Principio de detección	54
5.1. Interior del prototipo	58
5.2. Fotomultiplicador Hamamatsu R1463	58
5.3. Eficiencia del fotomultiplicador Hamamatsu R1463	59
5.4. Potencia requerida por la electrónica de ASC-II	59
5.5. Control de la alta tensión	60
5.6. Circuito recomendado por Hamamatsu para la polarización del PMT R1463.	60
5.7. Circuito esquemático del <i>shaper</i>	61
5.8. Respuesta en frecuencia del <i>shaper</i>	62
5.9. Detalle del sistema de doble techo	63
5.10. Temperatura del prototipo de ASC-II	63
5.11. Fotografía de la ubicación de ASC-II en la estación 949 Cuixart	64
5.12. Fotografía de la conexión de ASC-II a la <i>Local Station</i> de Cuixart. Se observa que el ánodo del PMT 3 fue reemplazado por la señal de ASC-II y que una "T" deriva la alimentación de ASC-II del puerto de alimentación del PMT 3.	64
5.13. Ejemplo de una traza de ASC-II de un evento de agosto de 2011.	66
5.14. Señal integrada en ASC-II como función de la señal en el tanque para eventos T4 que tienen señal en Cuixart.	66
5.15. Fluctuaciones de la línea de base de ASC-II	67
5.16. Señal en ASC-II vs señal en el tanque	68
5.17. Eventos con señal en ASC-II	69
5.18. Traza promedio del detector calculada sobre los eventos con señal en ASC-II	69
5.19. Histograma de amplitud de señales correspondientes al fondo atmosférico de radiación	71
5.20. Histograma de carga de señales correspondientes al fondo atmosférico de radiación	72
5.21. Histogramas de pico de mediciones del fondo atmosférico tomados de día y de noche	72
5.22. Histograma de amplitudes calibrado en cantidad de fotones detectados	73
5.23. Medición del prototipo de ASC-II debajo de Boyita	74
5.24. eventos en coincidencia con Boyita	74

6.1. Plano de ASC-II grande	80
---------------------------------------	----

Índice de símbolos

Unidades más comunes, símbolos, abreviaturas y siglas utilizadas. Se incluye el número de página donde el símbolo fue definido o utilizado por primera vez.

E_{th}	Energía de thinning, 31
W_f	Factor de peso estadístico, 32
X_{EM}	Longitud de interacción electromagnética, 15
γ	Índice espectral del espectro de energía de rayos cósmicos, 2
ω	Frecuencia angular, 40
$n(\omega)$	Índice de refracción, 40
A	Número másico de un núcleo: cantidad de nucleones, 5
ADC _p	Unidad de amplitud de señal luego de la digitalización., 41
ADC _q	Unidad de carga de señal luego de la digitalización., 41
CDAS	Central de adquisición de datos del observatorio Pierre Auger, 39
CDAS	Central de adquisición de datos del observatorio Pierre Auger, 40
CMB	Fondo de radiación cósmico de microondas, 11
FD	Detector de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger, 38
GZK	Supresión del espectro de rayos cósmicos a altas energías, 11
MIP	<i>Minimum Ionizing Particle</i> . Señal depositada por electrones y muones simples en un centellador, 49
PMT	Tubo fotomultiplicador, 40
SD	Detector de superficie del Observatorio Pierre Auger, 38
UHECR	Rayos cósmicos de ultra alta energía, 2
VEM	<i>Vertical Equivalent muon</i> , unidad de señal del detector de superficie, 42
WLS	<i>wavelength shifter</i> : Material que tiene la propiedad de absorber luz en una longitud de onda determinada y reemitirla en otra diferente., 48
Z	Número atómico de un núcleo: cantidad de protones, 5

Resumen

El Observatorio Pierre Auger es uno de los más grandes e importantes experimentos de rayos cósmicos. Fue diseñado para detectar rayos cósmicos de las más altas energías. Ha hecho significativos avances en la medición del espectro de rayos cósmicos y en el estudio de asimetrías de las direcciones de arribo. Sin embargo la determinación de la composición de rayos cósmicos primarios es todavía un tema en discusión.

El objetivo de este trabajo, además de describir la física de rayos cósmicos, el desarrollo de las lluvias atmosféricas y el funcionamiento del Observatorio Pierre Auger, es hacer una caracterización de un detector de centelleo, llamado **ASC-II**, que en conjunto con el arreglo de superficie de Auger podría brindar información acerca de la composición de los rayos cósmicos primarios.

La parte principal del trabajo consiste en la descripción del diseño y la caracterización de un prototipo del detector que estuvo instalado en el Observatorio Pierre Auger durante un año. Presentamos el análisis de los datos adquiridos así como también mediciones en el laboratorio que nos permiten avanzar en la caracterización del detector.

En base a la experiencia adquirida con el prototipo y al análisis de los datos, presentamos el diseño de una nueva versión del detector, de mayor tamaño y con un diseño actualizado. En este momento estamos comenzando la construcción de este nuevo detector.

Palabras clave: RAYOS CÓSMICOS; OBSERVATORIO PIERRE AUGER; CENTELLADOR; COMPOSICIÓN.

Abstract

The Pierre Auger Observatory is one of the largest and most important cosmic rays experiments. It was designed to detect cosmic rays of the highest energies. It has made significant advances in measuring cosmic rays spectrum and in the study of arrival directions asymmetries. However the determination of the composition of primary cosmic rays is still a topic of discussion.

The aim of this study, in addition to describing the physics of cosmic rays, the development of extended atmospheric showers and the operation of the Pierre Auger Observatory, is a characterization of a scintillator detector, which together with the Auger surface detectors array, could provide information about the composition of the primary cosmic rays.

The aim of this work is the description of the design and characterization of a prototype detector that was installed in the Pierre Auger Observatory for a year. We present the analysis of the acquired data as well as measurements made in the laboratory that allow us to progress in the characterization of the detector.

Based on the experience acquired with the prototype and the analysis of the data, we proceed to present the design of a new version of the detector, larger and with an updated design. Now, we are in the initial phases of the construction of this new detector.

Keywords: COSMIC RAYS; PIERRE AUGER OBSERVATORY; SCINTILLATOR; COMPOSITION

Capítulo 1

Rayos Cósmicos

“La ciencia está compuesta de errores, errores que son, a su vez, los pasos hacia la verdad”

— Julio Verne «Viaje al centro de la Tierra»

“Lo llamaron científico, estadista y pensador. Pero nunca fue tan feliz como cuando lo llamaron “Bichi””

— Roberto Fontanarrosa

Los rayos cósmicos son partículas de alta energía que llegan a la Tierra desde el espacio exterior y han sido estudiados intensivamente desde que fueron descubiertos por Victor Hess en 1912.

El estudio de los rayos cósmicos ha sido de gran importancia, no sólo por si mismo, sino también porque jugó un rol importante en el estudio de la física de partículas en las primeras décadas del siglo XX. Antes de 1950 la radiación cósmica era la única fuente disponible de partículas de alta energía, i.e. $E > 1$ GeV. Un ejemplo de esto es el descubrimiento de los piones y muones a finales de la década de 1940. Más tarde en las décadas de 1980 y 1990 el estudio de las interacciones de neutrinos solares y atmosféricos, en escalas de distancia muy grandes, revelaron los primeros fallos del Modelo Estándar con la evidencia de la mezcla de sabores de los neutrinos y, en consecuencia, su masa finita.

En la actualidad, el estudio de rayos cósmicos permite hacer investigación en astrofísica. A más altas energías, el estudio de rayos γ , en el rango de energía de los TeV, ha indicado la presencia de fuentes puntuales en el cielo donde ocurren algunos de los procesos más violentos del universo. Por otro lado se ha avanzado en la comprensión de procesos de aceleración de partículas a energías inaccesibles por los aceleradores en tierra. La física de rayos cósmicos es todavía un campo de investigación abierto, donde nuevos desarrollos y desafíos surgen constantemente.

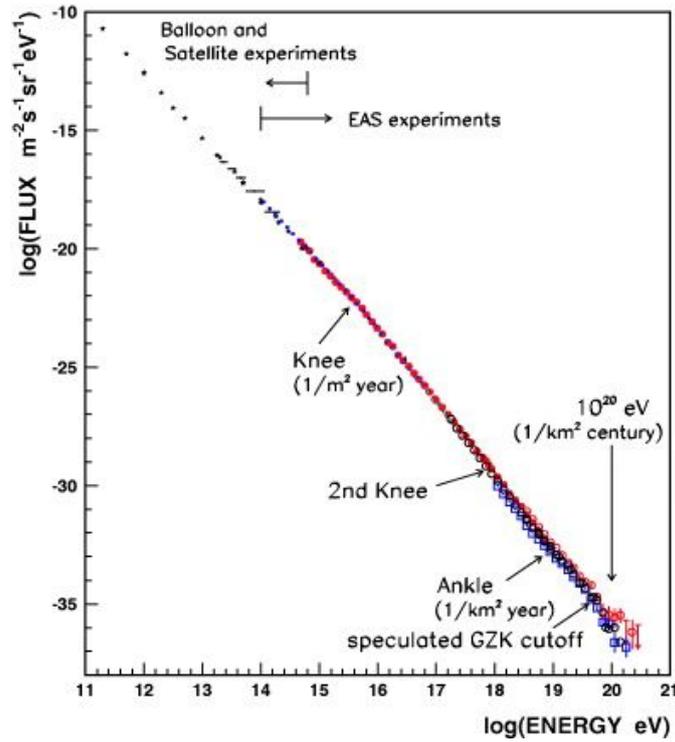


Figura 1.1: Flujo de partículas que llegan a la atmósfera en función de su energía para $E > 100 \text{ GeV}$. El flujo es bien ajustado con una ley de potencia con índice espectral cercano a 3. El flujo presenta tres quiebres característicos llamados primera y segunda rodilla y tobillo y una supresión para energías mayores a 5×10^{19} .

En este capítulo estudiaremos varios aspectos de la física de rayos cósmicos como su espectro de energía y composición al llegar a la Tierra, los posibles mecanismos de aceleración y algunos procesos que tienen lugar durante la propagación de los rayos cósmicos.

1.1. Espectro de energía

La energía de los rayos cósmicos que llegan a la atmósfera terrestre recorre un rango de más de quince órdenes de magnitud con energías que van desde 10^5 eV hasta más allá de 10^{20} eV . El espectro de energía de los rayos cósmicos que llegan a la Tierra puede verse en la figura 1.1. Aquellos primarios con energía mayor a 10^{18} eV son denominados rayos cósmicos de ultra alta energía (UHECR, por sus siglas en inglés).

El viento solar domina la zona de bajas energías, $E < 10^9 \text{ eV}$, modulando el flujo de rayos cósmicos. A energías mayores el espectro es muy bien ajustado por una ley de potencias:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}, \quad (1.1)$$

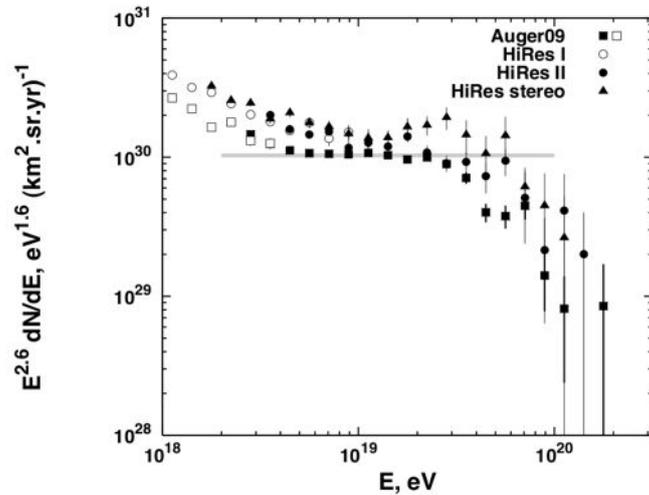


Figura 1.2: Espectro de energías de rayos cósmicos primarios obtenido a través de detección de lluvias atmosféricas. El flujo está multiplicado por $E^{-2.7}$ para poder observar en detalle lo quiebres característicos del espectro.

donde el índice espectral γ tiene un valor cercano a 3. Esto nos indica que el flujo disminuye 3 órdenes de magnitud por cada década de energía, llegando a flujos menores a una partícula por siglo por km^2 para energías del orden de 10^{20} eV. Ésto hace que la detección directa de rayos cósmicos en globos y satélites sea posible sólo a energías bajas. A energías altas se recurre a la detección indirecta por medio de las cascadas de partículas originadas por el rayo cósmico al incidir en la atmósfera, llamadas lluvias atmosféricas extendidas.

El espectro presenta tres quiebres característicos, la rodilla (*knee*) alrededor de $E \sim 4$ PeV donde el índice espectral pasa de 2,7 a 3,1, el tobillo (*ankle*) alrededor de $E \sim 4$ EeV donde el índice espectral retorna a su valor 2,7 y una fuerte supresión a $E \sim 50$ EeV. También es discutida la existencia de un cambio de pendiente alrededor de $E \sim 400$ PeV, conocido como la segunda rodilla.

En la figura 1.2 se observa el espectro para altas energías. En la misma, el flujo está multiplicado por $E^{-2.7}$ de tal manera que los cambios de pendiente se observan con mayor facilidad.

Hay diversos modelos que explican cada una de estas zonas características del espectro, relacionados con la propagación de los rayos cósmicos, con los mecanismos de aceleración o con la composición química. La mayoría de los modelos interpreta a la primera rodilla con un cambio de composición de elementos livianos a elementos pesados, proveniente del agotamiento de los mecanismos de aceleración en fuentes galácticas. Estos modelos explicarían la segunda rodilla como el punto donde se extinguen los rayos cósmicos galácticos pesados. El tobillo se asocia a la transición a fuentes extragalácticas. Finalmente, la supresión a altas energías es consistente con un modelo predicho por Greisen y Zatsepin y Kuz'min, conocido como efecto GZK, que asocia la

disminuci3n del flujo a la interacci3n con el fondo de radiaci3n microondas. Aunque esta supresi3n podr3a ser interpretada como a extinci3n de la capacidad de aceleraci3n de las fuentes extragal3cticas [1]. S3lo la determinaci3n de la composici3n a estas energ3as podr3 dirimir ambos modelos.

1.2. Composici3n

C3mo mencionamos en la secci3n anterior, para energ3as de hasta $\sim 10^{14}$ eV el flujo es suficientemente alto para detectar rayos c3smicos de forma directa con globos aerost3ticos o sat3lites. De esta manera la determinaci3n de la composici3n es relativamente simple. En la figura 1.3 se puede ver el flujo de rayos c3smicos para distintos n3cleos, desde hidr3geno hasta hierro [2].

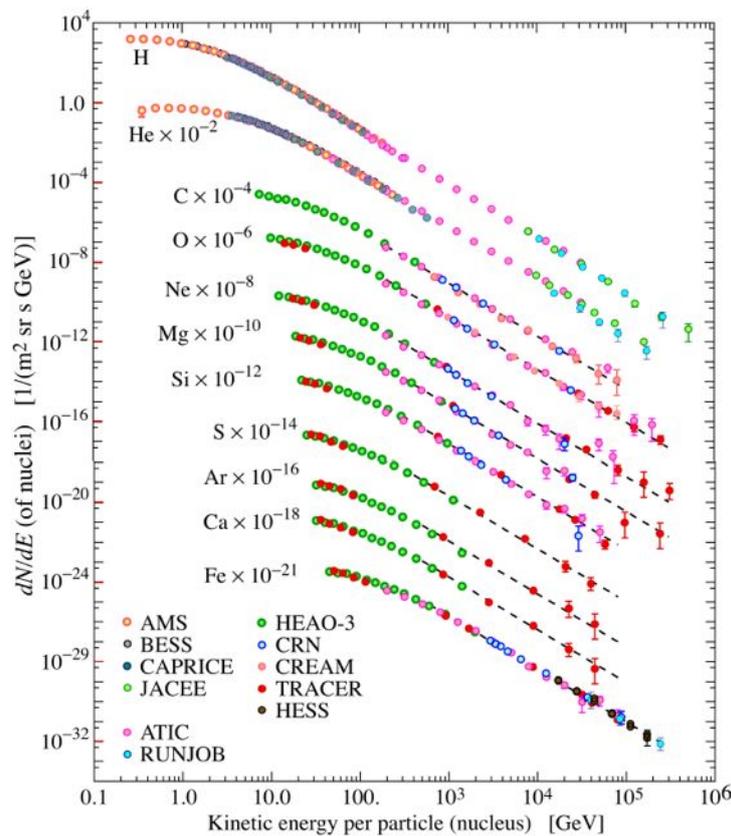


Figura 1.3: Flujo de rayos c3smicos en funci3n de su energ3a por nucle3n para distintos n3cleos, desde hidr3geno ($Z=1$) a hierro ($Z=26$). [2]

La abundancia relativa de los distintos n3cleos como rayos c3smicos primarios muestra una gran similitud con su abundancia en el sistema solar deducidas de las l3neas de absorpci3n en la fotosfera solar y de meteoritos. Esto se puede observar en la figura 1.4[3].

Tanto la abundancia en rayos cósmicos como la solar muestran el efecto par-impar asociado con el hecho de que los núcleos con Z y A pares tienen enlaces más fuertes que aquellos con A y/o Z impar y por lo tanto son productos más frecuentes en las reacciones termonucleares en estrellas. Además los picos correspondientes a C, N, O y Fe son muy similares, sugiriendo que la mayor parte de los rayos cósmicos deben tener un origen estelar.

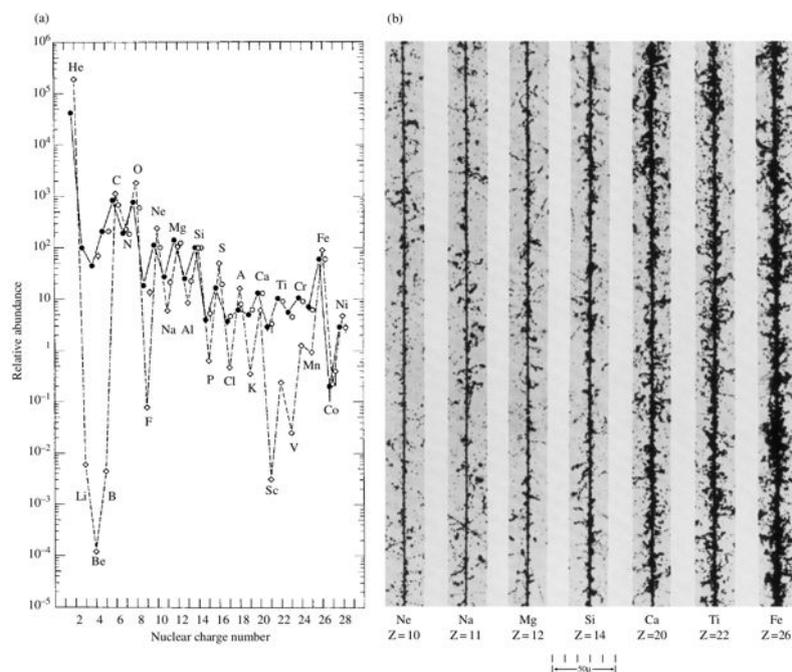


Figura 1.4: a) Abundancia relativa de los distintos núcleos como rayos cósmicos primarios (línea llena) comparada con la abundancia relativa de estos elementos en el sol (línea punteada). b) Traza de algunos de estos elementos en emulsiones fotográficas montadas en globos aerostáticos [3].

Las mayores diferencias se dan para Li, Be y B. La abundancia de estos elementos en estrellas es muy pequeña debido a que tienen barreras Coulombianas bajas y están débilmente ligados, por lo que son consumidos rápidamente en los núcleos estelares. Por otro lado su abundancia en rayos cósmicos se debe a procesos de *spallation* de núcleos de Carbono y Oxígeno mientras se propagan en el medio interestelar. De hecho la abundancia de estos elementos livianos, que no están presentes en las fuentes, sirve para determinar la cantidad de materia atravesada en promedio por los rayos cósmicos e indica un tiempo de vida promedio de rayos cósmicos en la galaxia del orden de 3 millones de años [3]. De manera similar, la abundancia de elementos como Sc, Ti, V y Mn en rayos cósmicos se debe a *spallation* de núcleos de Fe y Ni.

A energías mayores, donde los flujos son bajos y la detección se hace de manera indirecta, la determinación de la composición se vuelve más compleja, como veremos en el siguiente capítulo. La determinación de la composición de los UHECR podría terminar

de esclarecer algunos de los interrogantes actuales, como por ejemplo las interpretaciones de las caracteristicas del espectro y los modelos propuestos para mecanismos de aceleraci3n.

1.3. Mecanismos de Aceleraci3n

Para ser consistente con las observaciones, cualquier mecanismo responsable de acelerar rayos c3smicos debe cumplir los siguientes requisitos:

- Producir como espectro una ley de potencia.
- Acelerar partculas hasta energias del orden de 10^{20} eV.
- En el proceso de aceleraci3n, la abundancia quimica de los rayos c3smicos primarios debe ser similar a la abundancia de los elementos.

En 1949 Fermi[4] fue el primero en proponer un modelo que produce una ley de potencia como espectro. A continuaci3n describimos brevemente este modelo, conocido como mecanismo de Fermi, en el cual la aceleraci3n de rayos c3smicos se produce por su interacci3n con nubes de gas magnetizadas (segundo orden) y con frentes de choque (primer orden). Para una descripci3n detallada ver por ejemplo [5].

1.3.1. Mecanismo de Fermi de segundo orden

En la idea original de Fermi las partculas cargadas son reflejadas por ‘‘espejos magnéticos’’ (nubes de gas magnetizadas) asociados con irregularidades en el campo magnético galáctico. Las nubes se mueven con una velocidad típica V y Fermi mostr3 que las partculas ganan energa de manera estocástica en estas reflexiones sucesivas. Si las partculas permanecen en la zona de aceleraci3n por un tiempo caracteristica τ_{esc} se obtiene una ley de potencia para el espectro de energa de las partculas.

Consideramos un rayo c3smico con velocidad $v \simeq c$, energa E_i e impulso $p_i \simeq E_i/c$. Llamaremos θ al ángulo formado por la direcci3n inicial de la partcula y la normal a la superficie de la nube. Suponemos que la masa de la nube es mucho mayor que la del rayo c3smico de tal manera que su velocidad permanece inalterada. Por lo tanto el sistema de centro de masa es solidario a la nube. En este sistema de referencia la energa de la partcula será:

$$E'_i = \gamma_V(E_i + Vp \cos \theta), \text{ donde } \gamma_V = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \quad (1.2)$$

La componente x del momento en este mismo sistema de referencia será:

$$p'_{xi} = p'_i \cos \theta' = \gamma_V \left(p_i \cos \theta + \frac{V E_i}{c^2} \right). \quad (1.3)$$

En la colisión, la energía de la partícula se conserva, $E'_i = E'_f = E'$ y el momento en la dirección x se invierte. Por lo tanto, volviendo al sistema de referencia del rayo cósmico:

$$E_f = \gamma_V (E' + V p'_x). \quad (1.4)$$

Reemplazando 1.2 y 1.3 en 1.4 y recordando que $p_x/E_i = v \cos \theta/c^2$, la energía final de la partícula será:

$$E_f = \gamma_V^2 E \left[1 + \frac{2Vv \cos \theta}{c^2} + \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right]. \quad (1.5)$$

Expandiendo hasta segundo orden en V/c , obtenemos:

$$\Delta E = E_f - E_i = E_i \left[\frac{2Vv \cos \theta}{c^2} + 2 \left(\frac{V}{c} \right)^2 \right]. \quad (1.6)$$

Ahora promediamos sobre todos los valores del ángulo θ . Hay que hacer esto teniendo en cuenta la probabilidad de que ocurra una colisión con ángulo θ , ya que, debido al movimiento de la nube, las colisiones frontales son más probables que las colisiones por detrás de la nube. Para el caso de partículas relativistas, la probabilidad de colisión a un ángulo θ es proporcional a $\gamma_V [1 + (V/c) \cos \theta]$. Además la probabilidad de que un ángulo se encuentre en el intervalo θ a $\theta + d\theta$ es proporcional a $\sin \theta d\theta$. Promediando sobre θ entre 0 y π , obtenemos del primer término en 1.6, en el límite $v \rightarrow c$:

$$\left(\frac{2V}{c} \right) \frac{\int_{-1}^1 x [1 + (V/c)x] dx}{\int_{-1}^1 [1 + (V/c)x] dx} = \frac{2}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2. \quad (1.7)$$

Teniendo en cuenta esto, obtenemos como resultado para el cambio de energía promedio:

$$\frac{\Delta \bar{E}}{E} = \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2. \quad (1.8)$$

Esto ilustra el famoso resultado de Fermi donde el cambio de energía promedio es de segundo orden en V/c . Este resultado lleva a un incremento de energía exponencial para las partículas, dado que en cada colisión se obtiene el mismo cambio fraccional de energía. Si el camino libre medio de las partículas es L , el tiempo entre colisiones es $L/(c \cos \phi)$ donde ϕ es el ángulo entre la dirección de la partícula y el campo magnético. Promediando sobre ϕ obtenemos el tiempo promedio ente colisiones $2L/c$. Por lo tanto el incremento promedio de energía por unidad de tiempo será:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \left(\frac{V^2}{cL} \right) E = \alpha E. \quad (1.9)$$

Ahora asumimos que la part3cula permanece en la zona de aceleraci3n por un tiempo τ_{esc} . El espectro obtenido puede obtenerse resolviendo la siguiente ecuaci3n para el n3mero de part3culas como funci3n de la energ3a $N(E)$:

$$-\frac{d}{dE}[\alpha EN(E)] - \frac{N(E)}{\tau_{esc}} = 0. \quad (1.10)$$

Diferenciando la ecuaci3n y reordenando los t3rminos:

$$\frac{dN(E)}{dE} = - \left(1 + \frac{1}{\alpha\tau_{esc}} \right) \frac{N(E)}{E}, \quad (1.11)$$

y por lo tanto

$$N(E) = N_0 \times E^{-x}, \quad (1.12)$$

donde $x = 1 + (\alpha\tau_{esc})^{-1}$. El espectro resulta ser un espectro de potencias.

De cualquier manera este modelo tiene varios problemas:

- Debido a que las velocidades de las nubes de gas son muy bajas $V/c < 10^{-4}$ y el camino libre medio es del orden de 0,1 pc el n3mero de colisiones ser3a algunas pocas por a3o, dando lugar a un incremento de energ3a muy lento.
- Las p3rdidas de energ3a por ionizaci3n impiden la aceleraci3n de part3culas de baja energ3a. Por lo tanto las part3culas deber3an ser inyectadas con una energ3a mayor a aquellas correspondientes al m3ximo de las p3rdidas por ionizaci3n. Esto se conoce como problema de inyecci3n y est3 presente en todos los mecanismos de aceleraci3n de este tipo.
- No hay nada en esta teor3a que determine el valor de x cercano a 2,5. Ser3a muy extra3o que en los diversos tipos de fuentes el tiempo de escape y la tasa de ganancia de energ3a fueran tales que se obtuviera el mismo valor de x .

1.3.2. Aceleraci3n en ondas de choque

El mecanismo de aceleraci3n m3s aceptado desde finales de la d3cada de 1970 est3 asociado a la aceleraci3n de part3culas en ondas de choque. Las principales caracter3sticas de este mecanismo son que es de primer orden en la velocidad de la onda de choque y que autom3ticamente da un espectro con forma de ley de potencia con 3ndice espectral $x \sim 2$. Este mecanismo suele llamarse mecanismo de Fermi de primer orden.

En la versi3n original del modelo de Fermi, descrito en la secci3n 1.3.1, α es proporcional a $(V/C)^2$. Si miramos la ecuaci3n 1.6 vemos que el primer t3rmino es de

primer orden en $(V/C)^2$ pero al promediar en ángulo este término se anula. Por lo tanto si sólo tuviéramos colisiones frontales el incremento fraccional de energía sería $\Delta E/E \propto 2V/c$.

El modelo de aceleración en ondas de choque fue descubierto independientemente por varios científicos a finales de la década de 1970. En este modelo se considera una onda de choque que se propaga en un medio difusivo, por ejemplo las ondas de choque que se propagan a través del medio interestelar provenientes de los remanentes de supernovas. Se considera que existe un flujo de partículas de alta energía a ambos lados del frente de onda. Las partículas se propagan a velocidades cercanas a la velocidad de la luz, de tal manera que la velocidad de propagación del frente de onda U es mucho menor que la de las partículas de alta energía.

Una onda de choque se produce cuando una perturbación se propaga en un medio a una velocidad mayor que la velocidad del sonido. Cuando esto ocurre se genera una superficie de discontinuidad. Las propiedades termodinámicas, tales como la temperatura, la densidad y la presión, son discontinuas en el frente de onda. Además puede mostrarse que en el sistema de referencia fijo al frente de onda las velocidades aparentes del medio son U y $1/4U$ para el medio que se acerca al frente de onda y para el que se aleja, respectivamente. Una representación esquemática de esto puede verse en la figura 1.5. Para una descripción detallada de la física de ondas de choques ver, por ejemplo [6].

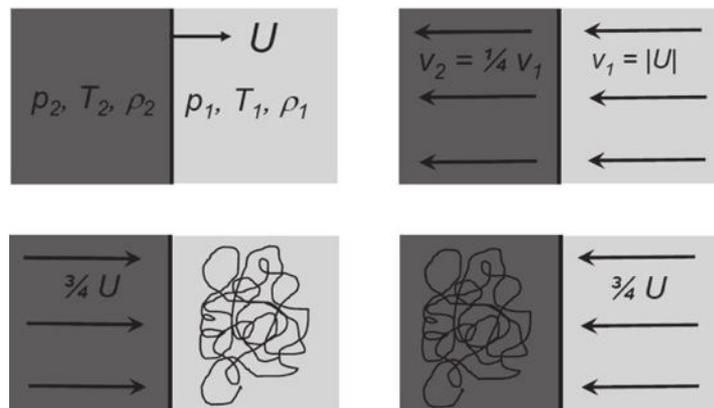


Figura 1.5: Dinámica de partículas de alta energía en las cercanías de una onda de choque. a) Onda de choque propagándose a velocidad supersónica U a través de gas interestelar en reposo con densidad ρ_1 , temperatura T_1 y presión p_1 . La densidad, temperatura y presión detrás del frente de onda son ρ_2, T_2 y p_2 , respectivamente. b) Flujo de gas interestelar en la vecindad del frente de onda, en el sistema de referencia fijo al frente de onda. Para un plasma ionizado la relación de velocidades es $v_1/v_2 = 4$, como se muestra en la figura. c) Flujo de gas visto en el sistema de referencia en reposo en el gas delante del frente de onda y la velocidad de las partículas de alta energía es isotropa. d) Flujo de gas visto en el sistema de referencia en reposo en el gas detrás del frente de onda y la velocidad de las partículas de alta energía es isotropa.

Las partículas de alta energía no notan el paso del frente de onda, puesto que su espesor es mucho menor que el giroradio de las partículas. Cuando las partículas

cruzan el frente de onda, r3pidamente interactúan con el medio y sus velocidades se hacen isotrópicas en el sistema de referencia del medio, de cada lado del frente de onda.

Ahora consideramos una partícula que se encuentra delante del frente de onda. Las interacciones aseguran que la distribución de partículas es isotrópica en el sistema de referencia del gas en reposo. El frente avanza a velocidad U pero el gas detrás del frente viaja a velocidad $(3/4)U$ relativa al gas delante del frente, figura 1.5. Puede mostrarse [7] que cuando una partícula cruza el frente, obtiene un pequeño incremento de energía, de orden $\Delta E/E \sim U/c$. Las partículas ahora interactúan detrás del frente y sus velocidades se hacen isotrópicas en ese medio.

En el caso opuesto, cuando una partícula cruza el frente de onda desde atrás se encuentra con el gas moviéndose hacia el frente, nuevamente con velocidad $3/4U$. En otras palabras, el proceso es exactamente el mismo y la partícula recibe un pequeño incremento de energía ΔE cuando cruza el frente de onda, en cualquier dirección. Este es el aspecto interesante de este proceso. Cada vez que las partículas cruzan el frente ganan energía y este incremento es el mismo en las dos direcciones. Por lo tanto, a diferencia del mecanismo de Fermi original en el cual hay colisiones frontales y traseras, en el caso de la onda de choque las colisiones son siempre frontales y hay energía transferida a las partículas.

No vamos a desarrollar en detalle el modelo en el presente trabajo. Para un tratamiento exhaustivo del mismo ver, por ejemplo, [7]. A continuación resumimos los principales resultados de este modelo.

Como advertimos con anterioridad, el incremento fraccional de energía promedio es de primer orden en U/c :

$$\frac{\Delta \bar{E}}{E} = \frac{4V}{3c}, \quad (1.13)$$

donde $V = (3/4)U$. Para el espectro de energía se obtiene:

$$N(E)dE \propto E^{-2}dE \quad (1.14)$$

A pesar de esto, este mecanismo es de gran interés porque provee una razón por la cual puede existir como espectro de energía una ley de potencias con un índice espectral único. Los únicos requerimientos son la presencia de ondas de choque, que pueden encontrarse en fuentes de rayos cósmicos, como por ejemplo, remanentes de supernovas y núcleos activos de galaxias.

1.4. Propagación

En 1965 Penzias y Wilson [8] un fondo de radiación de microondas isotrópico (CMB por sus siglas en inglés). Éste había sido predicho por Gamow muchos años antes, como

una reliquia del Big Bang [9]. En la figura 1.6 se observa el espectro obtenido por el satélite COBE (Cosmic Background Explorer) [10]. Datos recientes muestran un total acuerdo con un espectro de cuerpo negro a una temperatura de $2,725 \pm 0,001$ K, con una densidad de fotones de $n_\gamma \approx 411 \text{ cm}^{-3}$ y una energía media de $E_{CMB} \sim 0,6 \text{ meV}$.

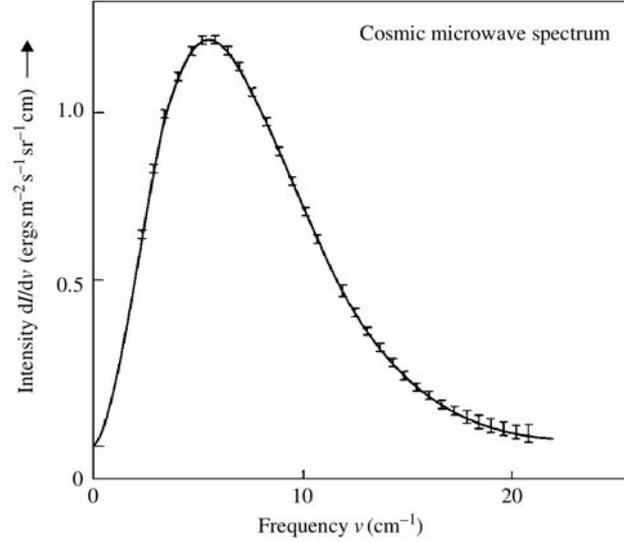


Figura 1.6: Datos del espectro de energía del fondo de radiación de microondas obtenidos del experimento del satélite COBE.

Poco tiempo después del descubrimiento del CMB, Greisen [11] por un lado y Georgi Zatsepin y Vadem Kuz'min [12] por otro, propusieron casi simultáneamente que la propagación de los rayos cósmicos de más alta energía debería ser afectada por los fotones del CMB. Por lo tanto el espectro de rayos cósmicos debería tener un límite superior, denominado corte GZK. Los rayos cósmicos de más alta energía tienen un factor de Lorentz tan grande que los fotones del CMB tienen energías muy grandes en el sistema de referencia en el que el rayo cósmico está en reposo. Por lo tanto el rayo cósmico puede interactuar con los fotones del CMB a través de procesos como los siguientes:

$$p^+ + \gamma_{CMB} \rightarrow p^+ + \pi^0 \quad (1.15)$$

$$\rightarrow n^0 + \pi^+ \quad (1.16)$$

$$\rightarrow \Delta_{1232}^+ + \pi^0 \rightarrow p^+ + \pi^0 \pi^0 \quad (1.17)$$

La energía umbral para este tipo de procesos es del orden de 6×10^{19} eV. Además por ejemplo para la reacción $p^+ + \gamma_{CMB} \rightarrow n^0 + \pi^+$ el umbral para colisiones frontales es de 6×10^{19} eV y la sección eficaz a esta energía es de $\sigma = 2 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$ [3]. Teniendo en

cuenta la densidad de fotones de CMB esto nos da un camino libre medio de 4,1 Mpc¹.

Un prot3n que sufre una de estas interacciones pierde t3picamente un 15 % de su energ3a. Esto producir3a un apilamiento en el espectro de rayos c3smicos a energ3as ligeramente menores a la energ3a de umbral y una fuerte supresi3n del espectro a energ3as m3s altas. Las mediciones actuales del espectro de rayos c3smicos realizadas por el Observatorio Pierre Auger son consistentes con la existencia del corte GZK [13].

1.5. Sumario

A pesar de haberse cumplido un siglo de su descubrimiento, la f3sica de rayos c3smicos es todav3a un campo de investigaci3n abierto, con grandes interrogantes por descifrar. A lo largo de este primer cap3tulo comentamos brevemente algunos de los temas de mayor importancia, como su espectro, composici3n, posibles mecanismos de aceleraci3n y algunos aspectos de su propagaci3n.

Vimos que el espectro de rayos c3smicos sigue una ley de potencia con un 3ndice espectral cercano a -3 a lo largo de m3s de 10 3rdenes de magnitud. Por otro lado, la composici3n de los rayos c3smicos primarios puede ser determinada a bajas energ3as con mediciones directas en globos o sat3lites. Se encuentran como rayos c3smicos primarios principalmente n3cleos at3micos que van desde protones hasta n3cleos de hierro. A altas energ3as la medici3n indirecta de los rayos c3smicos dificulta la medici3n de la composici3n.

La determinaci3n de la composici3n de rayos c3smicos de alta energ3a es de gran importancia ya que podr3a aportar informaci3n muy relevante acerca de los mecanismos de aceleraci3n y la propagaci3n de rayos c3smicos. Esta es una de las motivaciones principales de nuestro trabajo.

¹1 Mpc = 10^6 pc, 1 pc \approx 3,26 a3os luz

Capítulo 2

Lluvias atmosféricas extendidas

*“ Bruscamente la tarde se ha aclarado
Porque ya cae la lluvia minuciosa.
Cae o cayó. La lluvia es una cosa
Que sin duda sucede en el pasado.*

*Quien la oye caer ha recobrado
El tiempo en que la suerte venturosa
Le reveló una flor llamada rosa
Y el curioso color del colorado.*

*Esta lluvia que ciega los cristales
Alegrará en perdidos arrabales
Las negras uvas de una parra en cierto*

*Patío que ya no existe. La mojada
Tarde me trae la voz, la voz deseada,
De mi padre que vuelve y que no ha muerto.*

”

— Jorge Luis Borges, La lluvia

En el capítulo anterior describimos los posibles mecanismos de aceleración de los rayos cósmicos, así como también la forma en que se propagan en el medio interestelar. En el presente capítulo vamos a estudiar los procesos que tienen lugar una vez que un rayo cósmico primario llega a la Tierra e interactúa con la atmósfera terrestre.

Al llegar a la atmósfera, un rayo cósmico interactúa con un átomo de uno de los constituyentes del aire (generalmente Nitrógeno) produciendo una serie de reacciones en las que se crean una gran cantidad de partículas secundarias que viajan hacia la superficie de la Tierra. Este proceso es conocido como lluvia atmosférica extendida

(EAS, por sus siglas en inglés).

2.1. Introducción

Como ya dijimos con anterioridad, el bajo flujo de los UHECR hace imposible su detección directa en globos o satélites. La manera adecuada para detectarlos es a través de mediciones de las EAS en la superficie terrestre. Por lo tanto es necesario hacer un estudio detallado de las características de las lluvias para poder determinar la energía, la dirección de arribo y composición de los rayos cósmicos primarios a través de estos métodos de detección.

A medida que la lluvia se desarrolla en la atmósfera va a ser importante tener una variable que describa de manera adecuada la cantidad de materia atravesada por la lluvia. Esta variable es la profundidad atmosférica X , definida de la siguiente manera:

$$X(l) = \int_l^{\infty} \rho(l') dl' \quad (2.1)$$

donde l es la posición de la lluvia y $\rho(l)$ es la densidad de la atmósfera. La integral se extiende desde el infinito hasta la posición l siguiendo la trayectoria del eje de la lluvia.

2.2. Modelo de Heitler

Un modelo muy simple debido a Heitler (1944) ilustra algunas de las características generales de las lluvias. El modelo es presentado por Heitler para describir lluvias puramente electromagnéticas pero su estructura básica se aplica también a lluvias iniciadas por hadrones.

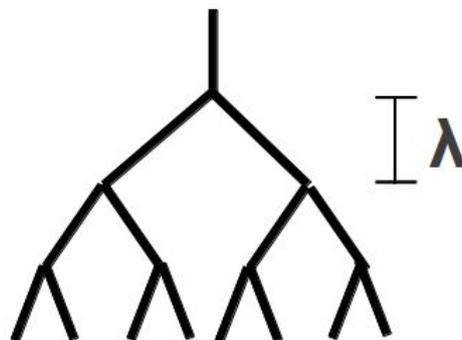


Figura 2.1: Modelo simple de bifurcación de una lluvia

Consideremos el proceso de bifurcación de la figura 2.1. Cada segmento representa una partícula. En cada vértice la energía de un segmento se divide en dos partes iguales.

Este proceso ocurre después de una longitud de interacción λ . Después de $n = X/\lambda$ bifurcaciones el número de segmentos es:

$$N(X) = 2^{X/\lambda}.$$

A una profundidad X la energía por partícula es:

$$E(X) = E_0/N(X)$$

Este proceso continúa hasta que $E(X) = E_c$, la energía crítica para el proceso de bifurcación. Después de esto las partículas solo pierden energía, son absorbidas o decaen.

El número de partículas en el máximo de la lluvia en este modelo es:

$$N(X_{max}) = E_0/E_c, \quad (2.2)$$

y

$$X_{max} = \lambda \frac{\ln(E_0)/E_c}{\ln 2}. \quad (2.3)$$

Las características básicas de 2.2 y 2.3 valen para cascadas electromagnéticas y también, de manera aproximada, para lluvias hadrónicas. Es decir:

$$N(X_{max}) \propto E_0 \text{ y } X_{max} \propto \ln(E_0). \quad (2.4)$$

2.3. Lluvias Electromagnéticas

Llamamos lluvias electromagnéticas a aquellas iniciadas por un electrón o un fotón de alta energía. En la atmósfera los electrones emiten fotones por Bremsstrahlung ($e \rightarrow e + \gamma$) y los fotones generan electrones a través de producción de pares ($\gamma \rightarrow e^- + e^+$). Estos procesos se retroalimentan, dando lugar de esta manera al desarrollo de la lluvia.

Tanto el Bremsstrahlung como la producción de pares se producen en una longitud típica conocida como longitud de interacción electromagnética X_{EM} que en aire tiene un valor aproximado de $X_{EM} \simeq 37,1 \text{ gm/cm}^2$.

Estos procesos van a ocurrir típicamente hasta que la energía de las partículas sea lo suficientemente baja para que las pérdidas de energía debidas a colisiones en el aire sean del orden de las pérdidas radiativas que dan lugar a la creación de nuevas partículas. Ésta energía es llamada energía crítica E_c . Una vez que las partículas alcanzan esta energía la lluvia llega a su punto de máximo desarrollo, no se produce creación de nuevas partículas y la lluvia comienza a ser absorbida por la atmósfera.

El estudio de lluvias electromagnéticas es importante debido a que son mucho más simples que las lluvias hadrónicas y estas últimas se comportan en primera aproximación como lluvias electromagnéticas. Una vez deducidas las características de las lluvias electromagnéticas es posible extender los conceptos a lluvias hadrónicas.

A continuación vamos a describir un modelo más realista que el de Heitler para lluvias electromagnéticas.

2.3.1. Aproximación A

En la aproximación A vamos a considerar sólo los procesos de producción de pares para fotones y Bremsstrahlung para electrones, despreciando las pérdidas de energía por colisión con el aire.

La probabilidad de que un electrón de energía E_e emita un fotón de energía $E_\gamma = vE_e$ luego de atravesar dt es $\varphi(E, v)dtdv$

$$\varphi(E, v) = \frac{1}{v} \left[1 - \left(\frac{2}{3} - 2b \right) (1 - v) + (1 - v)^2 \right] \quad (2.5)$$

La expresión correspondiente para producción de pares es la probabilidad $\psi(E_\gamma, u)dtdu$ de que un fotón de energía E_γ produzca un par en el cual el electrón y el positrón tienen energía $E_e = uE_\gamma$:

$$\psi(E_\gamma, u) = (1 - u)^2 + \left(\frac{2}{3} - 2b \right) (1 - v)u + u^2, \quad (2.6)$$

donde b depende del número atómico del medio $b \simeq \frac{1}{18 \log(183Z-1)}$ y para aire $b \simeq 0,0135$ [14].

Integrando la ecuación 2.6 sobre todos los valores de u obtenemos la probabilidad total de producción de pares por unidad de longitud de radiación:

$$\sigma_0 = \int_0^1 du \psi(u) = \frac{7}{9} - \frac{b}{3} \quad (2.7)$$

En esta aproximación la evolución de los espectros diferenciales de electrones y fotones están descritos por las siguientes ecuaciones integro-diferenciales:

$$\frac{\partial n_e(E, t)}{\partial t} = - \int_0^1 dv \varphi(v) \left[n_e(E, t) - \frac{1}{1-v} n_e \left(\frac{E}{1-v}, t \right) \right] + 2 \int_0^1 \frac{du}{u} \psi(u) n_\gamma \left(\frac{E}{u}, t \right), \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial n_\gamma(E, t)}{\partial t} = \int_0^1 \frac{dv}{v} \varphi(v) n_e \left(\frac{E}{v}, t \right) - \sigma_0 n_\gamma(E, t). \quad (2.9)$$

En el lado derecho de la ecuación 2.8 el primer término describe el proceso ($e \rightarrow e$)

y el segundo el proceso ($\gamma \rightarrow e$). En el lado derecho de la ecuación 2.9 el primer término describe la contribución de ($e \rightarrow \gamma$) y el segundo la absorción de fotones.

Soluciones elementales

En el sistema de ecuaciones 2.8 y 2.9 no hay ninguna escala de energía presente. Esto indica que estas ecuaciones tienen un conjunto de ecuaciones elementales, invariantes de escala de la forma:

$$\begin{cases} n_e = K E^{-(s+1)} e^{\lambda(s)t} \\ n_\gamma = K r_\gamma(s) E^{-(s+1)} e^{\lambda(s)t} \end{cases} \quad (2.10)$$

que son leyes de potencia en energía y varían exponencialmente con la profundidad t . Insertando estas soluciones en las ecuaciones 2.8 y 2.9 obtenemos una ecuación cuadrática para $\lambda(s)$ que tiene las dos soluciones:

$$\lambda_{1,2}(s) = -\frac{1}{2} (A(s) + \sigma_0) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(A(s) - \sigma_0)^2 + 4B(s)C(s)} \quad (2.11)$$

A cada solución le corresponde una proporción fotón/electrón:

$$r_\gamma^{(1,2)}(s) = \frac{C(s)}{\sigma_0 + \lambda_{1,2}(s)} \quad (2.12)$$

Las funciones auxiliares $A(s)$, $B(s)$ y $C(s)$ tienen la forma:

$$\begin{aligned} A(s) &= \int_0^1 dv \varphi(v) [1 - (1-v)^s] = \left(\frac{4}{3} + 2b\right) \left(\frac{\Gamma'(1+s)}{\Gamma(1+s)} + \gamma\right) + \frac{s(7+5s+12b(2+s))}{6(1+s)(2+s)} \\ B(s) &= 2 \int_0^1 du u^s \psi(v) = \frac{2(14+11s+3s^2-6b(1+s))}{3s(2+3s+s^2)} \\ C(s) &= \frac{8+7s+3s^2+6b(2+s)}{3s(2+3s+s^2)} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Las funciones $\lambda_{1,2}(s)$ y $r_\gamma^{(1)}(s)$ se muestran en las figuras 2.2 y 2.3 respectivamente. Se observan las siguientes características importantes: $\lambda_1(s) = 0$ para $s = 1$, $\lambda_2(s) < 0$ para todo s , $\lambda_1(s) > \lambda_2(s)$ para todo s .

Incluso teniendo la expresión analítica 2.11 es útil introducir la expresión más simple:

$$\bar{\lambda}_1(s) = \frac{1}{2}(s - 1 - 3 \ln s) \quad (2.14)$$

que es una buena aproximación para λ_1 con desviaciones menores al 2% en el intervalo $0,6 < s < 1,4$. Una comparación entre las expresiones exacta y aproximada se muestra en el panel superior de la figura 2.2.

La existencia de dos soluciones $\lambda_{1,2}(s)$ puede ser entendida de la siguiente manera. Si a $t = 0$ se empieza con poblaciones de electrones, que son leyes de potencia pero con

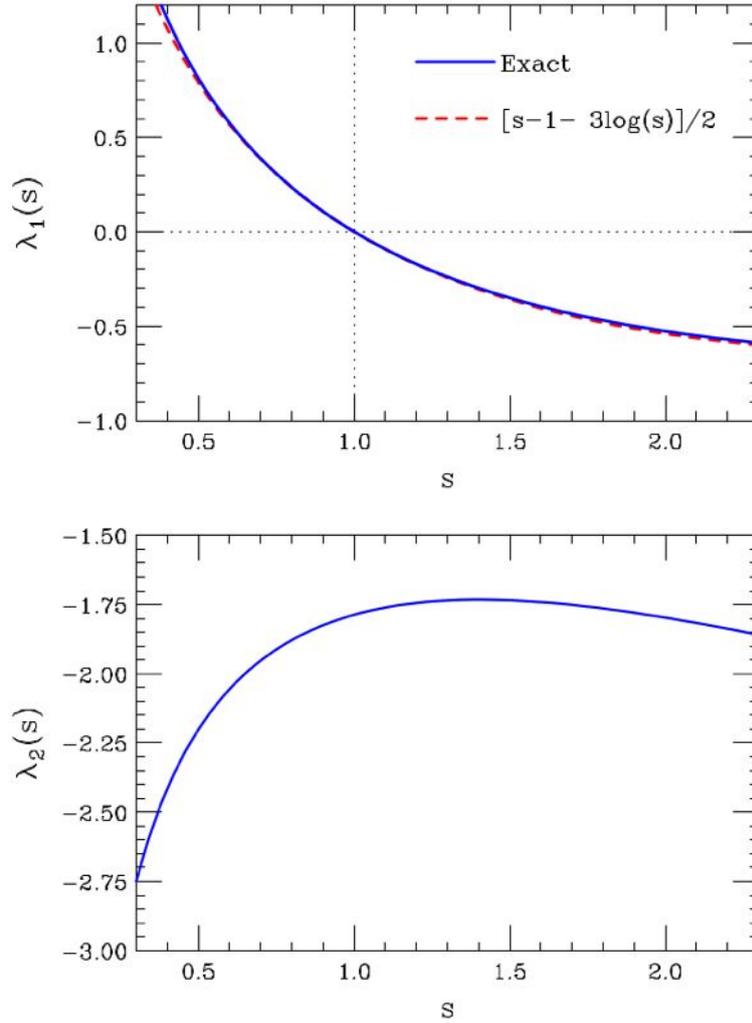


Figura 2.2: Funciones $\lambda_{1,2}(s)$

normalizaciones arbitrarias, los espectros mantienen sus formas para todo t , pero cambia la normalización absoluta. El espectro alcanza primero una relación γ/e asintótica con una t escala $|\lambda_2(s)^{-1}|$ y luego evoluciona exponencialmente $\propto e^{\lambda_1(s)t}$ manteniendo una relación γ/e de equilibrio.

En conclusión, la solución

$$\begin{cases} n_e(E, t) = K' E^{-(s+1)} e^{\lambda_1(s)t} \\ n_\gamma(E, t) = K' E^{-(s+1)} e^{\lambda_1(s)t} r_\gamma^{(1)}(s) \end{cases} \quad (2.15)$$

es una especie de atractor y cualquier combinación de espectros de electrones y fotones con forma de leyes de potencia con la misma pendiente s converge a esta solución.

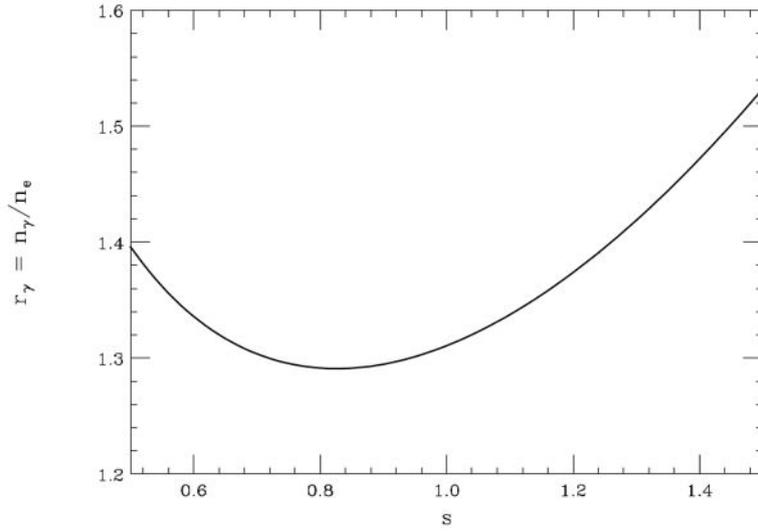


Figura 2.3: Proporción fotón/electrón para lluvias electromagnéticas en aproximación A correspondiente a $\lambda_1(s)$.

Lluvias iniciadas por γ o e

Puede mostrarse [14] que en la aproximación válida para t grande y $E/E_0 \ll 1$ la solución para los espectros diferenciales puede ser escrita de la siguiente manera:

$$n_\alpha(E_0, E, t) \simeq \frac{1}{E_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\frac{G_\alpha(s)}{\sqrt{\lambda_1''(s)t}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-(s+1)} e^{\lambda_1(s)t} \right]_{s=\bar{s}(E/E_0, t)} \quad (2.16)$$

con:

$$\bar{s} \left(\frac{E}{E_0}, t \right) = \frac{3t}{t - 2 \ln(E/E_0)}, \quad (2.17)$$

parámetro que vamos a identificar como edad de cada componente de energía.

Para el caso de los espectros integrales se tiene:

$$N_\alpha(E_0, E_{min}) \simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\frac{1}{s} \frac{G_\alpha(s)}{\sqrt{\lambda_1''(s)t}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-s} e^{\lambda_1(s)t} \right]_{s=\bar{s}(E_{min}/E_0, t)} \quad (2.18)$$

La solución en esta aproximación muestra varias características interesantes:

- Para un valor fijo de E/E_0 los espectros diferenciales comienzan en cero para $t \simeq 0$, luego aumentan con t , alcanzando un máximo a una profundidad t_{max} y luego comienzan a decrecer, anulándose para $t \rightarrow \infty$. El factor exponencial $e^{\lambda_1(s)t}$ controla la evolución en t . El máximo se alcanza para $\lambda_1(s) = 0$, es decir $s = 1$. Usando la ecuación 2.17 se obtiene el conocido resultado:

$$t_{max} \left(\frac{E}{E_0} \right) \simeq \ln \frac{E}{E_0} \quad (2.19)$$

Podemos reescribirlo de la siguiente manera:

$$\bar{s} \left(\frac{E}{E_0}, t \right) \simeq \frac{3t}{t - 2t_{max}}. \quad (2.20)$$

- Más en general, del hecho de que el factor $e^{\lambda_1(s)t}$ controla la dependencia en t , se tiene que en buena aproximación:

$$\frac{1}{N_\alpha} \frac{\partial N_\alpha}{\partial t} \simeq \lambda_1 \left[\bar{s} \left(\frac{E_{min}}{E_0}, t \right) \right] \quad (2.21)$$

ó

$$\frac{1}{n_\alpha} \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} \simeq \lambda_1 \left[\bar{s} \left(\frac{E}{E_0}, t \right) \right]. \quad (2.22)$$

- El desarrollo de lluvias iniciadas por un fotón o un electrón son extremadamente parecidas entre ellas, demostrando que las poblaciones de electrones y fotones tienden rápidamente a una especie de equilibrio dinámico retroalimentándose entre ellas.

En la aproximación A no hay una manera natural de asociarle una edad única a toda la lluvia para un dado t . Esto se debe al hecho de que no hay ninguna escala de energía en el problema.

2.3.2. Aproximación B

En la aproximación B se incluyen las pérdidas de energía debidas a colisión de los electrones con el medio. Se utiliza el modelo más simple posible con una pérdida de energía $\varepsilon \simeq 81$ MeV por unidad de longitud de interacción electromagnética. Se elige esta energía porque es la energía crítica en aire. De acuerdo a esto la ecuación 2.8 se modifica de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e(E, t)}{\partial t} = & - \int_0^1 dv \varphi(v) \left[n_e(E, t) - \frac{1}{1-v} n_e \left(\frac{E}{1-v}, t \right) \right] \\ & + 2 \int_0^1 \frac{du}{u} \psi(u) n_\gamma \left(\frac{E}{u}, t \right) + \varepsilon \frac{\partial n_e(E, t)}{\partial E} \end{aligned} \quad (2.23)$$

El nuevo sistema de ecuaciones 2.9 y 2.23 ya no tiene como solución una ley de potencia. Las ecuaciones elementales en este caso pueden ser escritas en la siguiente forma:

$$\begin{cases} n_e(E, t) = K e^{\lambda_1(s)t} E^{-(s+1)} p\left(s, \frac{E}{\varepsilon}\right) \\ n_\gamma(E, t) = K e^{\lambda_1(s)t} E^{-(s+1)} g\left(s, \frac{E}{\varepsilon}\right) r_\gamma^{(1)}(s) \end{cases} \quad (2.24)$$

que contiene dos funciones auxiliares $p(s, x)$ y $g(s, x)$. Para energías grandes ($E \gg \varepsilon$) las pérdidas por colisión son despreciables y la solución coincide con las leyes de potencia de la aproximación A. Esto nos dice que:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} p\left(s, \frac{E}{\varepsilon}\right) = 1, \quad \lim_{x \rightarrow \infty} g\left(s, \frac{E}{\varepsilon}\right) = 1 \quad (2.25)$$

Reemplazando 2.24 en las ecuaciones de la lluvia se obtienen ecuaciones integro-diferenciales para $p(s, x)$ y $g(s, x)$ correspondientes a las dos soluciones de $\lambda(s)$ que se pueden resolver numéricamente para obtener las funciones $p_{1,2}(s, x)$ y $g_{1,2}(s, x)$.

El significado físico de las funciones $p_1(s, x)$ y $g_1(s, x)$ es claro. Si inyectamos espectros de electrones y fotones con forma de leyes de potencia, después de transcurridos algunas longitudes $|\lambda_2(s)|^{-1}$ los espectros evolucionan a la forma asintótica:

$$\begin{cases} n_e(E, t) = K e^{\lambda_1(s)t} E^{-(s+1)} p_1\left(s, \frac{E}{\varepsilon}\right) \\ n_\gamma(E, t) = K e^{\lambda_1(s)t} E^{-(s+1)} g_1\left(s, \frac{E}{\varepsilon}\right) r_\gamma^{(1)}(s) \end{cases} \quad (2.26)$$

idéntica a 2.24 pero seleccionando la primera de las dos soluciones posibles.

Las características cualitativas de las soluciones asintóticas son fáciles de ver. El espectro de electrones es prácticamente una ley de potencia perfecta para $E \gg \varepsilon$ pero tiene una supresión para $E \approx \varepsilon$, donde los comienzan a ser absorbidos debido a las pérdidas por colisión. El espectro de fotones cambia de una ley de potencias $\propto E^{-(s+1)}$ para $E \gg \varepsilon$ a la forma $\propto E^{-1}$ para $E \ll \varepsilon$, reflejando la dependencia $1/E$ de la sección eficaz de Bremsstrahlung.

Estas propiedades intuitivas son confirmadas por el cálculo explícito de las funciones $p(s, x)$ y $g(s, x)$ hecho por Rossi y Greissen para el comportamiento de estas funciones para $x \rightarrow 0$:

$$p(s, x) \propto x^{s+1} \quad (2.27)$$

$$g(s, x) \propto x^s \quad (2.28)$$

El comportamiento de la función $p(s, x)$ implica que para $E \rightarrow 0$ el espectro de

electrones alcanza un valor finito. Esto implica que la integral del espectro de electrones converge y es posible hablar de una cantidad total de electrones. Por otra parte la integral del espectro de fotones diverge logarítmicamente.

El número total de electrones para el caso fenomenológicamente más importante (correspondiente a $\lambda_1(s)$) puede ser escrito de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} N_e(s) &= \int_0^\infty dE n_e(E) \propto \int_0^\infty dE E^{-s+1} p_1\left(s, \frac{E}{\varepsilon}\right) \\ &= \varepsilon^{-s} \int_0^\infty dx x^{-(s+1)} p_1(s, x) \frac{K_1(s, -s)}{s}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

La última igualdad define a la función $K_1(s, -s)$.

Lluvias iniciadas por un fotón o electrón

Las soluciones en la aproximación B con la condición inicial de un electrón o fotón de energía E_0 puede aproximarse con las siguientes expresiones:

$$n_{e(\gamma) \rightarrow e}(E_0, E, t) \simeq [n_{e(\gamma) \rightarrow e}(E_0, E, t)]_A \times p_1 \left[\bar{s} \left(\frac{\varepsilon}{E_0}, t \right), \frac{E}{\varepsilon} \right] \quad (2.30)$$

$$n_{e(\gamma) \rightarrow \gamma}(E_0, E, t) \simeq [n_{e(\gamma) \rightarrow e}(E_0, E, t)]_A \times g_1 \left[\bar{s} \left(\frac{\varepsilon}{E_0}, t \right), \frac{E}{\varepsilon} \right] \quad (2.31)$$

donde $\bar{s}(x, t)$ viene dada por 2.17. Estas expresiones combinan las soluciones de la aproximación A con las funciones $p_1(s, x)$ y $g_1(s, x)$. Para $E \gg \varepsilon$ la solución coincide con la de la aproximación A, mientras que para $E \lesssim \varepsilon$ los espectros tienen aproximadamente la misma forma que la solución elemental correspondiente a $\bar{s}(\varepsilon/E_0)$.

Esto permite de manera natural introducir en la aproximación B el valor:

$$s = \bar{s} \left(\frac{\varepsilon}{E_0} \right) = \frac{3t}{t + 2 \ln(E_0/E)} \quad (2.32)$$

como la edad de la lluvia.

El número total de electrones $N_e(E_0, t)$ puede ser obtenido integrando en energía y es bien aproximado por la expresión:

$$N_{e(\gamma) \rightarrow e}(E_0, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\left(\frac{E_0}{\varepsilon} \right)^s \frac{K_1(s, -s)}{s} \times \frac{G_{e(\gamma) \rightarrow e}(s)}{\sqrt{\lambda_1''(s)t}} e^{\lambda_1(s)t} \right]_{s=\bar{s}(\varepsilon/E_0, t)}, \quad (2.33)$$

EL máximo número de electrones coincide con la condición $\lambda_1(s) = 0$, que implica $s = 1$. Por lo tanto, resolviendo la ecuación 2.32, encontramos:

$$t_{max} \simeq \ln \frac{E_0}{\varepsilon} \quad (2.34)$$

Un ejemplo de los espectros de e y γ calculados en las aproximaciones A y B para un fotón inicial de 10^{18} eV puede verse en la figura 2.4. Las dos soluciones coinciden para $E \gg \varepsilon \approx 81$ MeV, pero se diferencian a energías más bajas. Para energías menores a la energía crítica las soluciones de la aproximación B están fuertemente suprimidas. El área bajo las curvas de la aproximación B es menor porque parte de la energía fue dispersada por ionización en el aire.

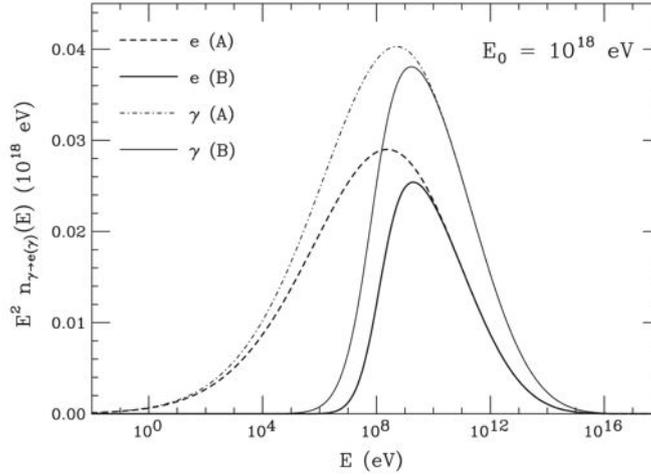


Figura 2.4: Comparación de las soluciones para las aproximaciones A y B de los espectros de electrones y fotones para una lluvia iniciada por un fotón de 10^{18} eV, en el máximo de la lluvia ($t = 23,7$). El área bajo la curva es proporcional a la cantidad de energía transportada por cada partícula [14].

Al igual que en la aproximación A las lluvias iniciadas por electrones y fotones son extremadamente similares, pudiendo de esta manera hablar de lluvias electromagnéticas en general.

Para resumir los resultados de esta sección, el cálculo explícito del desarrollo promedio de lluvias puramente electromagnéticas indica que es posible definir una edad de la lluvia:

$$s \simeq \lambda^{-1} \left[\frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dt} \right] \simeq \frac{3t}{t + 2 \ln(E_0/\varepsilon)} \simeq \frac{3t}{t + 2t_{max}}. \quad (2.35)$$

La edad de la lluvia determina los espectros de electrones y fotones, así como también la normalización relativa.

2.3.3. Perfil longitudinal, perfil de Greissen

El perfil longitudinal promedio de las lluvias electromagnéticas puede ser descrito con función analítica introducida por Greissen [15]:

$$N_{Greissen}(E_0, t) = \frac{0,31}{\sqrt{\ln(E_0/\varepsilon)}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \times \log \left(\frac{3t}{t + 2 \ln(E_0/\varepsilon)} \right) \right) \right]. \quad (2.36)$$

Derivando esta expresión puede obtenerse el número de electrones en el máximo de la lluvia como función de la energía del primario:

$$N_e^{max}(E_0) = \frac{0,31}{\sqrt{\ln(E_0/\varepsilon)}} \frac{E_0}{\varepsilon} \quad (2.37)$$

Es interesante ver el parecido entre las expresiones 2.34 y 2.37 obtenidas con este modelo y las correspondientes expresiones obtenida con un modelos mucho más simple como el de Heitler 2.2 y 2.3.

2.4. Lluvias Hadrónicas

Como su nombre lo indica, una lluvia hadrónica es aquella iniciada por una partícula hadrónica, típicamente un protón o un núcleo atómico más pesado.

Las primeras interacciones hadrónicas, en lo alto de la atmósfera, dan origen a piones cargados y neutros de alta energía que tienen una mayor probabilidad de decaer que de interactuar. Los piones neutros decaen en fotones y electrones a través de las siguientes interacciones:

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma & [98,8\%] \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma e^+ e^- & [1,2\%] \end{aligned} \quad (2.38)$$

Por otro lado, los piones cargados decaen en muones de alta energía que dan origen a la componente muónica de la lluvia:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu & [99,99\%] \\ \pi^+ &\rightarrow e^+ \nu_e & [0,01\%] \end{aligned} \quad (2.39)$$

y sus conjugados de carga. Mesones extraños, principalmente kaones, son también fuente de muones luego de su decaimiento vía

$$\begin{aligned} K^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu & [63,43\%] \\ K^+ &\rightarrow \pi^+ \pi^0 & [21,13\%] \\ K^+ &\rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- & [5,6\%] \\ K^+ &\rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e & [4,9\%] \end{aligned} \quad (2.40)$$

y sus conjugadas de carga, que a su vez decaen en más muones, salvo el último que desencadenará una sub-lluvia EM. Finalmente, mesones encantados, con una vida media

mucho más corta, decaen antes de interactuar produciendo kaones y muones de alta energía que forman la llamada componente *prompt*, que forman una pequeña fracción de muy alta energía [16].

Para describir el desarrollo de las lluvias hadrónicas existen modelos parecidos al de Heitler con forma de árbol pero ya no binario. Los hadrones producidos en la interacción del rayo cósmico primario con un átomo de la atmósfera interactúan a lo largo de la atmósfera en capas de espesor $(\lambda_H \ln 2)$, donde el valor de λ_H depende del tipo de hadrón.

En cada interacción se producen N_{ch} nuevos hadrones cargados y $\frac{1}{2}N_{ch}$ hadrones neutros. Éstos últimos decaen instantáneamente según 2.38, alimentando la componente electromagnética de la lluvia. Los piones cargados siguen avanzando en la atmósfera e interactuando hasta que su energía es menor a una cierta energía crítica E_π , a partir de la cual, es más probable que decaigan a través de 2.39.

Si suponemos que la energía se reparte de manera equitativa entre las partículas secundarias, esto nos dice que, en cada interacción, $2/3$ de la energía se queda en el canal hadrónico mientras que el $1/3$ restante se va a la componente EM. A medida que el número de interacciones n aumenta la energía de la cascada EM crece de la forma $(1 - (2/3)^n)$ de la energía E_p . Dada una multiplicidad N_{ch} , el número de piones cargados luego de n interacciones es N_{ch}^n , y obtenemos para la energía media en el canal hadrónico la siguiente expresión:

$$\bar{E}_h = \frac{E_p}{\left(\frac{3}{2}N_{ch}\right)^n}. \quad (2.41)$$

El número de generaciones n_c en el cual se alcanza la energía crítica E_π será:

$$n_c = \beta_\pi \log_{10} \left(\frac{E_p}{E_{pi}} \right), \quad (2.42)$$

donde $\beta_\pi = \ln 10 / \ln(1, 5N_{ch})$ y puede considerarse constante a lo largo de la cascada. En este modelo resulta $\beta_\pi \simeq 0,85$ considerando una multiplicidad $N_{ch} = 10$.

Con esto podemos calcular el número total de muones:

$$N_\mu = \left(\frac{E_p}{E_\pi} \right)^{\beta_\pi} \quad (2.43)$$

La energía de los muones será $E_\mu \approx E_\pi$ y por lo tanto la energía total en la componente muónica es $\sim N_\mu E_\pi$. Dado que $E_p = E_\mu + E_{EM}$ la fracción de energía en la componente electromagnética será:

$$\frac{E_{EM}}{E_p} = 1 - \frac{N_\mu E_\pi}{E_p} = 1 - \left(\frac{E_p}{E_\pi} \right)^{\beta_\pi - 1} \sim 0,9. \quad (2.44)$$

Esto nos indica que la lluvia va a estar, en cierto modo, dominada por la com-

ponente electromagnética. Un ejemplo de esto es el máximo de la lluvia. La cascada electromagnética se inicia con N_{ch} fotones que provienen de los $\frac{1}{2}N_{ch}$ piones neutros de la primera interacción, los cuales decaen en dos fotones cada uno. La energía de estos fotones será $\sim \frac{E_p}{3N_{ch}}$ y por lo tanto, usando la ecuación 2.34, la profundidad de máximo desarrollo de la lluvia queda:

$$\begin{aligned} X_{max}^H(E_p) &= X_0 + X_{EM} \ln \left(\frac{E_p}{3N_{ch}E_c^{EM}} \right) \\ &= X_0 + X_{EM} \ln \frac{E_p}{E_c^{EM}} - X_{EM} \ln(3N_{ch}) \\ &= X_0 + X_{max}^{EM}(E_p) - 126 \text{ g cm}^{-2}. \end{aligned} \quad (2.45)$$

2.4.1. Sensibilidad a composición

Es importante determinar cuáles observables de la lluvia son sensibles a la composición del rayo cósmico primario. Para ello vamos a considerar el modelo de superposición en cual un núcleo de número másico A es equivalente a A nucleones independientes cada uno con una energía E_p/A . Este modelo se basa en el hecho de que la energía de ligadura entre los nucleones es mucho menor que la energía cinética del núcleo y por lo tanto puede ser despreciada en primera aproximación.

El modelo de superposición nos permite extrapolar las expresiones obtenidas en la sección anterior para protones al caso de núcleos más pesados suponiendo que se producen A lluvias de protón, cada una con energía E_p/A .

El número de muones en la lluvia, en el modelo de superposición, se generaliza a la siguiente expresión:

$$N_\mu^A = N_\mu A^{1-\beta_\pi} > N_\mu. \quad (2.46)$$

Vemos de esta manera que el número de muones aumenta con A : un hierro producirá 1,5 veces más muones que un protón de la misma energía.

Para obtener la energía transferida al canal EM usamos la ecuación 2.44 con una energía E_p/A :

$$\frac{E_{EM}}{E_p} = 1 - \left(\frac{E_p}{AE_\pi} \right)^{\beta_\pi - 1}. \quad (2.47)$$

De la misma manera la profundidad de máximo desarrollo resulta ser:

$$X_{max}^H = X_0 + X_{max}^{EM} X_{EM} [\ln(3N_{ch}) + \ln A] \quad (2.48)$$

Vemos entonces que las lluvias iniciadas por un hierro alcanzan el punto de máximo desarrollo $\approx 110 \text{ gm/cm}^{-2}$ antes que aquellas iniciadas por un protón de la misma

energía. Además, a energía fija, las fluctuaciones lluvia a lluvia de X_{max} serán menores para hierro que para protón dado que la lluvia de hierro es una suma de lluvias de menor energía y, por lo tanto, las fluctuaciones se promedian.

En conclusión determinamos que tanto el número de muones N_μ como la profundidad de máximo desarrollo X_{max} y sus fluctuaciones son observables sensibles a la composición del rayo cósmico primario.

2.5. Universalidad

Como vimos en la sección 2.3 tanto los espectros de electrones y fotones, su normalización relativa y su distribución angular están determinados, a toda profundidad, por la edad de la lluvia. Además el número total de electrones en el máximo de la lluvia está determinado por la energía del rayo cósmico primario. Esta propiedad de las lluvias electromagnéticas, conocida como “universalidad”, nos dice que sólo dos parámetros (X_{max} y E_0) determinan por completo el desarrollo de la lluvia [14].

Simulaciones detalladas [17] [18] muestran que esta propiedad de las lluvias electromagnéticas puede ser extendida a lluvias iniciadas por hadrones. En la figura 2.5 [14] se compara la función $p_1(s, x)$ para el valor $s = 1$ con la cantidad equivalente ($n_e(s, E)E^{(s+1)}$) del ajuste del espectro de electrones en el máximo de la lluvia obtenido por Nerling [18].

Las simulaciones muestran que la componente muónica de la lluvia puede ser determinada también agregando sólo un parámetro adicional de normalización N_μ (correspondiente al número de muones). Por lo tanto sólo tres parámetros E_p , X_{max} y N_μ determinan por completo el desarrollo de una lluvia hadrónica.

El hecho de que los espectros de calculados para lluvias hadrónicas coincidan con gran precisión con aquellos calculados para lluvias electromagnéticas puede parecer extraño, aunque no es una simple coincidencia.

El punto más importante es que en todas las lluvias el número total de partículas cargadas está dominado por electrones de energía cercana a la energía crítica ε . Esto se debe, como vimos con anterioridad, al hecho de que la componente electromagnética de la lluvia posee la mayor parte de la energía y, por lo tanto, de partículas de la lluvia.

Esta propiedad de universalidad de las lluvias atmosféricas, conocida desde la primera mitad del siglo XX para lluvias electromagnéticas y extendida en los últimos años a lluvias hadrónicas está comenzando a ser utilizada en los experimentos de rayos cósmicos. La idea básica consiste en parametrizar la señal en el detector con los tres parámetros E_p , X_{max} y N_μ y luego determinarlos haciendo un ajuste de los datos medidos. Una vez obtenidos estos parámetros se puede obtener, por ejemplo, la composición del rayo cósmico primario.

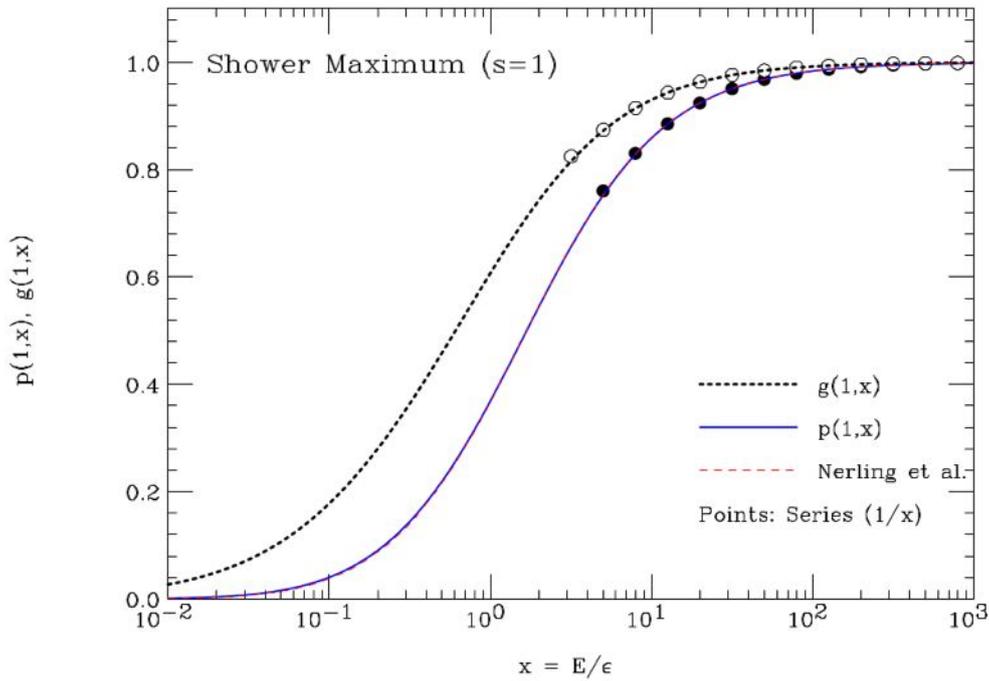


Figura 2.5: Gráfico de las funciones $p(s, x)$ y $g(s, x)$ en el máximo de la lluvia. Los puntos son el resultado de un desarrollo en serie. La línea punteada roja corresponde al fit de Nerling para el espectro de electrones.

2.6. Simulaciones

Como parte del presente trabajo realizamos algunas simulaciones de lluvias atmosféricas con el objetivo de verificar algunas de las propiedades descritas a lo largo del presente capítulo, principalmente aquellas relacionadas con composición. Para ello hicimos simulaciones de lluvias iniciadas por protones y hierros y comparamos los resultados obtenidos en tres rangos de energía.

2.6.1. AIRES

Las simulaciones fueron realizadas utilizando AIRES v2-8-4a [19]. El nombre AIRES (AIR-shower Extended Simulation) identifica a una serie de programas y subrutinas diseñados para simular la incidencia de rayos cósmicos de alta energía en la atmósfera de la Tierra y para manipular los datos de salida. Se distribuye de forma gratuita y fue creado por S. J. Sciutto, en la Universidad de La Plata.

Las partículas tenidas en cuenta durante la simulación son: gammas, electrones, positrones, muones, piones, nucleones y antinucleones, y núcleos hasta $Z=26$ (Hierro). Neutrinos de electrón y muón son generados en algunos procesos pero no propagados. El primario puede ser cualquiera de las partículas mencionadas con energía en el rango de 1 GeV hasta 1 ZeV (10^{21} eV).

Los procesos más importantes tenidos en cuenta en las simulaciones son:

- Procesos electrodinámicos: Producción de pares, aniquilación electrón-positrón, Bremsstrahlung, efectos fotoeléctrico y Compton.
- Procesos hadrónicos: Colisiones inelásticas Hadrón-Núcleo y fotonúcleo, reacciones fotonucleares, fragmentación elástica e inelástica.
- Decaimiento de partículas inestables: Piones y muones por ejemplo.
- Propagación de partículas cargadas: Pérdidas de energía con el medio, scattering de Coulomb múltiple y deflexión geomagnética.

Para el caso de UHECR, las partículas primarias tienen energías que son algunos órdenes de magnitud mayores que las energías alcanzadas en aceleradores. Esto significa que los modelos utilizados para controlar el comportamiento de estas partículas deben hacer extrapolaciones de los datos disponibles a energías más bajas. No hay actualmente un consenso general acerca de cuál es el modelo más conveniente dentro de todos los disponibles. AIRES dispone de dos de los modelos más conocidos: QGSJET y SIBYLL. En nuestras simulaciones utilizamos el modelo por defecto: SIBYLL [20].

Estructura del programa de simulación

La simulación de la lluvia se hace de la siguiente manera:

- Se definen varios arreglos de datos o *stacks*. Cada entrada en uno de estos arreglos identifica a una partícula física.
- Las partículas se pueden mover dentro de un volumen definido dentro de la atmósfera. Este volumen está limitado por la superficie terrestre y la superficie de inyección, y por planos verticales.
- Antes de empezar la simulación todos los *stacks* están vacíos. La primera acción es agregar el primario al primer *stack*. La partícula se ubica en la superficie de inyección y su dirección de movimiento, hacia abajo, define el eje de la lluvia.
- Las entradas en los *stacks* son procesadas secuencialmente. Cada entrada de partícula se actualiza analizando todas las interacciones posibles y evaluando sus respectivas probabilidades, teniendo en cuenta la física involucrada.
- Usando un método estocástico se selecciona una de las interacciones posibles.

- Se computa la interacción: Se mueve la partícula una cierta distancia, se generan los productos de la interacción. Se generan nuevas entradas de partícula y se agregan a los arreglos existentes. La partícula original puede sobrevivir (se conserva su entrada) o no dependiendo de la interacción.
- Cuando una partícula cargada se desplaza su energía se modifica para tener en cuenta las pérdidas por ionización.
- Una entrada de partícula puede ser removida en uno de los siguientes casos: a) La energía de la partícula es menor que una cierta energía de corte, que puede ser diferente para distintas partículas. b) La partícula llega al suelo. c) Una partícula yendo hacia arriba alcanza la superficie de inyección. d) una partícula con movimiento horizontal abandona la zona de interés.
- Después de leer todos los *stacks* se comprueba si hay entradas pendientes de ser procesadas. De ser así el proceso continúa. En caso contrario la simulación termina.

Los parámetros de la simulación, tales como: tipo, energía y dirección del primario, energías de corte, niveles de observación y de inyección, lugar donde ocurre el proceso, son controlados por el usuario a través de directivas de entradas. Para tal fin se utiliza un lenguaje de directivas de entrada: IDL (por sus siglas en inglés).

El resultado de las simulaciones se almacena en archivos comprimidos de salida. Las herramientas para extraer los datos de interés de los archivos de salida se distribuyen junto con el programa de simulación. Algunos de los observables más importantes obtenidos de la simulación son: desarrollo longitudinal de la lluvia, Máximo de la lluvia, distribución lateral, distribución de energía, tiempo de arribo al nivel del suelo. Todos estos observables pueden ser discriminados por tipo de partícula.

El algoritmo de *thinning*

El número de partículas secundarias producidas en una lluvia crece rápidamente con la energía del primario. Para UHECR este número puede ser tan grande que hace imposible propagar todas las partículas, incluso en las computadoras más potentes. Para una lluvia iniciada por un protón de 10^{20} eV el número de secundarios es aproximadamente 10^{11} , siendo incluso imposible almacenar los datos de esa cantidad de partículas.

Las simulaciones son posibles gracias a un proceso estadístico de muestreo que nos permite propagar un número reducido de partículas que son representativas del total. Pesos estadísticos son asignados a las partículas propagadas para tener en cuenta aquellas rechazadas. Este proceso, usual en este tipo de simulaciones, es conocido como *thinning*.

El algoritmo utilizado por AIRES es una modificación de un algoritmo más simple, conocido como algoritmo de Hillas. A continuación describimos simplemente el procedimiento.

Consideremos el proceso

$$A \rightarrow B_1, B_2, \dots, B_n, \quad n \geq 1 \quad (2.49)$$

donde una partícula A genera un set de n secundarios B_1, \dots, B_n . Definimos E_A (E_{B_i}) como la energía de la energía de la partícula A (B_i) y E_{th} es una energía fija llamada energía de *thinning*. La energía E_{th} es definida por el usuario y la definición puede ser absoluta o relativa a la energía del primario.

Antes de incorporar los secundarios al proceso de la simulación, la energía E_A es comparada con E_{th} , y entonces:

- Si $E_A \geq E_{th}$, cada secundario es analizado por separado y aceptado con probabilidad:

$$P_i = \begin{cases} 1 & \text{si } E_{B_i} \geq E_{th} \\ \frac{E_{B_i}}{E_{th}} & \text{si } E_{B_i} < E_{th} \end{cases} \quad (2.50)$$

- Si $E_A < E_{th}$, esto significa que el primario ya viene de un proceso de *thinning* anterior. En este caso, solo uno de los secundarios es conservado. Se selecciona del total de secundarios con probabilidad

$$P_i = \frac{E_{B_i}}{\sum_{j=1}^n E_{B_j}} \quad (2.51)$$

Esto significa que una vez que se alcanzó la energía E_{th} el número de partículas deja de aumentar.

En ambos casos el peso de las partículas secundarias aceptadas es igual al peso de la partícula A multiplicada por la inversa de la probabilidad que tenía de ser aceptada P_i . Este proceso asegura la conservación de la energía.

En AIRES el algoritmo incluye una característica especial que es útil para disminuir las fluctuaciones estadísticas. Este algoritmo extendido fue diseñado para que los pesos estadísticos sean siempre menores o iguales a un cierto número positivo $W_r > 1$, especificado como un parámetro externo.

La mecánica del algoritmo es la siguiente: Sea w_A el peso estadístico de la partícula A , y $W_y < W_r/2$ un número interno adicional. Consideramos nuevamente el proceso 2.49:

- Si $n \leq 3$ entonces

- Si $w_A > W_y$ o $w_A E_A / \min(E_{B_1}, \dots, E_{B_n}) > W_r$ todos los secundarios son conservados.
- En otro caso se usa el algoritmo de Hillas, descrito con anterioridad.
- Si $n > 3$, entonces se usa siempre el algoritmo de Hillas, pero si el peso w_B , del secundario seleccionado, resulta ser $w_B > W_r$, entonces m copias del secundario son conservadas, cada una con peso $w'_B = w_B/m$. El entero m es ajustado de tal manera que $W_y < w'_B < W_r$.

En el algoritmo de AIRES $W_y = W_r/8$ y el parámetro W_r está definido a través de

$$W_r = A_0 E_{th} W_f \quad (2.52)$$

donde A_0 es una constante igual a 14 GeV^{-1} y W_f es un parámetro externo controlado por el usuario llamado factor de peso estadístico.

2.6.2. Modelo de superposición

Una de las primeras cosas que quisimos comprobar con las simulaciones fue la validez del modelo de superposición, ver sección 2.4. Para ello hicimos simulaciones de una lluvia iniciada por un núcleo de hierro de energía $5,6 \times 10^{19} \text{ eV}$ y 56 lluvias iniciadas por protones de energía 10^{18} eV , es decir, 56 veces menor. Las simulaciones fueron hechas con el modelo de interacciones SYBILL, con una energía de *thinning* de 10^{-4} relativa a la energía del primario y verticales.

En la figura 2.6 vemos el desarrollo longitudinal de una lluvia iniciada por un núcleo de Hierro de $5,6 \times 10^{19} \text{ eV}$ y 56 lluvias de protón de 10^{18} eV . Se observa que las lluvias de protón alcanzan su máximo más alto en la atmósfera.

Si observamos la cantidad de partículas cargadas producidas en las lluvias vemos que los resultados son extremadamente similares. En la tabla 2.1 se muestra el número de gammas, electrones y muones generados en una lluvia de Hierro de $5,6 \times 10^{19} \text{ eV}$ y 56 lluvias de protón de 10^{18} eV .

	Hierro ($5,6 \times 10^{19} \text{ eV}$)	56 protones (10^{18} eV)
gammas (10^9 partículas)	101,9	167 ± 15
electrones (10^9 partículas)	24,2	$28,6 \pm 3,4$
muones (10^9 partículas)	0,33	$0,35 \pm 0,05$

Tabla 2.1: Número de gammas, electrones y muones generados en una lluvia de Hierro de $5,6 \times 10^{19} \text{ eV}$ y 56 lluvias de protón de 10^{18} eV .

Como podemos observar, el número de gammas es mayor en las lluvias de protón, pero tanto el número de electrones y de muones se solapan dentro de una desviación estándar de las fluctuaciones de las lluvias de protón.

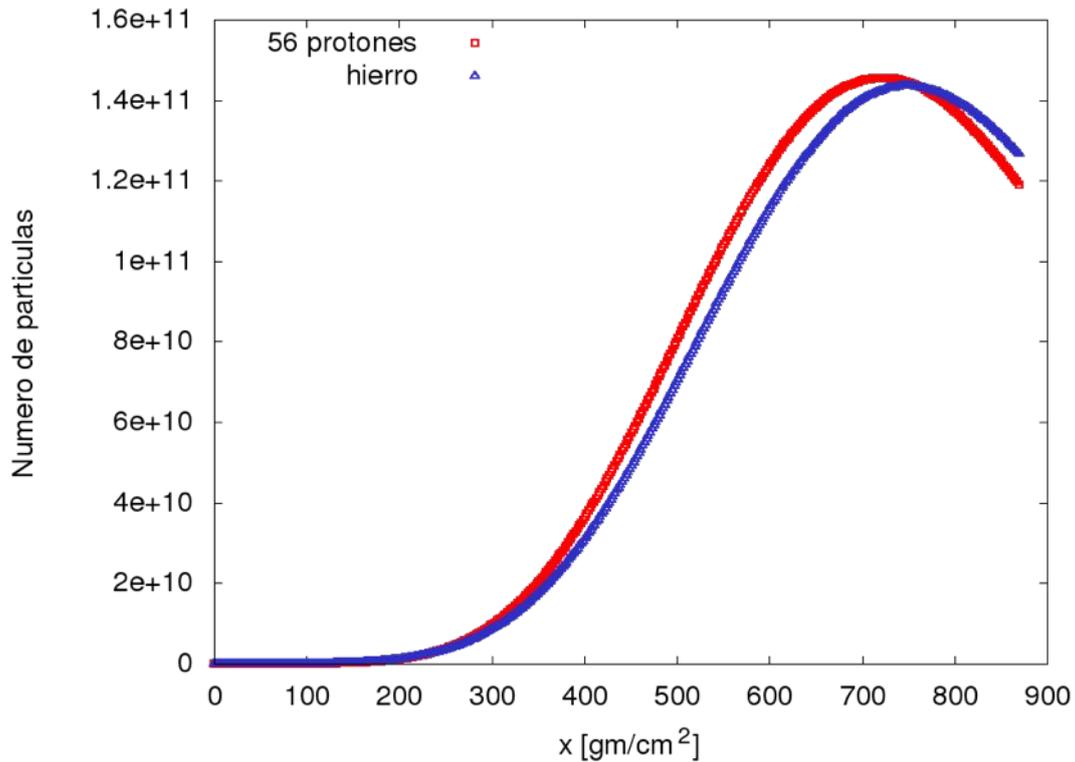


Figura 2.6: Desarrollo longitudinal de una lluvia iniciada por un núcleo de Hierro de $5,6 \times 10^{19}$ eV y 56 lluvias de protón de 10^{18} eV.

Estos resultados muestran que si bien el modelo de superposición es demasiado simplificado produce resultados que, a primer orden, son aceptables.

2.6.3. Composición

Para comprender de qué manera la composición del rayo cósmico primario afecta el desarrollo de la lluvia hicimos simulaciones de lluvias iniciadas por protones y núcleos de Hierro para un valor de energía de 10^{18} eV. Simulamos un set de 20 lluvias para cada primario. La dirección de arriba en todos los casos fue vertical. La energía de *thinning* se fijó en 10^{-7} relativa a la energía del primario, con un factor de peso estadístico de $W_f = 0, 2$, ver sección 2.6.1.

Vimos en las secciones anteriores que tanto el número de electrones como el de muones depende de la composición del rayo cósmico primario. En la tabla 2.2 se muestran los resultados obtenidos para el número de gammas, electrones y muones que alcanzan la superficie terrestre en lluvias iniciadas por protones y núcleos de hierro de 1×10^{18} eV y su fluctuación.

El resultado obtenido concuerda con lo que esperábamos. Las lluvias iniciadas por protón generan más electrones ($\approx 40\%$) y las lluvias iniciadas por hierro contienen

	Hierro (1×10^{18} eV)	Protón (1×10^{18} eV)
gammas (10^9 partículas)	2275 ± 160	2983 ± 273
electrones (10^9 partículas)	370 ± 30	510 ± 61
muones (10^9 partículas)	$8,5 \pm 0,4$	$6,2 \pm 0,8$

Tabla 2.2: Número de gammas, electrones y muones generados en lluvias iniciadas por protones y núcleos de hierro de 1×10^{18} eV y su fluctuación.

más muones ($\approx 40\%$).

Como veremos en el siguiente capítulo, para el funcionamiento de nuestro detector va a ser muy importante la distribución lateral de electrones y muones. En particular, su dependencia con la composición. En la figura 2.7 podemos observar la densidad de partículas secundaria generadas a nivel del suelo.

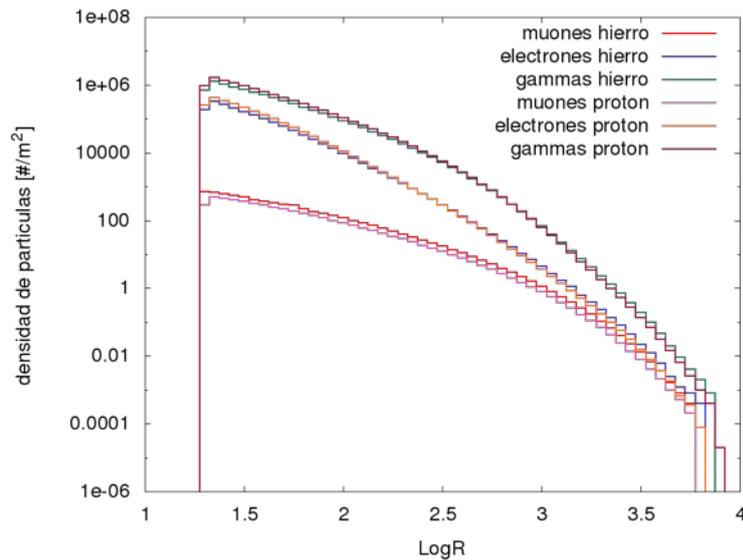


Figura 2.7: Densidad de gammas, electrones y muones, como función del logaritmo de la distancia al eje de la lluvia, para lluvias de 10^{18} eV iniciadas por un protón y por un núcleo de hierro.

La densidad decrece rápidamente con la distancia al eje (escala logarítmica) como se espera. Podemos observar por ejemplo que la densidad de muones de las lluvias de hierro es siempre mayor a la de protón. Para el caso de gammas y electrones, a distancias cortas la densidad en las lluvias de protón es mayor pero a una distancia cercana a 500 m la densidad en las lluvias de hierro se hace levemente mayor.

En la figura 2.8 se puede apreciar más en detalle la dependencia de la densidad de muones, en escala lineal.

Por último podemos graficar el cociente entre la densidad de electrones y la de muones como función de la distancia al eje, figura 2.9.

Como conclusión, podemos decir que las simulaciones nos ayudaron a verificar algunas de las propiedades de las lluvias enunciadas en las secciones anteriores, así como

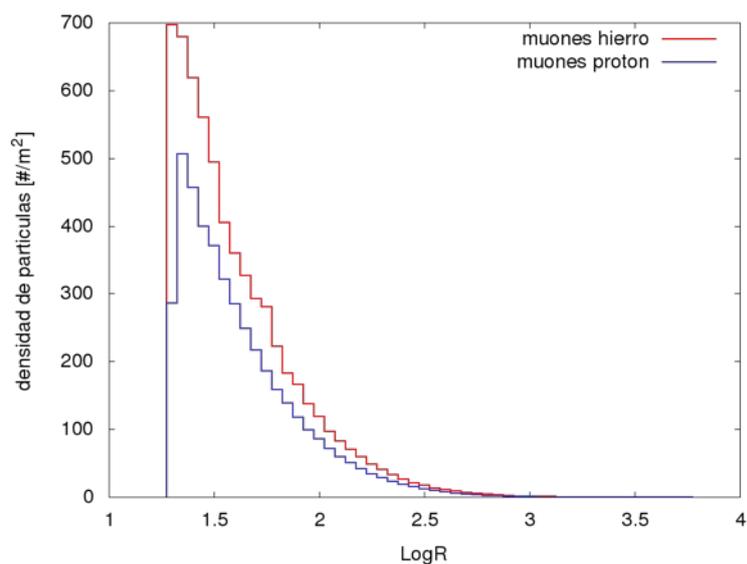


Figura 2.8: Densidad de muones, como función del logaritmo de la distancia al eje de la lluvia, para lluvias de 10^{18} eV iniciadas por un protón y por un núcleo de hierro

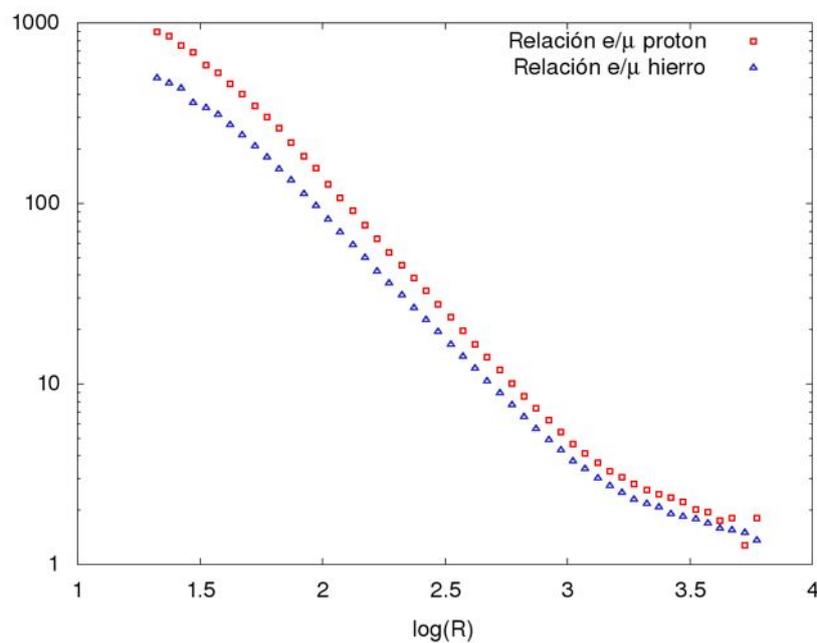


Figura 2.9: cociente entre la densidad de electrones y la de muones como función de la distancia al eje, para lluvias de 10^{18} eV iniciadas por protón y por núcleo de hierro

también a comprender cómo la composición del rayo cósmico primario afecta al desarrollo de la lluvia.

2.7. Sumario

A lo largo del presente capítulo describimos las principales características de las lluvias atmosféricas extendidas. Primeramente tratamos el caso más simple de las lluvias electromagnética y luego extendimos los resultados a lluvias hadrónicas. Esta descripción nos permite relacionar las características del rayo cósmico primario con los observables de la lluvia que podemos medir en la superficie terrestre.

En particular el desarrollo hecho nos permitió comentar brevemente una característica de gran importancia de las lluvias atmosféricas conocida como universalidad. La universalidad establece que todos los observables de una lluvia están determinados por tres parámetros: la edad de la lluvia, la energía del primario y el número de muones. En la actualidad se está utilizando la universalidad para parametrizar las señales en detectores y, de esta manera, obtener a través de un ajuste todas las propiedades relevantes de las lluvias.

Por último corroboramos algunas de las dependencias de las lluvias con la composición a través de simulaciones.

Capítulo 3

El Observatorio Pierre Auger

“What we observe is not nature itself but nature exposed to our method of questioning. Our scientific work in physics consists in asking questions about nature in the language that we possess and trying to get an answer from experiment by the means that are at our disposal.”

— Werner Heisenberg

“Let the experiment be made”

— Benjamin Franklin

El Observatorio Pierre Auger [21] es, en la actualidad, uno de los experimentos de rayos cósmicos más importantes del mundo. Se encuentra ubicado cerca de la localidad de Malargüe, Pcia. de Mendoza, con una altitud promedio de 1400 m s.n.m., a una profundidad atmosférica de aproximadamente $X \simeq 870 \text{ gm/cm}^2$. Fue diseñado para estudiar los rayos cósmicos de mayor energía ($E_p > 10^{18} \text{ eV}$).

3.1. Introducción

Debido a que el flujo de los UHECR es muy bajo (menor a una partícula por km^2 por siglo) es necesario cubrir un área muy grande o bien tiempos de exposición extremadamente largos. El detector cuenta con una superficie de 3000 km^2 y es un detector híbrido. Esto significa que cuenta con dos de las técnicas más importantes utilizadas para la observación de las EAS producidas por los rayos cósmicos:

- **Detector de Superficie (SD):** Consiste en un arreglo de 1660 detectores Cherenkov ubicados en una grilla triangular de 1,5 km de lado cubriendo una extensión de 3000 km^2 . Mide la distribución de partículas a nivel del suelo.

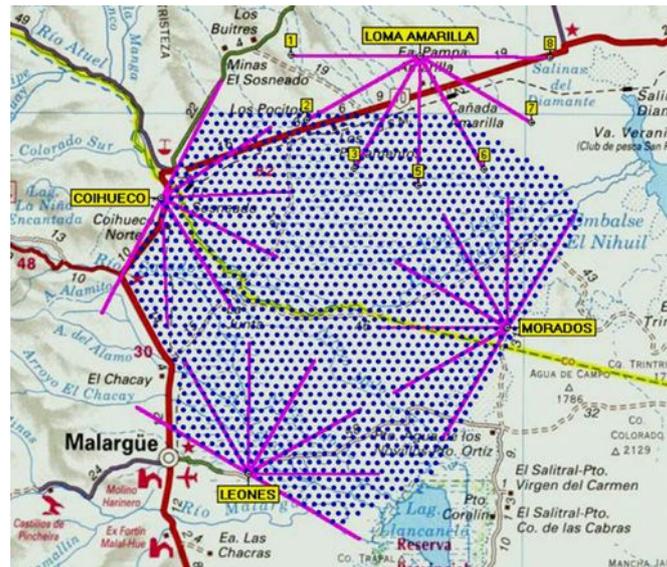


Figura 3.1: Ubicación del observatorio Pierre Auger. **Azul:** Detectores de superficie. **Violeta:** Telescopios de fluorescencia.

- **Detector de Fluorescencia (FD):** Consiste en cuatro telescopios de fluorescencia ubicados en la periferia del SD y apuntando hacia su interior. Utiliza la luz emitida por fluorescencia por las moléculas de aire excitadas por el paso de las EAS. Mide el desarrollo longitudinal de la lluvia a través de la detección de la luz emitida por las moléculas de Nitrógeno luego de ser excitadas por el paso de la lluvia.

El hecho de tener un detector híbrido tiene múltiples ventajas. Entre ellas la de poder contar con una calibración cruzada del detector, con aquellos eventos observados por ambas técnicas (ver figura 3.2).

La alta sensibilidad del detector de fluorescencia hace que sólo pueda funcionar en noches oscuras, sin luna ($\sim 15\%$ del tiempo). Por otro lado, el detector de superficie opera las 24 hs del día, durante todo el año, con lo cual la exposición del observatorio aumenta.

En este trabajo nos centraremos en el detector de superficie, el cual describiremos con más detalle en la siguiente sección.

3.2. El detector de superficie

El detector de superficie cuenta con 1660 detectores Cherenkov dispuestos en una grilla triangular de 1,5 km de lado cubriendo un área de 3000 km². Las estaciones están interconectadas a través de una red inalámbrica local, que opera en la banda de los 900 MHz. Los datos obtenidos por cada uno de los detectores son transmitidos hacia

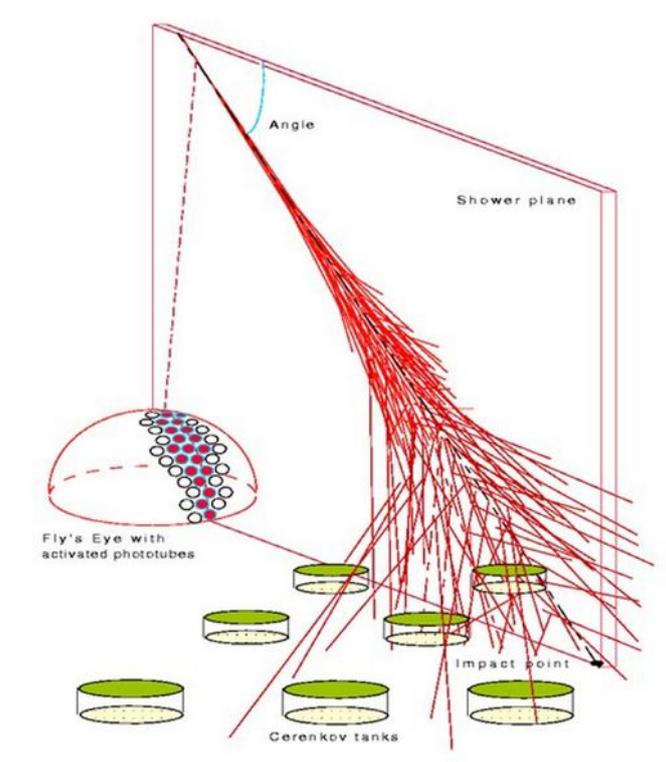


Figura 3.2: Representación de la detección de un evento híbrido en el observatorio. La luz emitida por la desexcitación de las moléculas de Nitrógeno es detectada en los telescopios de FD y las partículas a nivel del suelo son detectadas en las estaciones de SD.

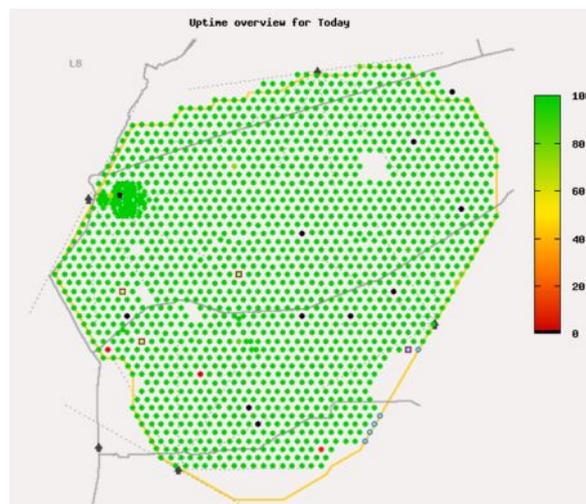


Figura 3.3: En esta figura se muestra el emplazamiento del SD y la distribución de cada una de las 1660 estaciones que lo componen.

estaciones ubicadas en los edificios de los telescopios de fluorescencia y luego retransmitidos por éstas hacia la central de adquisición de datos (CDAS, *Central Data Acquisition System*).

3.2.1. Efecto Cherenkov

El efecto Cherenkov es el proceso físico que hace posible el funcionamiento de las estaciones del arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger. La radiación Cherenkov es radiación electromagnética emitida cuando una partícula pasa a través de un medio a una velocidad v mayor que la velocidad de la luz en dicho medio para algún valor de frecuencia ω :

$$v > c/n(\omega), \quad (3.1)$$

donde $n(\omega)$ es el índice de refracción del medio. El pasaje de la partícula cargada polariza las moléculas del medio, las cuales vuelven rápidamente a su estado original emitiendo radiación.

La energía dE emitida por unidad de longitud recorrida por la partícula dx en el intervalo de frecuencias $\omega + d\omega$ viene dada por la fórmula de Frank-Tamm [22]:

$$dE = \frac{\mu(\omega)q^2}{4\pi} \omega \left(1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)} \right) d\omega, \quad (3.2)$$

Dado que dE es proporcional a ω la energía depositada va a aumentar con la frecuencia. El límite superior del espectro en frecuencia se da cuando el índice de refracción se acerca a la unidad y el mecanismo deja de ser posible.

3.2.2. El detector Cherenkov

Cada uno de los detectores es una estación autónoma que obtiene la energía necesaria para su funcionamiento (< 10 W) mediante paneles solares y la almacena dos baterías de 12 V. Los datos obtenidos por cada uno de los detectores es transmitido a través de una red inalámbrica hacia estaciones ubicadas en los edificios de los telescopios de fluorescencia y luego retransmitidos por éstas hacia la central de adquisición de datos (CDAS, *Central Data Acquisition System*).

Cada detector consiste en un tanque cilíndrico bicapa de resina de polietileno rotomoldeada, con una superficie de 10 m^2 y una profundidad de agua ultrapurificada de 1,2 m. El interior del tanque está forrado con un material plástico llamado Tyvek que posee una muy buena reflectividad pero con la particularidad de ser una reflectividad difusa, esto es de interés puesto que de esta manera se logran descorrelacionar los frentes de onda producidos por la radiación Cherenkov convirtiéndolos en un gas de fotones y así se optimiza la detección en el fotomultiplicador.

La luz Cherenkov producida por las partículas cargadas en el tanque es transformada en una señal eléctrica utilizando tres tubos fotomultiplicadores (PMT, *Photo Multiplier Tube*) de 9 pulgadas ubicados en la parte superior del interior del tanque (ver figura 3.5).



Figura 3.4: Vista exterior del detector Cherenkov. Se detallan sus principales componentes: el panel solar, la antena de comunicaciones, la antena GPS, la caja de electrónica y la caja de baterías.

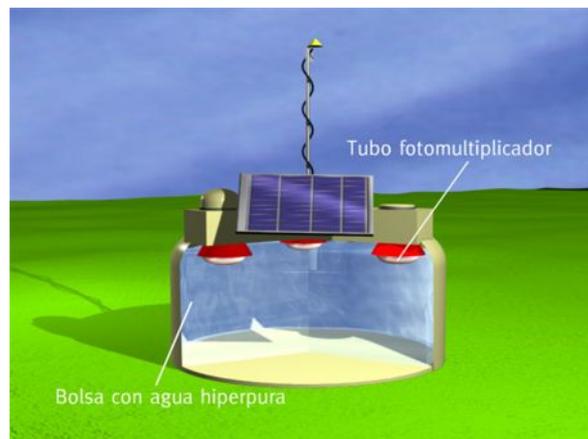


Figura 3.5: Vista interior del detector Cherenkov. Se observa la distribución de los PMTs dentro del tanque.

Las señales analógicas provenientes de los PMT son digitalizadas por la electrónica local del detector (LS, *Local Station*). Para aumentar el rango dinámico se toman las señales provenientes del ánodo y del último dínodo de cada uno de los PMT. La relación de amplificación entre las dos salidas es 32. De esta manera el ánodo, de menor ganancia, se utiliza cuando la señal en el último dínodo está saturada.

Las seis señales de salida del tanque (dos por cada PMT) son digitalizadas mediante conversores FADC (*Flash Analog to Digital Conversor*) de 10 bits. Las señales analógicas de entrada, correspondientes a un rango de entre 0 y 2V, son convertidas a un valor discreto en un rango de 0 a 1023, llamadas cuentas ADC de pico: ADC_p . Las señales son almacenadas en una memoria cíclica con una frecuencia de muestreo, de 40 MHz, que permite definir la unidad temporal que llamamos *bin* y que corresponde a un ciclo de muestreo, es decir, 25 ns.

Por otro lado la carga integrada de cada una de las trazas se mide en cuentas ADC de carga: ADC_q . El proceso de integración se hace después de restar la línea de base, es decir la corriente en el PMT cuando no hay señal.

Cuando se produce un disparo (*trigger*, ver siguiente subsección) y el CDAS lo requiere la LS envía un bloque de 768 *bines* ($19,2 \mu s$) al CDAS. Este bloque es llamado traza FADC. De los 768 *bines*, 256 corresponden a tiempos anteriores al disparo y 512 a tiempos posteriores. En la figura 3.6 podemos ver una traza típica de un tanque de Auger.

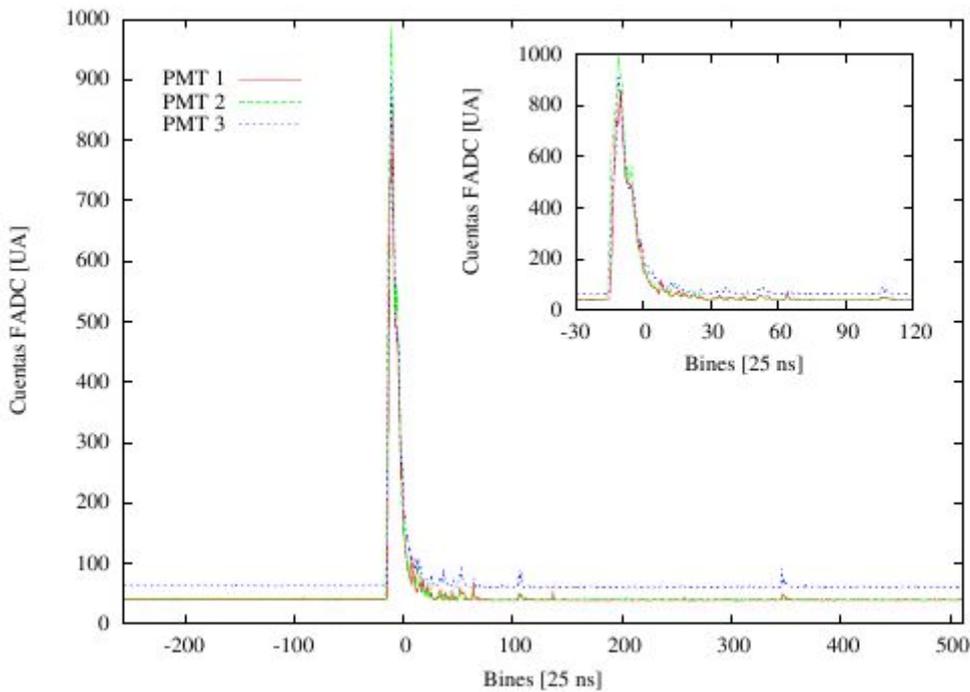


Figura 3.6: Traza típica de un detector de superficie. El origen del eje temporal corresponde al tiempo de disparo del evento.

Además de las memorias de almacenamiento de la información de los eventos, hay otras destinadas al almacenamiento de los datos utilizados para la calibración de los detectores, la cual se lleva a cabo a través de las señales dejadas por muones atmosféricos que los atraviesan. La calibración consiste en asignar un valor en cuentas ADC a la señal depositada por un muón que atraviesa al detector completamente de manera vertical, llamada 1 VEM (por sus siglas en inglés, *Vertical Equivalent muon*).

La señal depositada por las partículas que atraviesan el tanque son, aproximadamente, proporcionales a la distancia recorrida dentro del detector [16]. Por lo tanto la distribución de señales, tomada en un intervalo de tiempo, va a resultar de la convolución de la distribución angular de los muones a nivel del suelo y de la geometría del

tanque. La relación de área y altura de los tanques de Auger está diseñada para que la traza más probable sea la correspondientes a partículas verticales. Esto hace que en el histograma de señales, la zona correspondiente a los muones tenga un máximo característico que corresponde a la señal depositada por un muón vertical.

Por lo tanto, para realizar la calibración de los eventos, los detectores toman histogramas de carga y amplitud de las señales durante 61 segundos. La determinación del máximo del histograma se realiza a través del ajuste de una cuadrática. En la figura 3.7 se muestra un histograma de carga de calibración y el ajuste de la función cuadrática correspondiente.

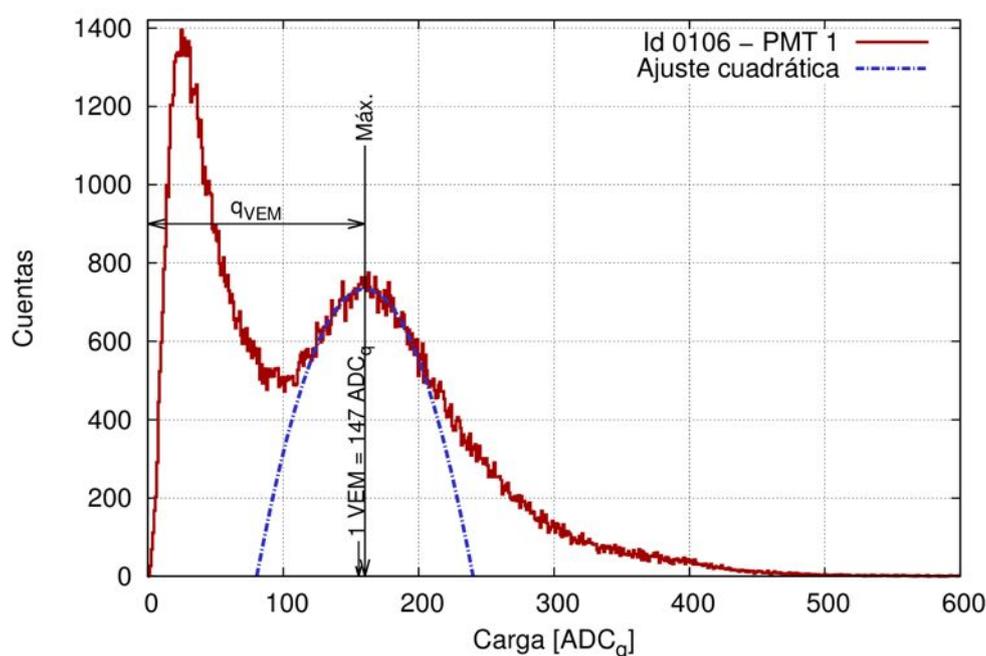


Figura 3.7: Calibración de una estación de SD. Histograma de carga del PMT número 1 (línea sólida) de la estación 106. A través del ajuste de una función cuadrática se obtiene el valor de carga correspondiente al VEM [16].

Por último, utilizando un módulo GPS instalado en cada estación, es posible asociar cada bin con un tiempo de calibración absoluto para todo el observatorio.

3.2.3. Cadena de *trigger*

El *trigger* del detector de superficie tiene como objetivo principal discriminar los eventos de interés del fondo natural de rayos cósmicos, descartando coincidencias casuales y manteniendo los niveles de comunicación con la central de adquisición dentro de los valores de diseño. La cadena de *trigger* consta de una estructura jerárquica de cinco niveles. Los más elementales denominados T1 y T2, se realizan localmente en cada estación. Los otros tres niveles de *trigger* son aplicados al evento: el tercer nivel de

trigger, T3, se aplica en CDAS y tiene en cuenta la correlación espacio-temporal entre las distintas estaciones. Esto permite definir un evento como el conjunto de señales, de al menos tres estaciones de superficie, con una distancia temporal y espacial adecuada para ser originadas por un potencial rayo cósmico de interés.

Finalmente, durante el procesamiento de los datos, se establecen *offline* dos nuevos niveles de trigger de alto nivel: T4 (eventos físicos) y T5 (eventos de alta calidad). Gracias a esta estructura jerárquica se ha logrado un nivel de identificación de eventos muy bueno, manteniendo la red de comunicaciones sin sobrecargas.

T1 se aplica en la electrónica de la estación. Hay 2 modos diferentes, dependiendo de las características de la traza y los valores de corriente en los PMTs:

- Time Over Treshold (TOT): 13 de 120 bins deben tener para 2 PMT en coincidencia una corriente $\geq 0,21 I_{VEM}^{est}$. I_{VEM}^{est} es una corriente de referencia determinada para cada fototubo.
- Treshold (TRH): La corriente en los 3 PMT en coincidencia en un bin $\geq 1,75 I_{VEM}^{est}$

Con este *trigger* se reduce la tasa de eventos (*rate*) inicial de 3 KHz, debido principalmente a muones atmosféricos, a 100 Hz.

T2 también es aplicado localmente en las estaciones, comprende al igual que T1 a dos modos diferentes, disminuyendo el *rate* de sucesos a aproximadamente 20 Hz:

- Time Over Treshold (TOT): Aquellas estaciones identificadas como T1-TOT, son automáticamente promovidas a T2-TOT.
- Treshold (TRH): La corriente en los 3 PMT en coincidencia en un bin $\geq 3,2 I_{VEM}^{est}$

Cuando una estación alcanza el nivel T2, envía una señal al CDAS, el cual a su vez envía una petición al resto de las estaciones para verificar si hay otras estaciones en T2.

T3 Se aplica en el CDAS y, a diferencia de los anteriores, corresponde al arreglo y no a las estaciones individualmente.

- T3-TOT: Al menos 3 estaciones T2-TOT no alineadas cercanas y disparadas dentro de una ventana temporal de $(6 + 5n) \mu$, donde n es el número de estaciones disparadas.
- 4T2: 4 tanques T2 no alineados de tal manera que alguno de los tanques esté a menos de 6 km de los otros en la misma ventana temporal que el anterior caso.

Cuando un evento se clasifica como T3 se le asigna un número o id y es guardado para su posterior análisis.

T4 Su función es determinar cuáles de los eventos T3 cumplen los requisitos para ser producto de una lluvia atmosférica. Por lo tanto, la configuración debe ser compatible

con la propagación de un frente plano a la velocidad de la luz. Hay dos configuraciones posibles:

- 3TOT: Aquellos eventos T3-TOT que cumplen los requisitos anteriores son promovidos a T4-TOT.
- 4Cl: 4 estaciones T2 y al menos una de ellas tiene 3 de sus primeros vecinos como T2. Además debe verificar la condición del frente de onda.

T5 Distingue del conjunto de eventos físicos aquellos que reúnen requisitos adicionales que garantizan una reconstrucción de calidad. Su configuración principal es:

- 6T5: El hexágono de primeros vecinos del detector con mayor señal debe tener todos sus detectores funcionando, tengan o no señal.

Hay otras configuraciones más complejas posibles para que un evento sea T5 no tan restrictivas como la anterior [16]. Están orientadas a los eventos de más alta energía, donde el gran número de estaciones disparadas puede compensar el hecho de no tener todos los primeros vecinos del detector con mayor señal funcionando.

3.3. Sumario

En este capítulo hicimos una descripción del Observatorio Pierre Auger. Nos centramos casi exclusivamente en el detector de superficie, el cual es de relevancia para el presente trabajo.

Describimos las características principales del observatorio y explicamos el diseño y los principios de funcionamiento de las estaciones del arreglo de superficie formado por detectores Cherenkov en agua.

En la actualidad el Observatorio Pierre Auger determina la energía y la dirección de arribo de rayos cósmicos de ultra alta energía a través de la medición de lluvias atmosféricas. A pesar de esto, con el análisis de datos actual, no se logra determinar la composición de los rayos cósmicos primaria a primaria.

Capítulo 4

Centelladores y composición

“At the moment I am occupied by an investigation with Kirchoff which does not allow us to sleep. Kirchoff has made a totally unexpected discovery, inasmuch as he has found out the cause for the dark lines in the solar spectrum and can produce these lines artificially intensified both in the solar spectrum and in the continuous spectrum of a flame, their position being identical with that of Fraunhofer’s lines. Hence the path is opened for the determination of the chemical composition of the Sun and the fixed stars.”

— Robert Bunsen, carta a H.E. Roscoe (Nov 1859)

Los detectores de centelleo han sido ampliamente utilizados en la detección de radiación en general. Algunos de los experimentos de rayos cósmicos más importantes que han usado esta tecnología son: Volcano-Ranch [23], SUGAR [24], Haverah Park [25], Yakustk [26], KASCADE [27] y AGASA [28].

En este capítulo vamos a describir los componentes principales de un detector de centelleo y cómo éste puede aportar información al arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger con el objetivo de determinar la composición del rayo cósmico primaria a lluvia. El nombre ASC-II proviene de las siglas en inglés de *Auger Scintillator for Composition II*. El II final hace referencia al hecho de que es el segundo proyecto dentro de Auger para determinar composición utilizando detectores de centelleo.

ASC-II está diseñado para ser instalado sobre una estación de superficie del Observatorio Pierre Auger. Además, la salida de datos y la alimentación del detector se realizan a través de la electrónica del tanque.

4.1. Centelladores

La principal característica de un material centellador es la de emitir luz cuando es atravesado por radiación ionizante. Este proceso es uno de los métodos de detección más utilizados para la detección de muchos tipos de radiación. Un centellador ideal debería cumplir con los siguientes requisitos:

- Debería convertir la energía cinética de las partículas cargadas en luz con una alta eficiencia,
- Esta conversión debería ser lineal. Es decir, proporcional a la energía depositada, en el mayor rango posible,
- El medio debería ser transparente en el rango de longitudes de ondas emitidas,
- El tiempo de decaimiento de la luminiscencia producida debería ser corto, y
- Debería tener un índice de refracción cercano a 1,5 para poder ser fácilmente acoplado a detectores de vidrio como fotomultiplicadores.

Hay varios tipos de materiales centelladores. Los más utilizados incluyen cristales inorgánicos, como por ejemplo yoduro de sodio, y materiales orgánicos, que pueden ser líquidos o plásticos. Los centelladores orgánicos tienen una respuesta más rápida pero la cantidad de luz emitida es típicamente menor. Por otro lado los centelladores orgánicos son más baratos, lo cual los hace más adecuados para detectores de gran extensión [29].

Nuestro detector utiliza barras de centellador plástico. Estas barras están hechas de poliestireno, dopadas con 1 % de PPO (primer dopante) y 0,03 % de POPOP (segundo dopante), similares a las de los detectores de MINOS [30]. El segundo dopante es un *wavelength shifter* (WLS). Es decir, que absorbe la luz emitida por el primer dopante y la reemite en una longitud de onda de interés, típicamente en el rango del azul o violeta. El objetivo es conseguir un centellador que emita en el azul para poder acoplarlo a una fibra verde [31].

Es importante conocer la respuesta del centellador al pasaje de las partículas. En particular, va a ser de interés el *stopping power* para electrones y muones. Los mismos pueden observarse en las figuras 4.1 y 4.2. La curva para electrones corresponde a poliestireno sin ningún dopante, ya que asumimos que el pequeño dopaje no influye de manera significativa en el *stopping power*.

Vemos que en el caso de los muones el *stopping power* es cercano a $2 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$ en un amplio rango de energías con una discrepancia menor al 7%. En el caso de los electrones ocurre algo parecido, pero en un rango menor de energía, aproximadamente entre 1 MeV y 10 MeV. Esto nos dice que la respuesta del centellador es, en un rango de

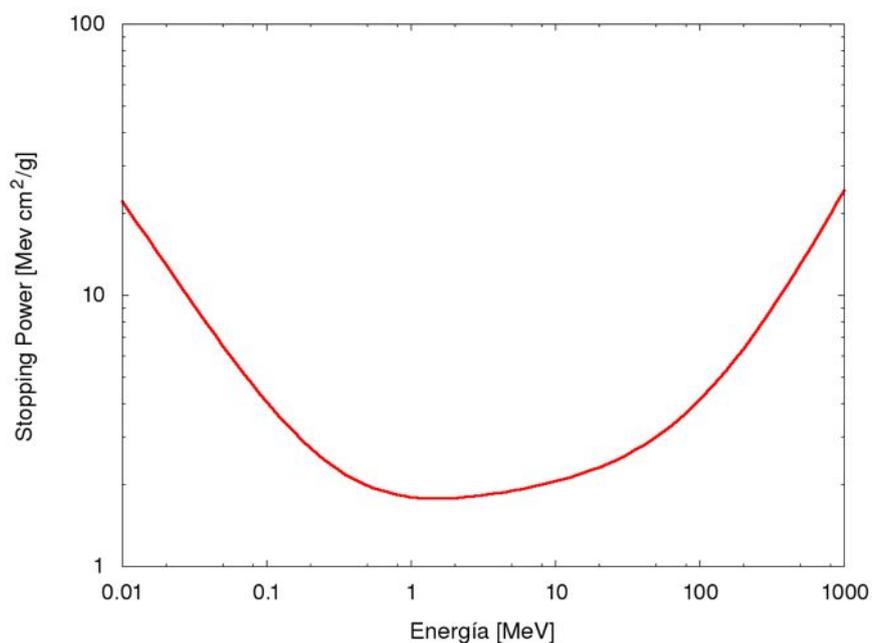


Figura 4.1: *Stopping power* para electrones en poliestireno. Datos extraídos de [32].

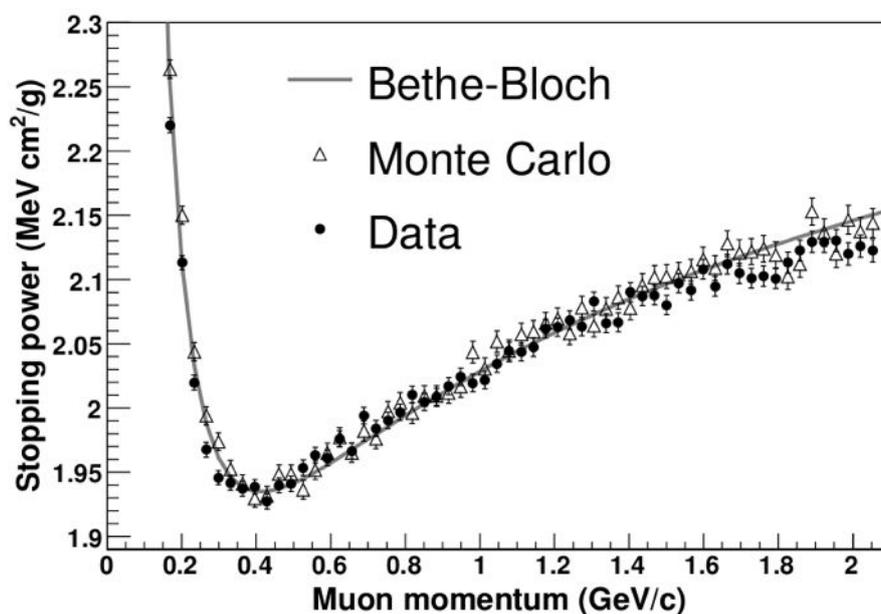


Figura 4.2: *Stopping power* para muones en barras de centellador de poliestireno de MINOS. Imagen extraída de [33].

energía, similar para electrones y muones. La señal depositada por electrones y muones en el centellador es usualmente conocida como MIP (*Minimum Ionizing Particle*).

En algunos análisis asumiremos, por simplicidad, un *stopping power* de $2 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$, tanto para electrones como para muones. Para cálculos detallados, hay que tener en cuenta la curva medida.

4.2. Fibra Óptica

Las fibras ópticas utilizadas tienen un diámetro de 1,2 mm están dopadas con un WLS que absorbe la luz azul emitida por el centellador y la reemite en el verde. Dado que la emisión es isotrópica, aproximadamente el 3% se va a propagar por la fibra óptica. Esto permite que la luz ingrese a la fibra por los laterales y no sólo por uno de los extremos.

Otra característica importante de las fibras utilizadas es el *cladding* que consiste en revestir el material del centro de la fibra con un segundo material de índice de refracción levemente distinto. Esto hace que el ángulo de reflexión interna dentro del material central sea independiente de variaciones de las condiciones exteriores como temperatura, humedad o el contacto con otros objetos.

4.2.1. Atenuación de la luz

Al propagarse por la fibra, la luz va siendo atenuada. Esto va a limitar la longitud de fibra que podemos utilizar y, a su vez, el tamaño del detector. Por lo tanto uno de los parámetros a tener en cuenta en el diseño de detectores que utilicen fibras ópticas es la longitud de atenuación de la luz.

Para determinar la longitud de atenuación de la luz en las fibras ópticas utilizadas hicimos mediciones de intensidad de luz en función de la distancia. Utilizamos un LED violeta para inyectar la luz en la fibra, el cual se colocó dentro de un difusor para independizarse de las condiciones de acoplamiento entre el LED y la fibra. La intensidad de la luz fue medida utilizando un PMT y un osciloscopio. La medición se hizo de manera sincrónica. Es decir, la señal de entrada a LED era una señal periódica y, de esta manera, podemos medir con el osciloscopio y estar seguros de que medimos la señal deseada.

En la figura 4.3 se puede observar el resultado de la medición. El ajuste corresponde a la suma de dos exponenciales, función típicamente utilizada para la atenuación de este tipo de fibras [34]. Los resultados muestran que aproximadamente un 12% de la luz se atenúa con una longitud típica corta del orden de 27 cm. El 88% restante se atenúa con una longitud larga del orden de 6 m. Este tipo de comportamiento puede deberse a que hay presentes dos tipos de mecanismo de atenuación. El de longitud más corta podría estar asociado a pequeñas irregularidades en la fibra. Una vez recorrida la longitud corta, el haz de luz tiene las características adecuadas para propagarse por la fibra. En este momento, comienza a dominar la absorción en la fibra que tiene una longitud típica mayor. Esto último no fue corroborado experimentalmente.

Este resultado nos muestra que en 1 m de fibra, de la que tenemos disponible en el laboratorio, se atenúa un 25% de la luz.

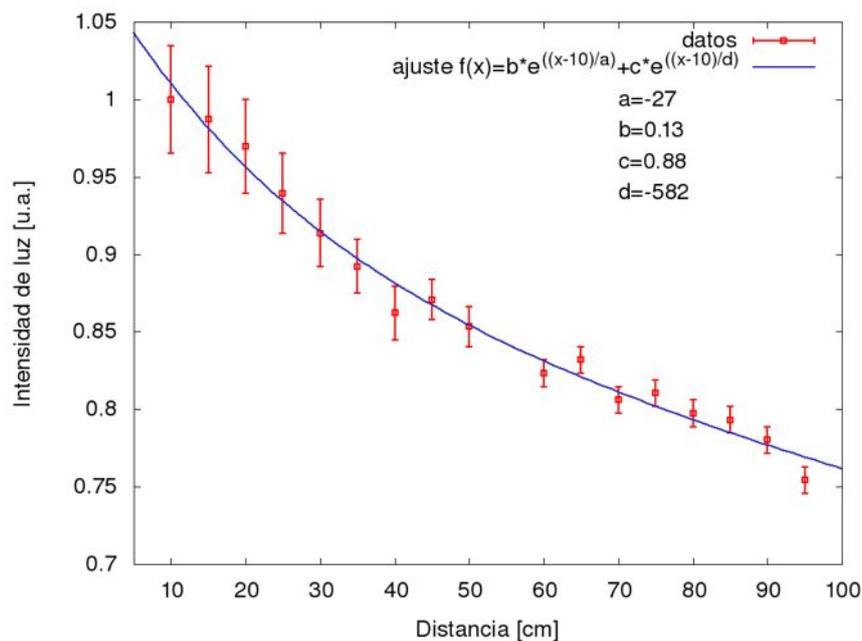


Figura 4.3: Medición de la atenuación en la fibra óptica. Se observa una atenuación del 25 % en 90 cm de fibra. El ajuste corresponde una suma de dos exponenciales.

4.2.2. Plateado de la fibra

La atenuación de la luz en la fibra óptica es un problema por dos razones. Por un lado está la obvia disminución de la señal y con ello el aumento relativo de las fluctuaciones. El segundo problema está asociado con la no homogeneidad del detector. Debido a la atenuación de la luz, un mismo evento físico va a ser detectado como una señal más grande si se produce cerca del fotomultiplicador que si se produce lejos, recorriendo una longitud de fibra óptica mayor. Esto último introduce una incerteza en la medición ya que en nuestro detector no somos sensibles a posición.

Una posibilidad para disminuir estos dos efectos no deseados es lograr que la luz se refleje el extremo más lejano de la fibra óptica. De esta manera la luz que viaja en el sentido opuesto al fotomultiplicador es reflejada en el extremo del detector y luego propagada en el sentido correcto. De funcionar este mecanismo se reducirían los dos efectos mencionados. Por un lado, tendremos más luz y, por lo tanto, más señal, aumentando la relación señal ruido. Por otro lado, para que el efecto sea visible, la luz reflejada en el extremo tiene que propagarse hasta el fotomultiplicador, esto nos dice que el mecanismo va a ser más efectivo lejos del fotomultiplicador, dado que la luz que se refleja tiene un camino más corto que recorrer. Por lo tanto esto disminuiría la inhomogeneidad del detector con la distancia, debida a la atenuación en la fibra.

Conociendo la atenuación en la fibra óptica, podemos ver con una simple cuenta cómo el espejado del extremo de la fibra modifica la homogeneidad del detector. En las figuras 4.4 y 4.5 se muestra la cantidad de luz detectada como función de la distancia

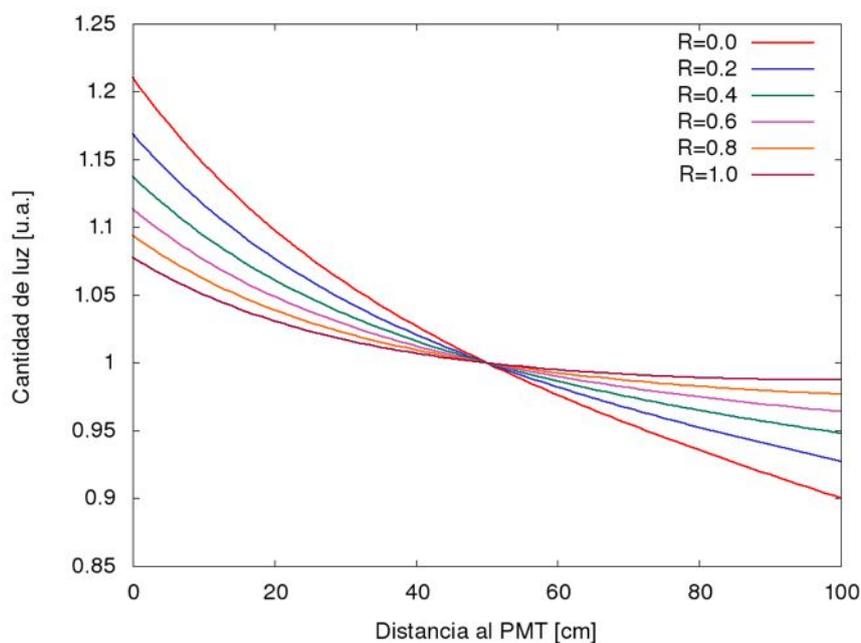


Figura 4.4: Cantidad de la luz detectada como función de la distancia al fotomultiplicador, con una fibra de 1 m. Se muestran distintos valores de reflexión. Las curvas fueron normalizadas a la distancia media para ver sólo el efecto de la homogeneidad del detector.

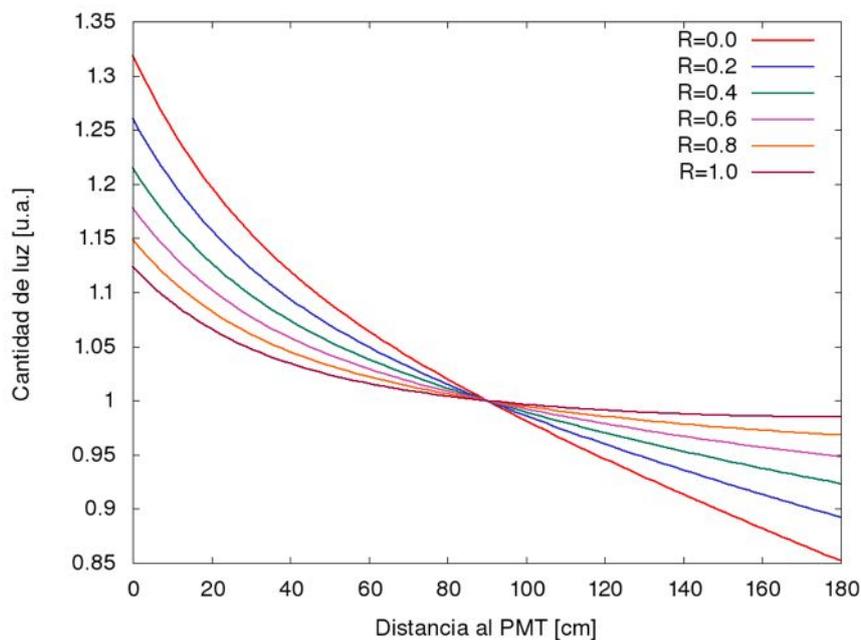


Figura 4.5: Cantidad de la luz detectada como función de la distancia al fotomultiplicador, con una fibra de 1,8 m. Se muestran distintos valores de reflexión. Las curvas fueron normalizadas a la distancia media para ver sólo el efecto de la homogeneidad del detector.

al PMT para fibras de 1 m y 1,8 m respectivamente. Las distintas curvas corresponden a distintos valores del coeficiente de reflectividad. Las curvas están normalizadas a la distancia media para observar la homogeneidad y no la cantidad de luz absoluta. Vemos

que para 1,8 m de fibra, podemos disminuir las inhomogeneidades del orden del 30%, para la fibra sin espejar, a menos del 10% para reflexión total. Además la cantidad de luz en el punto medio de la fibra aumentaría un 12%.

Como parte del presente trabajo tratamos de espejar el extremo de una fibra utilizando dos métodos. El primero fue un plateado químico utilizando nitrato de plata. Este proceso es usual en la construcción de espejos para telescopios y está explicado en [35]. A través de este método no logramos espejar la fibra. Las pequeñas cantidades de las soluciones necesarias para el espejado hicieron difícil la preparación. El segundo método consistió en colocar una pequeña gota de pintura de plata en el extremo de la fibra pero esto no dio los resultados esperados y la cantidad de luz medida no mejoró. Esto nos dice que la reflectividad lograda fue muy baja o nula.

Hay varios aspectos a tener en cuenta a la hora de lograr el efecto buscado. Por un lado el espejado de la fibra debe dar lugar a una buena reflectividad. Además la superficie a espejar debe ser perpendicular a la dirección de propagación con muy buena precisión porque de lo contrario la luz podría ser reflejada pero con un ángulo inadecuado para su posterior propagación en la fibra. Por último el método a utilizar debe ser repetible con la misma eficiencia en más de una fibra, porque de lo contrario agregaríamos una inhomogeneidad extra entre las distintas barras.

4.3. Concepto del detector

ASC-II consiste básicamente en una capa delgada de centellador plástico, de aproximadamente 1 cm de espesor. Esta capa está formada por barras de material centellador, revestidas de un material de alta reflectividad que evita que la luz salga de las mismas. Cada una de estas barras lleva una fibra óptica pegada, ver figura 4.6. Las barras tienen una sección transversal de $41 \times 10 \text{ mm}^2$.

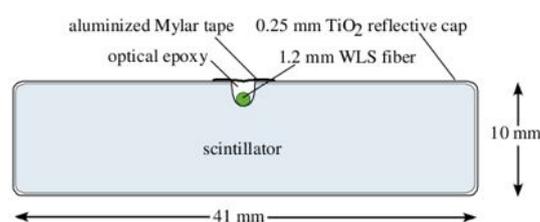


Figura 4.6: Corte transversal de una barra de material centellador. Se puede observar la capa exterior de material altamente reflejante y la disposición de la fibra óptica.

La fibra óptica es responsable de captar la luz emitida por el centellador, típicamente azul, reemitirla en el verde y guiarla hasta un fotomultiplicador. Una representación esquemática de este proceso puede verse en la figura 4.7.

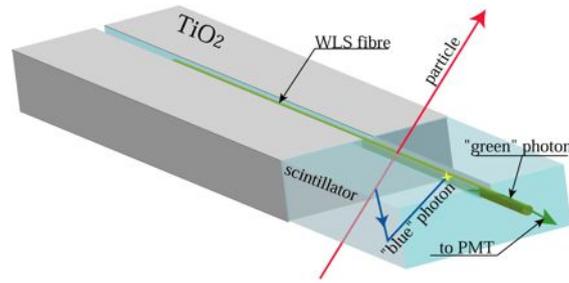


Figura 4.7: Representación esquemática del proceso de centelleo y de la absorción, en el azul, y posterior reemisión, en el verde, en la fibra óptica. Imagen tomada de [34]

Detectores con un principio de funcionamiento similar son usados en los detectores de MINOS y OPERA. En el observatorio Pierre Auger, se encuentra en etapa de desarrollo un detector de centelleo para composición llamado AMIGA [36]. AMIGA es un contador de muones, por lo tanto, para medir adecuadamente, tiene que suprimir mediante blindaje la componente electromagnética de la lluvia. Por esa razón, los detectores de AMIGA son enterrados a una profundidad de 2,5 m de profundidad en las cercanías de las estaciones del detector de superficie del Observatorio Pierre Auger. Esto hace que la medición sea precisa pero complica y encarece la instalación.

La idea detrás de ASC-II es lograr un detector simple y de fácil instalación. Está pensado para ser ubicado sobre un detector de superficie de Auger. Un detector de las características de ASC-II tendrá una respuesta muy distinta al pasaje de partículas cargadas, particularmente electrones y muones, a la de un detector de superficie del Observatorio Pierre Auger.

Como dijimos anteriormente, esperamos que ASC-II tenga una respuesta muy similar a electrones y muones. Por otro lado la respuesta de los tanques de auger a electrones y muones es muy diferente. Mientras que los muones atraviesan completamente el tanque, dejando una señal proporcional a la longitud recorrida dentro del tanque, los electrones depositan toda su energía en el tanque y son absorbidos. Por lo tanto, de manera simplificada, tenemos el siguiente sistema de ecuaciones para las señales:

$$S_{tanque} = C_{tanque}^{\mu} N_{\mu} + C_{tanque}^e N_e \quad (4.1)$$

$$S_{ASC-II} = C_{ASC-II}^{\mu} N_{\mu} + C_{ASC-II}^e N_e. \quad (4.2)$$

Esto es una simplificación demasiado burda del problema, ya que la señal en el tanque tiene una componente que proviene de los fotones, mientras que en el centellador esta componente puede ser despreciada. A pesar de esto, como vimos en el capítulo de lluvias atmosféricas, la cantidad de fotones y electrones de la lluvia están relacionadas.

Esto nos indica que la señal en el tanque puede ser parametrizada en función de una componente muónica y otra electromagnética.

La idea principal para el funcionamiento de ASC-II radica en el hecho de que tener dos mediciones complementarias de la lluvia podría dar lugar a una separación de las componentes muónica y electromagnética de la lluvia, y de esta manera obtener información acerca de la composición del rayo cósmico primario.

Por otro lado, vimos que la universalidad de la lluvia aseguraba que la edad de la lluvia, la energía del primario y el número de muones determinaban por completo las características de la lluvia. Por lo tanto, tener un detector como ASC-II podría ayudar a comprobar de manera experimental estas ideas sostenidas en parte por simulaciones. Esto sería importante ya que en la actualidad se están desarrollando varios métodos para utilizar la universalidad para parametrizar la señal del detector de superficie.

4.4. Sumario

En este capítulo comentamos las características generales de nuestro detector y su principio de funcionamiento. ASC-II es un detector de centelleo diseñado para ser instalado sobre una estación de superficie del Observatorio Pierre Auger y brindar información complementaria a la detección de las lluvias atmosféricas con el objetivo de determinar la composición de los rayos cósmicos primarios.

Hicimos una descripción de los principales componentes del detector, es decir, las barras centelladoras y las fibras ópticas. Caracterizamos las fibras ópticas disponibles en el laboratorio a través de una medición de la atenuación. Además exploramos la posibilidad de espejar el extremo de la fibra óptica, con dos métodos, para disminuir la atenuación y mejorar la homogeneidad del detector. Los resultados obtenidos no fueron positivos.

Por último explicamos de qué manera ASC-II podría brindar información complementaria al arreglo de superficie de Auger. Teniendo una medición conjunta esperamos ser capaces de separar las componentes muónica y electromagnética de la lluvia. Esta información sería relevante para la determinación de la composición de los rayos cósmicos primarios, así como también para hacer un análisis experimental de la universalidad de lluvias hadrónicas.

Capítulo 5

Prototipo de ASC-II

“Para tener éxito, la planificación sola es insuficiente. Uno debe improvisar también”

— Salvor Hardin «Fundación», Isaac Asimov

En el mes de noviembre del 2010 fue instalado en el Observatorio Pierre Auger un pequeño prototipo de ASC-II . El objetivo de esto fue hacer una primera prueba de la tecnología de ASC-II en el arreglo de superficie.

Este prototipo fue pensado para ser un detector de simple construcción e instalación. En cierto modo es un detector parásito del arreglo de superficie de Auger ya que toma la energía necesaria para su alimentación de uno de los tanques. Además envía sus señales por la cadena de datos de Auger, sin necesidad de grandes modificaciones en las estaciones de SD.

A lo largo de este capítulo vamos a describir el diseño y la caracterización de este detector.

5.1. El detector

La parte activa del detector consta de 11 barras de centellados con una sección transversal de $10 \times 41 \text{ mm}^2$ y un largo de 50 cm, completando así una superficie activa de $0,25 \text{ m}^2$. La longitud total de las fibras es de aproximadamente 80 cm. Las fibras ópticas están pegadas a las barras de centellador utilizando un adhesivo epoxy cuyas propiedades optimizan la transferencia de luz entre la barra y la fibra.

Las fibras ópticas están acopladas a través de un buje plástico (*cookie*) a un fotomultiplicador Hamamatsu R1463 [37] de 13 mm de diámetro. Este fotomultiplicador tiene la propiedad de tener una alta eficiencia en el verde, que es la frecuencia de emisión de la fibra óptica. En la figura 5.3 podemos observar la eficiencia cuántica del PMT como función de la longitud de onda de la luz incidente.



Figura 5.1: Fotografía del interior del prototipo y detalle de los principales componentes del detector.



Figura 5.2: Fotografía del fotomultiplicador Hamamatsu R1463

Las señales de salida del fotomultiplicador son acondicionadas por la electrónica del detector de tal manera de poder ser enviadas a través de la cadena de datos de Auger. El detector está diseñado para ser conectado en el canal correspondiente a uno de los ánodos de los PMT del tanque. De esta manera, para instalar ASC-II la única modificación necesaria de la estación de SD es desconectar el ánodo de un PMT. Como explicamos con anterioridad, los ánodos son sólo utilizados en el caso de que la señal del último dínodo está saturada.

5.1.1. La electrónica del detector

La electrónica del detector tiene dos objetivos principales: la polarización y control del fotomultiplicador y el acondicionamiento de las señales de salida.

La potencia necesaria para el funcionamiento del detector es tomada directamente del detector de superficie. La potencia disponible en las baterías de los tanques es de aproximadamente 10 W, de los cuales 8,9 W se utilizan habitualmente. Esto nos da un margen de 1,1 W para la potencia de ASC-II .

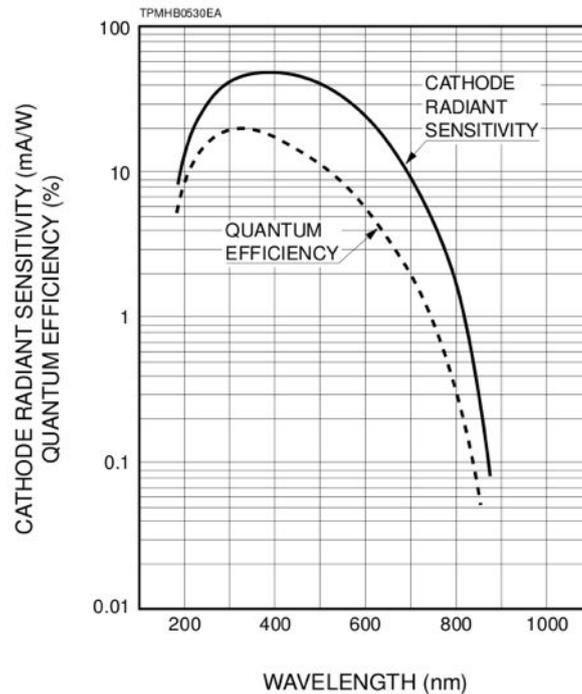


Figura 5.3: Eficiencia del fotomultiplicador Hamamatsu R1463 en función de la longitud de onda de la luz incidente. Vemos que tiene una alta eficiencia en el verde ~ 510 nm

El consumo de ASC-II está dominado fuertemente por la fuente de alta tensión que polariza el fotomultiplicador, Hamamatsu C4900-01[38], la cual es alimentada por una fuente de 12 V. En la figura 5.4 podemos observar el consumo de ASC-II como función de la tensión de polarización del PMT. Como se puede ver, hasta tensiones de 1200 V nos mantenemos por debajo del límite de 1,1 W impuesto por la potencia disponible en las condiciones de campo del detector.

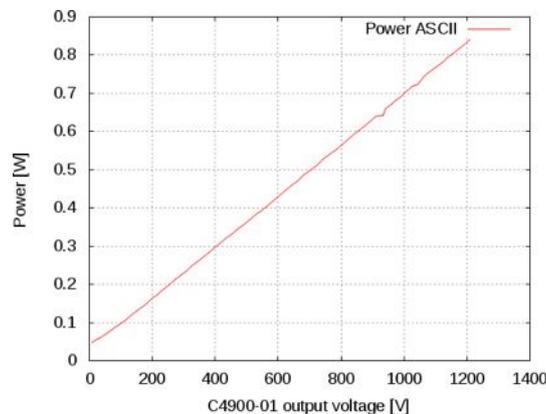


Figura 5.4: Potencia requerida por la electrónica de ASC-II como función de la tensión de polarización del PMT. Hasta tensiones de 1200 V nos mantenemos por debajo del límite de 1,1 W impuesto por la potencia disponible en el tanque.

La tensión de salida de la fuente de alta tensión es fijada a través de una tensión de

control externa (V_{ctl}). Ajustando V_{ctl} entre 0 V y 5 V fijamos la tensión de salida de la fuente ente 0 V y 2000 V. En la figura 5.5 vemos los dos posibles circuitos de control de la salida de la fuente de alta tensión y un gráfico de la tensión de salida medida como función de la tensión esperada para distintos valores de la tensión de control.

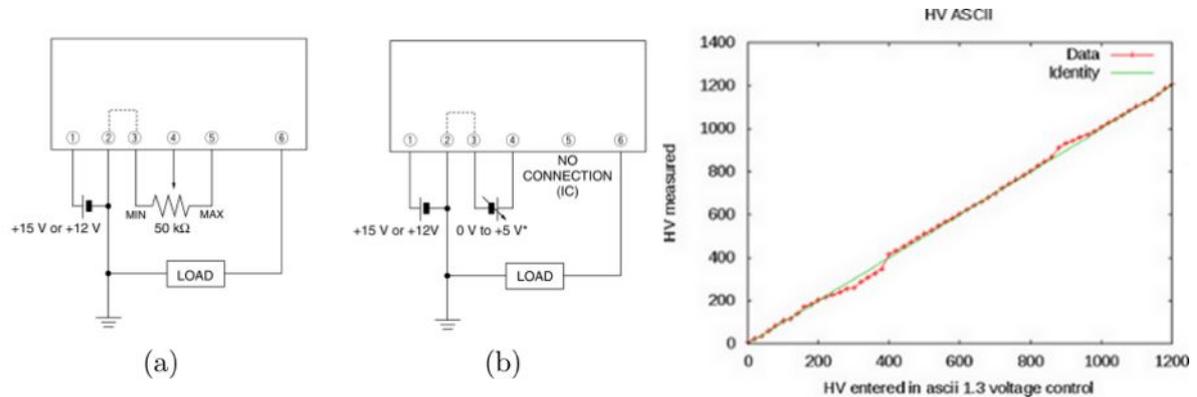


Figura 5.5: Izquierda: posibles circuitos de control de la salida de la fuente de alta tensión. Derecha: tensión de salida medida como función de la tensión esperada para distintos valores de la tensión de control

Las tensiones de polarización de los dínodos y el ánodo del PMT son fijados a través de un divisor de tensiones. En la figura 5.6 se muestra el circuito utilizado para este fin.

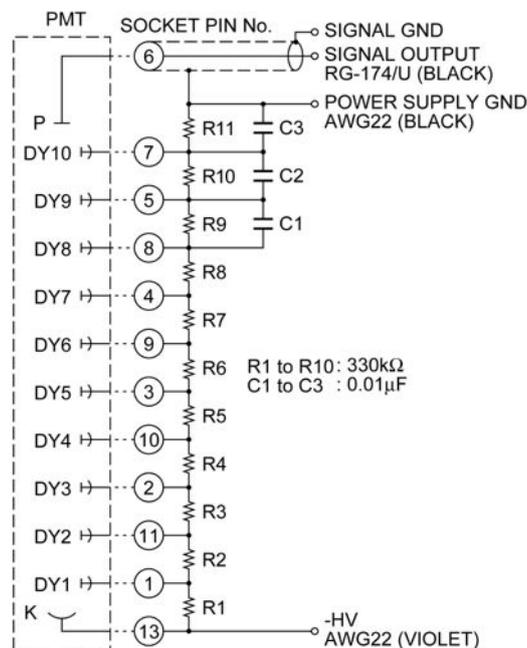


Figura 5.6: Circuito recomendado por Hamamatsu para la polarización del PMT R1463.

Dado que queremos enviar las señales de ASC-II por la cadena de datos de Auger, necesitamos adecuar las señales para que se parezcan a la de los tanques. Hay dos di-

ferencias fundamentales entre las señales del centellador y las del tanque. Por un lado las señales del centellador son de menor amplitud y tienen tiempos característicos menores. Por lo tanto la electrónica debe amplificar y alargar temporalmente las señales. Esto se logra a través de un circuito conocido como *shaper*. En la figura 5.7 se muestra el circuito esquemático del *shaper*. Para su funcionamiento, el amplificador del *shaper* requiere ser alimentado con tensiones de $+3,3\text{ V}$ y $-3,3\text{ V}$.

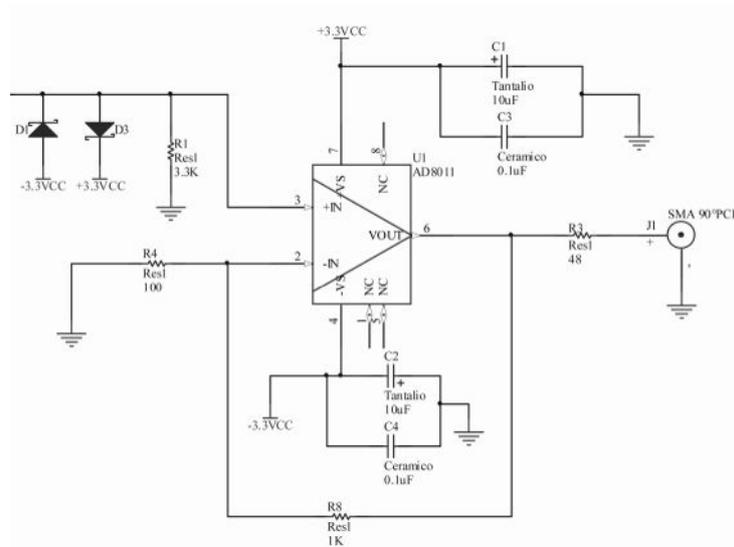


Figura 5.7: Circuito esquemático del *shaper*. La señal de entrada es amplificada y extendida temporalmente.

Para caracterizar la respuesta del *shaper* se hicieron simulaciones y mediciones de su respuesta en frecuencia. En la figura 5.8 podemos ver el diagrama de Bode del *shaper* obtenido a través de mediciones y simulaciones.

Una vez que las señales de ASC-II ingresan a la electrónica del tanque son procesadas como la señal del ánodo de un PMT. No es necesaria ninguna modificación en la electrónica o en el software de procesamiento del tanque. De esta manera podemos tener acceso a los datos de nuestro detector a través de la cadena de datos de Auger sin necesidad de un sistema de comunicación propio.

Podemos mencionar también que, debido al diseño de la electrónica, la saturación de la señal de las señales de ASC-II se da a aproximadamente 1 V , mientras que los ADC las señales de los fotomultiplicadores saturan a 2 V . Dado que los ADC de la electrónica de Auger trabajan en el rango de 0 V a 2 V , el rango dinámico de nuestro detector va a ser menor que el de los PMT. La saturación de las señales de ASC-II se da a 600 Cuentas ADC.

Las tensiones de alimentación de la fuente de alta tensión y del amplificador del *shaper* son tomadas de la *Local Station* del tanque. Esto se hace derivando las tensiones de la alimentación de uno de los PMT a través de una "T", de tal manera que el PMT

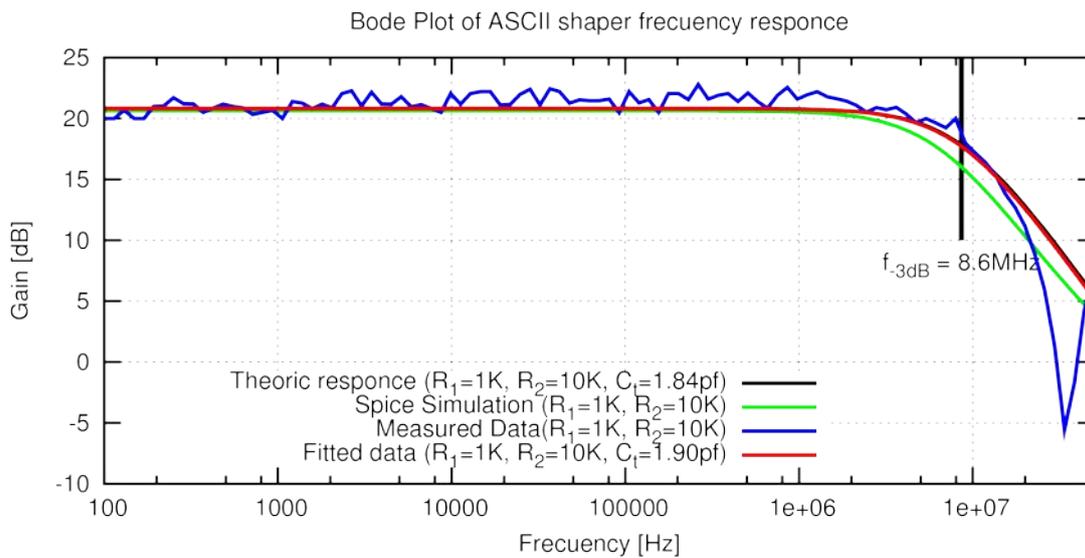


Figura 5.8: Respuesta en frecuencia del *shaper*.

del tanque siga estando alimentado.

Por último la electrónica del detector cuenta con un sensor de temperatura AD592 [39] que nos servirá para corroborar que el detector se mantenga dentro de un rango de temperatura adecuado para su funcionamiento.

5.1.2. Diseño mecánico

ASC-II está pensado para ser instalado sobre una de las estaciones de superficie. Por lo tanto a la hora del diseño hay que tener en cuenta varios aspectos. Se debe evitar el potencial sobrecalentamiento producido por la exposición continua al sol y la entrada de humedad al detector. Por otra parte, la parte exterior del detector debe evitar la entrada de luz, debido a que el fotomultiplicador es extremadamente sensible.

La cubierta exterior del detector, que contiene la parte activa y la electrónica fue diseñada para tener en cuenta estos factores. La caja está hecha de PVC. La tapa y la entrada de los cables de alimentación y señal tienen trampas que evitan la entrada de la luz.

Toda la estructura de PVC está recubierta con chapa galvanizada y sellada con cinta de aluminio. Esto último sirve como blindaje para la entrada de luz al detector.

El sobrecalentamiento del detector por la exposición al sol es un factor de gran importancia. Para evitar este problema se agregó sobre el detector una segunda chapa galvanizada, separada de la primera (ver figura 5.9). De esta manera, la circulación de aire mantiene al detector en un rango de temperatura aceptable para su correcto funcionamiento. En la figura 5.10 se observa la temperatura del prototipo de ASC-II y de los PMT de la estación de superficie donde fue instalado durante los días 11, 12,

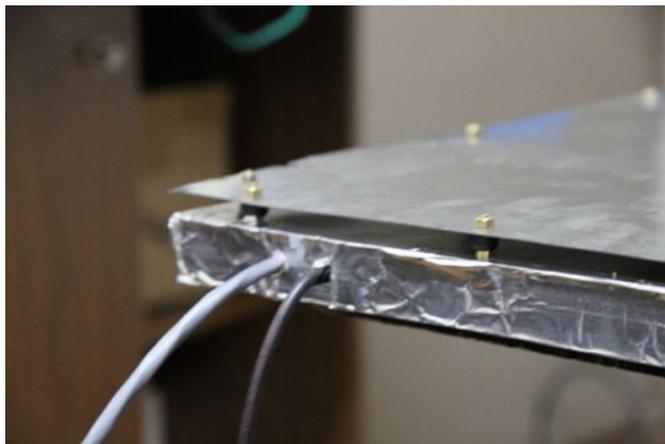


Figura 5.9: Detalle del sistema de doble techo implementado en ASC-II para evitar el sobrecalentamiento del detector.

13 y 14 de enero de de 2012. La temperatura de ASC-II es siempre menor que la de los PMT del tanque, manteniéndose en un rango adecuado. Podemos concluir entonces que el sistema diseñado para evitar el sobrecalentamiento funciona correctamente.

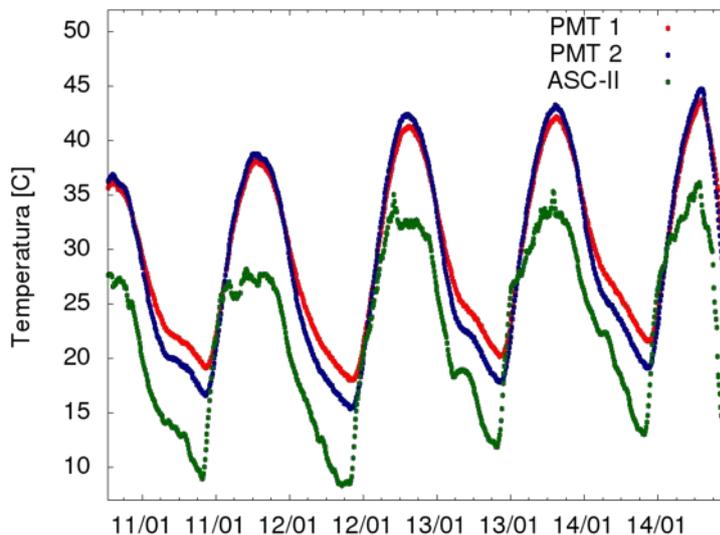


Figura 5.10: Temperatura del prototipo de ASC-II y los fotomultiplicadores de la estación de SD donde fue instalado durante los días 11, 12, 13 y 14 de enero de 2012. Vemos que la temperatura de ASC-II se mantiene sistemáticamente por debajo de la temperatura de los PMT, en un rango adecuado para su correcto funcionamiento.

Por último podemos señalar que toda la estructura externa, es decir, la caja de PVC, las chapas galvanizadas exteriores y el doble techo, está unida mediante 24 tornillos pasantes, colocados cada 10 cm alrededor de todo el perímetro del detector.

5.1.3. Instalación del detector

La instalación del detector se realizó a mediados de noviembre del 2010. La estación elegida fue la número 949, llamada Cuixart. Cuixart es parte del llamado hexágono de prueba, un conjunto de 7 detectores que forma parte del arreglo de SD y que sirve para probar cambios en los detectores. Estos detectores se encuentran en el borde del arreglo para no interferir en eventos de calidad y para ser de fácil acceso.



Figura 5.11: Fotografía de la ubicación de ASC-II en la estación 949 Cuixart



Figura 5.12: Fotografía de la conexión de ASC-II a la *Local Station* de Cuixart. Se observa que el ánodo del PMT 3 fue reemplazado por la señal de ASC-II y que una “T” deriva la alimentación de ASC-II del puerto de alimentación del PMT 3.

La salida de señal de ASC-II se conectó en el canal del ánodo del PMT 3 de Cuixart. La alimentación de la electrónica se tomó de una derivación de la alimentación del PMT 3 del tanque. En la figura 5.12 se observa una foto de la conexión de ASC-II a la *Local*

Station de Cuixart. La tensión del PMT de ASC-II fue fijada a un valor de 800 V utilizando un potenciómetro.

Esto es a lo que nos referíamos al decir que ASC-II es un detector parásito de una estación de superficie. Con pequeñas modificaciones en el tanque y sin necesidad de sistemas de generación de energía o de comunicación podemos tener al detector instalado y funcionando en pocos minutos. Esta es una de las principales características del detector.

Desde mediados de noviembre de 2010, cuando fue instalado, hasta mediados de enero de 2012 el prototipo de ASC-II funcionó adecuadamente sin necesidad de asistencia externa. A partir del día 16 de enero de 2012 se observó una fuerte caída en la ganancia del detector.

Para tratar de encontrar la fuente del problema verificamos la temperatura del detector durante ese día, pero no encontramos nada inusual. Tampoco se registraron tormentas eléctricas ni grandes vientos durante ese día en la zona del detector.

En septiembre de este año, trajimos el detector nuevamente a Bariloche. De esta manera pudimos determinar que la falla se encontraba en el amplificador del *shaper*. Verificamos además que tanto el fotomultiplicador como la fuente de alta tensión funcionan correctamente. No hemos podido determinar si el problema se debió a una falla casual del componente o si hubo algún problema externo como condensación de humedad en la placa. Reemplazamos el componente dañado y la electrónica está funcionando correctamente.

Hasta la fecha el prototipo no se volvió a instalar en una estación de superficie y se encuentra en Bariloche.

5.2. Los datos

Uno de los objetivos de este trabajo es analizar los datos medidos por el prototipo durante todo el 2011. A partir de esto nos gustaría poder estimar el tamaño necesario de ASC-II para hacer física con el detector. Durante todo el año 2011 se registraron 1579 eventos que contienen a la estación 949, Cuixart, donde ASC-II estuvo instalado.

Dado que las señales de ASC-II son enviadas a través de la cadena de datos de Auger, para poder acceder a los datos tuvimos que aprender a utilizar los programas diseñados para el análisis de datos de Auger, así como también desarrollar nuevas herramientas con fines particulares. Las más importantes consistieron, por ejemplo, en determinar del total de eventos del observatorio aquellos en los cuales formara parte Cuixart. Salvo que se especifique lo contrario, trabajaremos utilizando eventos físicos, es decir, aquellos que cumplen con los requisitos del *trigger* T4.

En la figura 5.13 podemos ver una traza típica de ASC-II. Vemos que, a pesar de que las señales de salida están alargadas temporalmente por el *shaper*, las señales

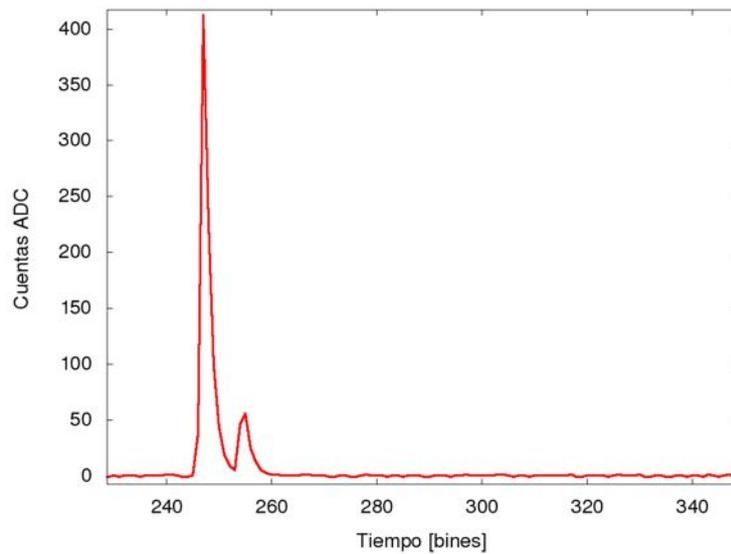


Figura 5.13: Ejemplo de una traza de ASC-II de un evento de agosto de 2011.

típicas de ASC-II son más cortas que las del tanque. Esto se debe a que la respuesta del centellador es muy rápida y a la geometría de nuestro detector.

Resulta de gran utilidad hacer un gráfico de la señal en ASC-II como función de la señal en el tanque. Con señal en este caso nos referimos a la carga integrada de la traza para cada evento. La señal de ASC-II la medimos en cuentas ADC de carga y la señal en el tanque en VEM, ver capítulo 3.

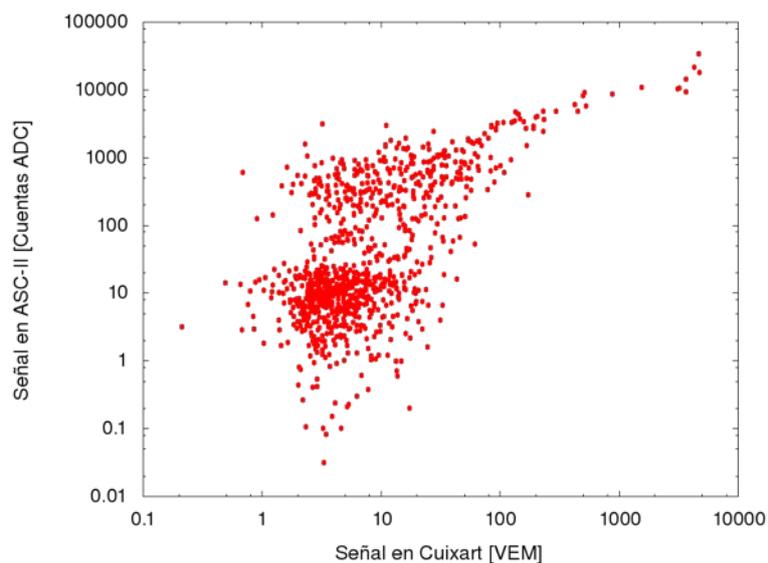


Figura 5.14: Señal integrada en ASC-II como función de la señal en el tanque para eventos T4 que tienen señal en Cuixart.

Podemos observar en la figura 5.14 que los eventos están distribuidos en dos poblaciones, una con grandes fluctuaciones, a baja señal y la otra, a mayor señal, que tiene

una dependencia clara con la señal en el tanque.

Para entender el por qué de este comportamiento es conveniente recordar que el tamaño de ASC-II es 40 veces menor que el del tanque. Esto nos indica que a baja señal, donde el número de partículas que ingresan al tanque es bajo, podría haber casos con ninguna partícula en ASC-II. Esto quiere decir que la señal medida en ASC-II será producto de las fluctuaciones de la línea de base y no señal depositada por partículas. De esta manera la población con grandes fluctuaciones a baja señal podrían corresponder a eventos sin señal en ASC-II.

Para corroborar esta hipótesis, lo primero que hicimos es estudiar las fluctuaciones de la línea de base de ASC-II. Para ello utilizamos los bins anteriores al disparo del evento de la traza. Un histograma de las fluctuaciones de la línea de base de ASC-II es mostrado en la figura 5.15. Los valores tienen una distribución gaussiana con una media en 0 y un ancho típico de 0,6 Cuentas ADC. Se puede ver que si bien la curva es bien ajustada por una gaussiana, los datos parecen mostrar un doble máximo para valores cercanos a 0, uno hacia valores negativos y otro hacia valores positivos. Pensamos que quizá esto podía deberse a variaciones en la electrónica inducidas por la temperatura. Esto puede deberse a que las señales son discretas (cuentas ADC) mientras que el valor de la línea de base es un número real que proviene de un ajuste. Esto hace que, si bien el valor medio es nulo, los valores más probables de la señal de línea de base se corresponda sean cercanos a cero pero levemente menores o mayores.

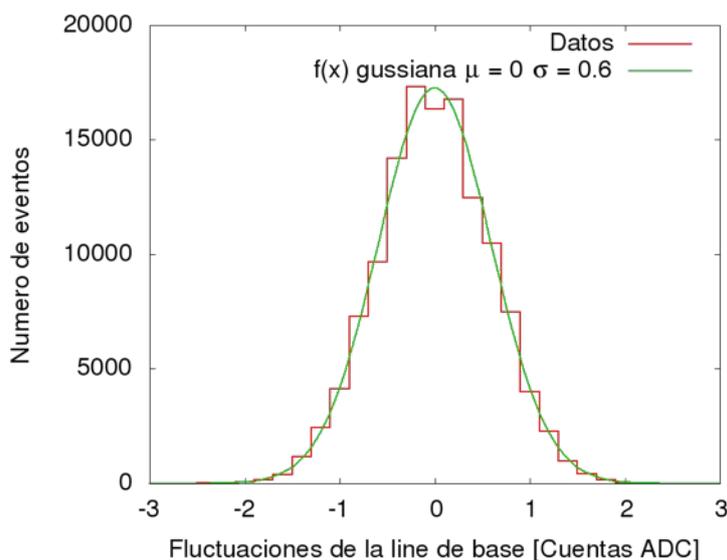


Figura 5.15: Fluctuaciones de la línea de base de ASC-II. El histograma está hecho utilizando los bins correspondientes a tiempos anteriores al disparo del evento. En verde se muestra una función gaussiana obtenida de un ajuste de los datos.

Una vez que conocemos cómo fluctúa la línea de base de nuestro detector podemos determinar un criterio para distinguir los eventos “falsos”, donde la señal está dada

por fluctuaciones de la línea de base, de los eventos “reales” en los cuales la señal corresponde al pasaje de partículas por nuestro detector. El criterio elegido para ello fue quedarnos con los eventos cuyo valor máximo en la traza es mayor a 5σ de las fluctuaciones de la línea de base. Es decir, que vamos a determinar como eventos con señal en ASC-II a aquellos eventos en los cuales el máximo de la traza es mayor a 3 Cuentas ADC.

Una vez definido este criterio podemos aplicarlo a los eventos. En la figura 5.16 vemos separados en dos colores los eventos que cumplen el corte propuesto y aquellos que no. Claramente la población a baja señal está compuesta por aquellos eventos sin señal en ASC-II donde la traza corresponde a fluctuaciones de la línea de base.

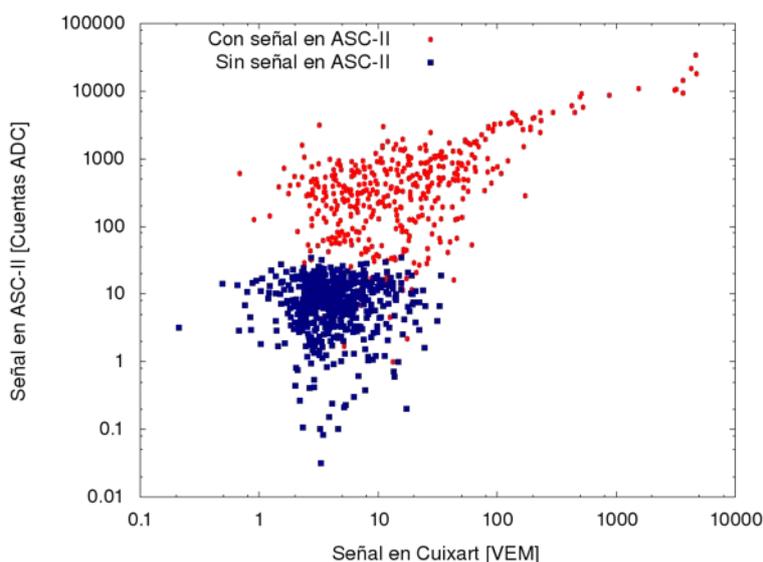


Figura 5.16: Carga integrada en ASC-II en función de la señal depositada en Cuixart para eventos T4. En rojo se muestran los eventos que dejaron señal en ASC-II (328 eventos) y en azul los que corresponden a fluctuaciones de la línea de base (959 eventos).

Esto nos indica que de los 1579 eventos T4 que contienen a Cuixart registrados durante 2011 sólo 416 tienen señal en ASC-II. En la figura 5.17 se puede observar la señal en ASC-II como función de la señal en Cuixart para los eventos con señal en ambos detectores. En la zona de bajas señales se observan grandes fluctuaciones debido a que el número de partículas que atraviesan ASC-II en estos eventos es muy bajo.

Una vez que tenemos los eventos con señal en ASC-II podemos utilizar estos eventos para calcular la traza promedio del detector. En la figura 5.18 se puede observar la traza promedio del detector calculada sobre los eventos con señal en ASC-II. El ancho característico de la señal es de aproximadamente 750 ns.

Si observamos la figura 5.16 vemos que en un año hubo 8 eventos T4 con señal una señal en Cuixart mayor a 1000 VEM. Estos eventos de mayor señal, donde el número de partículas que ingresan al tanque es muy grande, podrían ser aquellos en

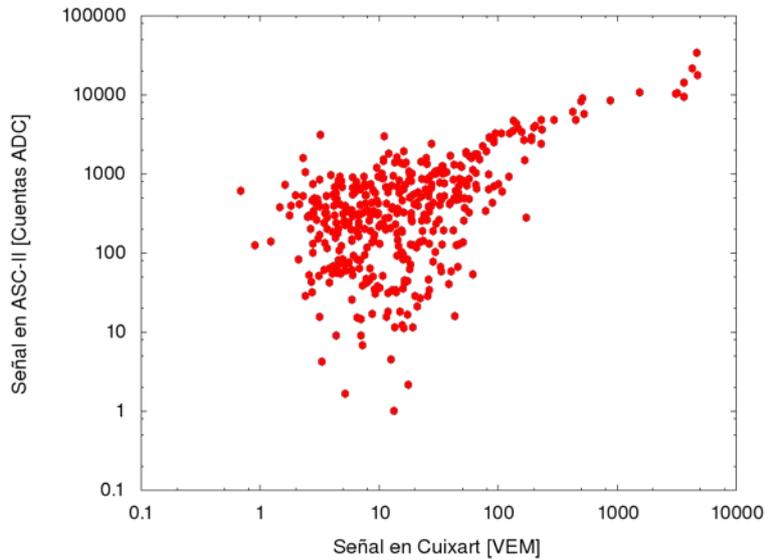


Figura 5.17: Señal en ASC-II como función de la señal en Cuixart para eventos T4 con señal en Cuixart y en ASC-II .

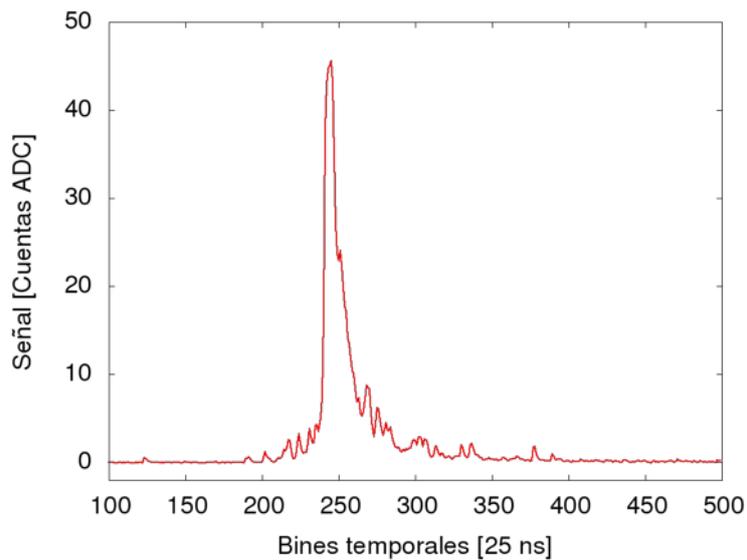


Figura 5.18: Traza promedio del detector calculada sobre los eventos con señal en ASC-II .

los cuales ASC-II aporte una información relevante. Esto se debe en parte a que cuanto mayor sea el número de partículas que ingrese a nuestro detector menores serán las fluctuaciones. Además al tener un gran número de partículas las inhomogeneidades del detector, debido a la distancia de fibra recorrida por la luz, son compensadas. Por otro lado, se están desarrollando en el Observatorio Pierre Auger a través de simulaciones, algunos métodos de reconstrucción de eventos con centelladores y tanques. Si bien estos métodos no son analizados en este trabajo, los primeros resultados mostrarían que la información de los centelladores es relevante cuando se encuentran cerca del eje de la

lluvia, donde la señal es alta.

Estos argumentos indican que sería deseable poder tener mediciones de estos eventos de alta señal con buena precisión. Consideremos una señal depositada en el tanque de 1000 VEM. Esta señal proviene en parte de los muones y en parte de la componente electromagnética. Es decir:

$$S_T = S_\mu N_\mu + S_{EM} N_{EM}, \quad (5.1)$$

donde N_μ y N_{EM} son el número de muones y de electrones que ingresan al tanque, respectivamente (no tendremos en cuenta en este análisis aproximado a los fotones). S_μ y S_{EM} son la señal en el tanque debida al pasaje de un muón y de un electrón respectivamente. Sabemos que, por definición, la señal depositada en el tanque debida a los muones es del orden de 1 VEM. La señal depositada por los electrones es menor que la de los muones. Tomaremos como valor aproximado $S_{EM} \sim 0,2$ VEM. Reemplazando en la ecuación 5.1:

$$S_T = N_\mu \times 1 \text{ VEM} + N_{EM} \times 0,2 \text{ VEM} \quad (5.2)$$

Si vamos un paso más allá con nuestra aproximación y estimamos, con números similares a los obtenidos en nuestras simulaciones, que el número de electrones será aproximadamente 40 veces mayor que el número de muones, tenemos:

$$S_T = \frac{N_{total}}{41} 9 \text{ VEM}. \quad (5.3)$$

Despejando de la última ecuación el número total de partículas cargadas vemos que para un evento con una señal de 1000 VEM tendremos del orden de 4500 partículas ingresando al tanque. Eso nos dice que tendremos del orden de 450 partículas por m^2 de superficie. Por lo tanto en un detector de centelleo de 4 m^2 de superficie un evento de 1000 VEM en el tanque correspondería a aproximadamente 1800 partículas. Las fluctuaciones de Poisson debidas al número de partículas en este caso serían menores al 3%. Esto quiere decir que con un detector de 4 m^2 esperamos tener del orden de 8 eventos con señales mayores a 1000 VEM en el tanque en un año, los cuales podríamos detectar con fluctuaciones debidas al número de partículas menores al 3%. Además de estas fluctuaciones la precisión de la medición va a estar afectada por otras fluctuaciones debidas por ejemplo a la producción de luz en el centellador, la emisión y propagación de luz en la fibra, fluctuaciones propias del fotomultiplicador, etc.

5.3. Calibración

Una vez que el detector llegó a Bariloche nuevamente decidimos hacer mediciones que nos permitieran comprender mejor su respuesta y quizás encontrar un método para medir el MIP, es decir, la señal depositada en el detector por electrones y muones. Dado que conocemos el *stopping power* del centellador, sabemos que la señal medida corresponde a una energía depositada de ≈ 2 MeV. Esta calibración nos permitiría estimar el número de partículas que atraviesan el tanque a partir de la señal total depositada.

Para hacer las mediciones utilizamos como fuente el fondo de radiación atmosférico. Es decir, las partículas secundarias generadas en lluvias atmosféricas, generalmente de baja energía. Para una descripción detallada del fondo de radiación atmosférica y la respuesta de los detectores de superficie ver [16].

Los datos de salida del detector fueron adquiridos a través de una electrónica diseñada para el proyecto LAGO [40], que trabaja a 40 MHz al igual que la electrónica de Auger. Las trazas son, en este caso, de 12 bins de 25 ns. Se hicieron histogramas de amplitud y de carga de las señales medidas con el fondo de radiación atmosférico.

En las figuras 5.19 y 5.20 se observan los histogramas de pico y de carga de la medición del fondo con el prototipo de ASC-II . El pico a baja señal corresponde a fotones individuales que ingresan al detector por pérdidas. Se llama a este tipo de eventos SPE (*single photoelectron*). Esto fue corroborado haciendo mediciones de día y de noche donde se observa que el pico disminuye considerablemente cuando la luz exterior es menos intensa. Este efecto se muestra en la figura 5.21.

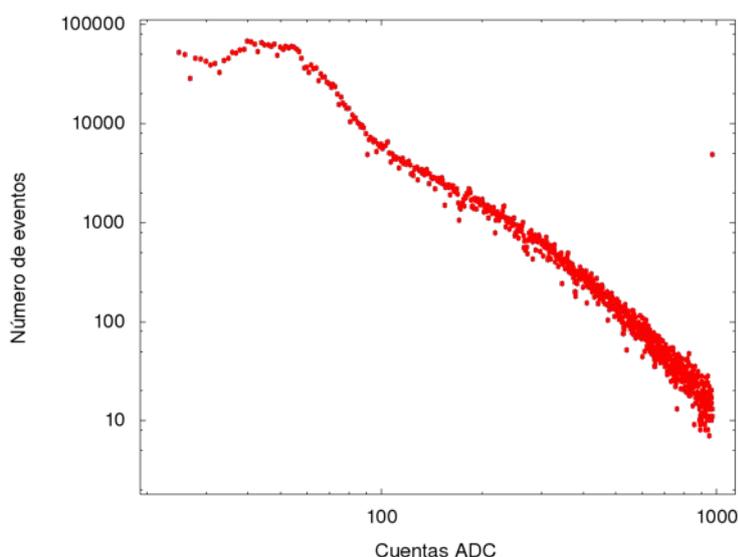


Figura 5.19: Histograma de amplitud de señales correspondientes al fondo atmosférico de radiación. El histograma está hecho sobre una hora de datos.

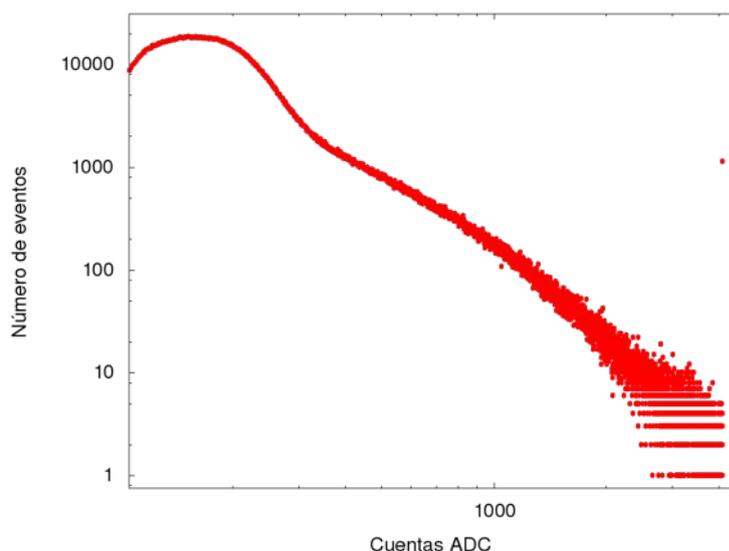


Figura 5.20: Histograma de carga de señales correspondientes al fondo atmosférico de radiación. El histograma está hecho sobre una hora de datos.

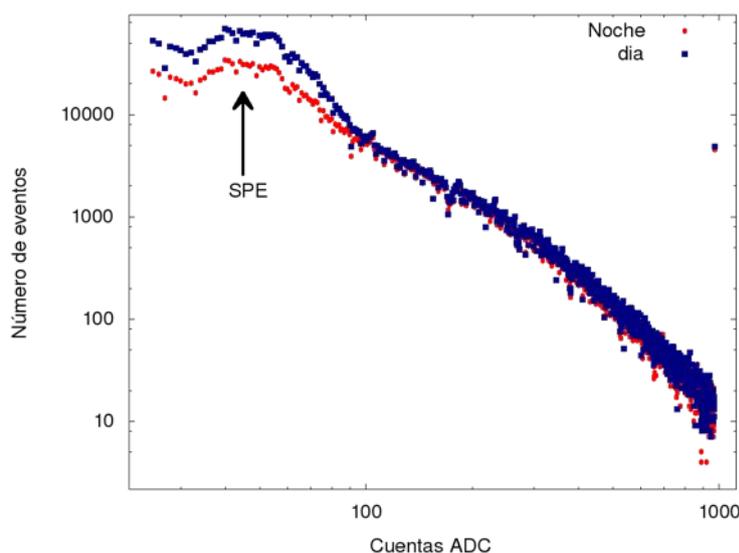


Figura 5.21: Histogramas de pico de mediciones del fondo atmosférico tomados de día y de noche. Se observa que el pico a señales bajas aumenta cuando la luz exterior es más intensa.

Es conveniente aclarar en este punto que en todas estas mediciones el blindaje a la luz fue más pobre que cuando el detector estaba instalado en Malargüe dado que para abrirlo y acceder al detector fue necesario quitar la cinta metálica que recubría al detector. Una vez identificada la señal correspondiente a un SPE podemos calibrar nuestras señales como función del número de fotones que llegan al fotomultiplicador.

En la figura 5.22 se observa el mismo histograma de amplitud de la figura 5.19 pero ya calibrado en cantidad de fotones. Es interesante notar que el número de eventos para señales altas tiene una dependencia tipo ley de potencia con un índice espectral

cercano a 3,5. Esto es exactamente lo que esperamos para el flujo de lluvias atmosféricas (recordemos que el índice espectral 2,6 correspondía a dN/dE). Esto nos da el indicio de que estos eventos con señales en el fotomultiplicador mayores a 10 fotones están originados por minilluvias cercanas al detector más que por muones o electrones simples.

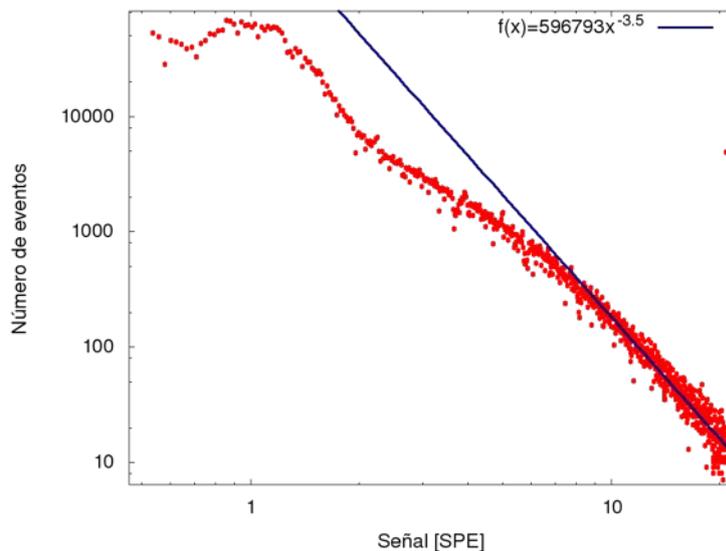


Figura 5.22: Histograma de amplitudes calibrado en cantidad de fotones detectados en el fotomultiplicador. La curva corresponde al ajuste de una ley de potencias a la zona de altas señales. El índice espectral obtenido es el esperado para lluvias atmosféricas.

Si bien es útil poder calibrar las señales en cantidad de fotones detectados sería bueno ir más allá y conocer la respuesta del detector a muones o a electrones simples, es decir, tener una medición del MIP en nuestro detector. Las mediciones directas del fondo no nos permiten identificar las señales provenientes de partículas individuales.

Por lo tanto decidimos colocar el prototipo de ASC-II debajo de uno de los detectores Cherenkov instalado en el Centro Atómico Bariloche, llamado Boyita. Boyita tiene similares características a los detectores de superficie de Auger pero con dimensiones menores y un solo fotomultiplicador. La idea principal en esta medición consiste en medir el fondo de radiación atmosférico con ambos detectores y luego discriminar aquellos eventos en coincidencia entre los detectores.

La figura 5.23 muestra los histogramas de amplitud obtenidos de la medición conjunta de ASC-II con Boyita. Es claro que el pico correspondiente a los fotones individuales debidos a las filtraciones de luz en ASC-II desaparece en los eventos en coincidencia ya que son eventos puramente casuales. Por otro lado se observa que la componente electromagnética de baja señal del histograma del tanque también se ve suprimida en los eventos en coincidencia. Esto se debe a que la mayor parte de los electrones son absorbidos dentro del tanque. Los eventos en coincidencia están dominados por los

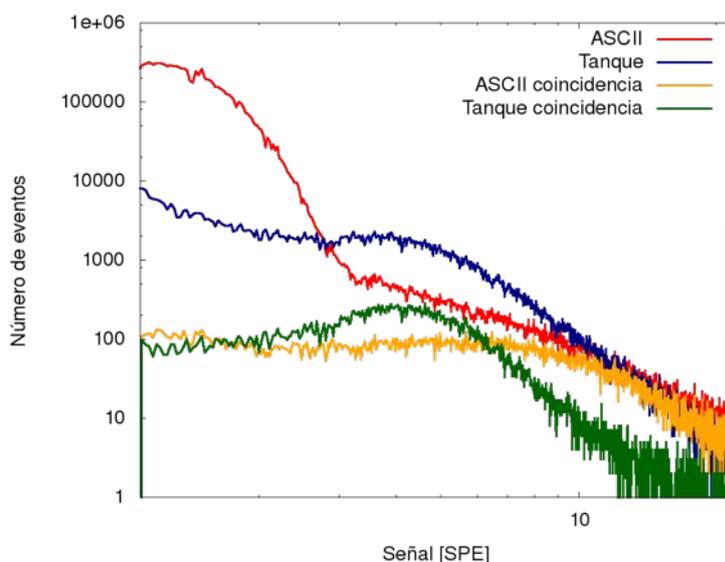


Figura 5.23: Medición del prototipo de ASC-II debajo de Boyita. Se muestran los histogramas de amplitud totales y los correspondientes a los eventos en coincidencia.

muones que atraviesan el tanque y luego son detectados por ASC-II .

En el histograma de eventos en coincidencia correspondiente a ASC-II se observa un máximo alrededor de los 5 SPE. Vamos a asociar a este pico con la respuesta de nuestro detector a los muones, es decir, el MIP. En la figura 5.24 se observa en mayor detalle el histograma de ASC-II en coincidencia y se muestra un ajuste del máximo correspondiente al MIP. De esta manera determinamos que la respuesta de nuestro detector a los muones individuales corresponde a 5 SPE con una dispersión de 2 SPE.

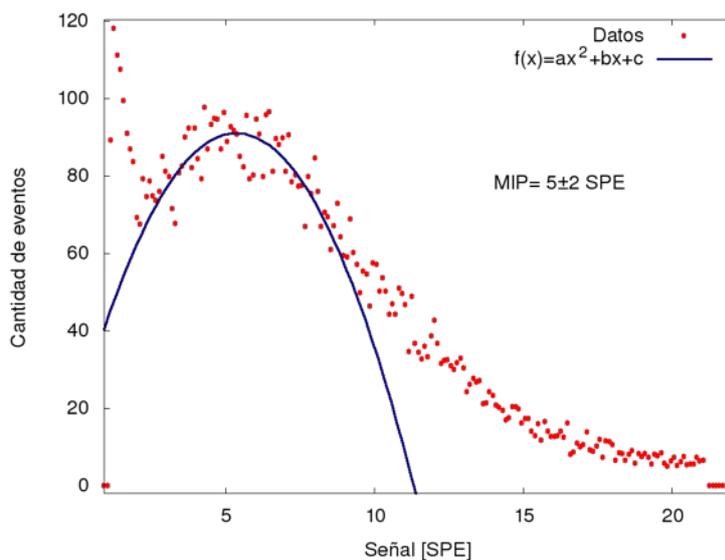


Figura 5.24: Histograma de amplitud de ASC-II correspondiente a los eventos en coincidencia con Boyita. Se muestra además un ajuste del máximo correspondiente a los muones.

Conviene aclarar que el valor de la señal correspondiente al MIP depende de varias cosas, entre ellas, por ejemplo, de la tensión de polarización del fotomultiplicador. Esto hace que no podamos utilizar esta medición para calibrar los eventos medidos con el detector instalado en Auger.

5.4. Sumario

En este capítulo describimos con detalle el diseño y la caracterización del prototipo de ASC-II . Este prototipo, de 0,25 m² de superficie activa, fue diseñado con el objetivo de hacer una prueba del concepto del detector.

El prototipo fue instalado en la estación 949 del arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger a fines de 2010. Durante un año el detector funcionó en el campo sin necesidad de ningún tipo de asistencia externa. El sistema diseñado para evitar el sobrecalentamiento del detector demostró funcionar adecuadamente.

En enero del 2012 se produjo una falla en el detector que hizo que su ganancia disminuyera fuertemente. Una vez que pudimos traer el detector de regreso a Bariloche pudimos encontrar la falla en la electrónica y repararla fácilmente. Ninguno de los componentes de mayor importancia, como el PMT o la fuente de alta tensión, sufrieron daños.

Desarrollamos herramientas que nos permitieron analizar los datos medidos durante todo el 2011. Pudimos hacer una discriminación de eventos, que nos permite descartar aquellos en los cuales hay señal en el tanque pero no en ASC-II . Por otro lado, basándonos en una serie de aproximaciones, pudimos obtener un criterio para determinar el tamaño necesario de ASC-II para tener una medición precisa de los eventos de mayor señal. Este criterio nos dice que con 4 m² de superficie las fluctuaciones debidas al número de partículas serán menores al 3 %.

Por último, una vez que tuvimos el detector de vuelta en Bariloche, hicimos una serie de mediciones utilizando como fuente el fondo de radiación atmosférico. Estas mediciones nos permitieron caracterizar el detector. Identificamos señales provenientes a pérdidas de luz y con ello pudimos calibrar nuestras señales como función de cantidad de fotones detectados en el fotomultiplicador. Además hicimos mediciones con ASC-II debajo de un detector Cherenkov de similares características a las de los detectores de superficie de Auger. Corroboramos que los eventos en coincidencia están dominados por los muones que atraviesan completamente el tanque y luego ingresan en ASC-II . De esta manera pudimos determinar el MIP, es decir, las señales producida por muones simples. Esta señal debería ser similar a la producida por electrones simples en el detector.

Capítulo 6

Diseño de ASC-II grande

“El tamaño importa”

— Anónimo

La primer prueba de ASC-II en el Observatorio Pierre Auger nos brindó mucha información relevante para ir un paso más allá y diseñar un detector de similares características pero de un tamaño mayor. En este capítulo describimos y discutimos el diseño elegido para este detector.

6.1. Principales Características

La principal diferencia entre el nuevo detector y el prototipo es el tamaño. Con el nuevo ASC-II pasamos a una superficie activa de 4m^2 aumentando el tamaño en un factor 16. Como argumentamos en el capítulo anterior, esperamos que este tamaño sea suficiente para poder medir con buena precisión los eventos de mayor señal.

El detector va a estar formado por dos módulos rectangulares de 2m^2 cada uno de características similares al prototipo. Esto tiene varias ventajas respecto de hacer un solo módulo grande. Por un lado están las ventajas constructivas y de instalación, dado que un detector de 4m^2 se vuelve muy difícil de manipular. Por otro lado tener dos módulos independientes le da una mayor flexibilidad al detector y permite hacer estudios de fluctuaciones o mediciones en coincidencia. Además se podría trabajar con ambos módulos en distinta ganancia, en caso de ser necesario.

6.1.1. Diseño mecánico

El diseño mecánico del prototipo de ASC-II mostró un desempeño adecuado mientras estuvo instalado en Auger. Por lo tanto no hay cambios radicales de diseño. A pesar de esto se pensaron varias mejoras para el nuevo detector.

En la caja exterior el PVC será reemplazado por PVC espumado. El PVC espumado tiene varias ventajas respecto del PVC regular. Con una densidad de $0,7 \text{ gm/cm}^3$ es 50 % más liviano que el PVC regular. Esto va a ser muy importante para que el peso del detector se mantenga lo más bajo posible para facilitar su traslado e instalación. Además el PVC espumado es un material barato y se comercializa en Bariloche.

Tanto el PVC espumado como las chapas galvanizadas, necesarios para el exterior del detector, se comercializan en placas de $1,22 \times 2,44 \text{ m}^2$. Esta medida nos permite colocar 28 barras centelladoras de 1,8 m de largo para cubrir una superficie activa de 2 m^2 , dejando 3 cm de cada lado para el cierre. Las placas de PVC espumado serán de 5 mm de espesor y las chapas galvanizadas exteriores tendrán un espesor de 0,4 mm.

Decidimos evitar los tornillos para cerrar todo el exterior del detector y pegar la caja, dejando una pequeña tapa cerrada con tornillos para acceder a la electrónica. De esta manera evitamos tener que abrir el detector por completo para acceder a la electrónica. Además implementaremos nuevamente un sistema de trampa para la luz en los bordes del detector y en la entrada de los cables.

Usaremos nuevamente el sistema del doble techo metálico para evitar el sobrecalentamiento del detector, ya que mostró funcionar adecuadamente.

En la figura 6.1 se muestra un plano de las distintas partes del nuevo detector.

6.1.2. Electrónica

La electrónica interna del nuevo detector va a ser la misma que la del prototipo, incluido el fotomultiplicador. La gran diferencia en este aspecto es que los datos de salida no van a ir a la *local station* del tanque sino que van a ser adquiridas con una electrónica propia.

La electrónica de adquisición será la utilizada en el proyecto LAGO [41]. La placa tiene 3 canales de entrada y muestrea las señales con una frecuencia de 40 MHz. Para digitalizar las señales utiliza los mismos conversores que la electrónica de Auger. La electrónica posee además una FPGA (*Field Programmable Gate Array*) para controlar el sistema de *trigger* y procesar las señales, entre otras tareas. Además esta electrónica provee las tensiones de alimentación necesarias para el funcionamiento del detector.

Los tres canales de entrada serán utilizados para el ánodo de uno de los PMT y la salida de los dos módulos del detector. De esta manera la única modificación a realizar en la estación de superficie es desconectar el ánodo de uno de los PMT. La señal proveniente del tanque será usada para disparar los eventos en coincidencia.

La ventaja de tener una electrónica de adquisición propia es que podemos hacer mediciones independientes del tanque. Con el prototipo de ASC-II sólo teníamos acceso a los eventos que disparaban el arreglo de superficie de Auger. Con el nuevo diseño podemos hacer mediciones independientes, lo cual le da mayor flexibilidad al detector

y que pueden ser útiles, entre otras cosas, para la calibración del detector.

El problema que se genera al no enviar los datos a través de la electrónica del tanque es que va a ser necesario implementar un sistema de comunicación propio. Otro aspecto a tener en cuenta es la potencia necesaria para el funcionamiento del detector. Al utilizar dos fotomultiplicadores y agregar la placa de adquisición el consumo del detector va a ser mayor. Serán necesarias mediciones para determinar si la alimentación del detector puede ser tomada directamente de la estación de superficie. Para evitar estos problemas, pensamos instalar el detector en las cercanías de un contenedor que puede proveer la potencia necesaria para el funcionamiento y un mecanismo de comunicación para los datos.

6.2. Sumario

En este capítulo describimos brevemente el diseño de un nuevo ASC-II de 4 m². Las principales diferencias con el prototipo son el tamaño y la implementación de una electrónica propia para adquirir los datos. El detector estará formado por dos módulos de 2 m² cada uno. La electrónica tendrá como entradas las señales de los dos módulos y uno de los ánodos de una estación de superficie de Auger.

En este momento estamos comenzando la construcción del primer módulo de este detector.

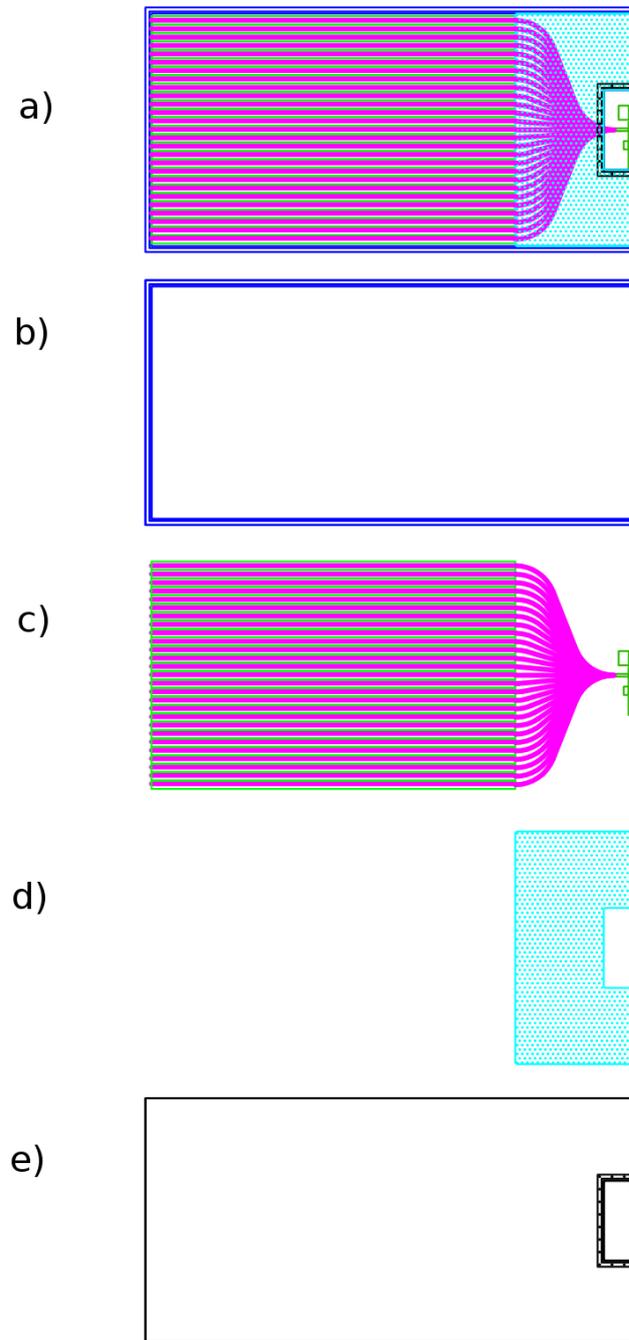


Figura 6.1: Plano del nuevo detector. a) Detector completo. b) Parte inferior de la caja. Sus medidas son $1,22 \times 2,44\text{m}^2$. Se observa en los bordes el diseño de la trampa de luz. c) Parte activa del detector. Se muestran las 28 barras centelladoras de 1,8 m de largo, las fibras ópticas y la electrónica. d) Pieza de PVC que tiene las guías para colocar las fibras ópticas. e) Tapa de la caja del detector. Se muestra también la puerta para acceder a la electrónica.

Capítulo 7

Conclusiones

“Si nos espera el olvido, tratemos de no merecerlo.”

— Alejandro Dolina

Este trabajo estuvo orientado a la caracterización de ASC-II , un detector de centelleo diseñado para ser instalado en un detector de superficie del Observatorio Pierre Auger. El objetivo principal de ASC-II es brindar información complementaria a las mediciones del arreglo de superficie que sea relevante para la determinación de la composición de los rayos cósmicos primarios.

En la primera parte de este trabajo hicimos un repaso de algunos de los aspectos de mayor relevancia de la física de rayos cósmicos. Esto nos permitió comprender la importancia de la determinación de la composición de rayos cósmicos primarios de alta energía. Esta medición podría ser decisiva en la comprensión de algunas de las características del espectro de rayos cósmicos. En la actualidad ningún experimento es capaz de determinar composición lluvia a lluvia. Esta es una de las principales motivaciones de este trabajo.

La detección de los rayos cósmicos de más alta energía se logra a través de la medición las lluvias atmosféricas producidas por su interacción con la atmósfera. Hicimos una descripción detallada de los procesos involucrados en el desarrollo de las lluvias atmosféricas. En primera instancia explicamos las lluvias electromagnéticas, aquellas iniciadas por electrones o fotones. Luego extendimos los conceptos a lluvias iniciadas por partículas hadrónicas. Hicimos un breve comentario sobre la universalidad de las lluvias, que indica que hay sólo tres parámetros relevantes en su desarrollo: La energía del primario, la profundidad de máximo desarrollo y el número de muones. Esta propiedad, basada en parte en simulaciones, está comenzando a ser utilizada para parametrizar las señales en detectores de superficie. Además hicimos simulaciones que nos permitieron corroborar algunas de las dependencias de las lluvias con la composición del rayo cósmico primario.

Describimos las principales características del Observatorio Pierre Auger. Nos cen-

tramos mayormente en el detector de superficie. Explicamos el funcionamiento de los detectores Cherenkov y del sistema de disparo del arreglo. Comentamos además algunos de los aspectos de la comunicación de los datos.

Una vez comprendidas la motivación del trabajo y las dependencias de las lluvias con la composición del rayo cósmico primario pasamos a explicar el principio de funcionamiento de ASC-II y sus principales componentes. ASC-II es un detector de centelleo que consiste en una capa delgada de material centellador formada por barras. La luz emitida en el centellador, debido al pasaje de partículas cargadas, se propaga a través de una fibra óptica y es detectada en un fotomultiplicador. Dado que la respuesta del centellador a los electrones y muones es distinta a la del tanque uno podría separar ambas componentes y, de esa manera, dar información acerca de la composición del rayo cósmico primario.

Caracterizamos la atenuación en la fibra óptica y estudiamos cómo esto puede afectar a la homogeneidad del detector. Además exploramos la posibilidad de espejar el extremo de las fibras ópticas para mejorar la cantidad de luz detectada y la homogeneidad del detector. Los resultados obtenidos no fueron los esperados dado que no conseguimos espejar la fibra de manera adecuada.

Describimos en detalle el diseño y la caracterización de un prototipo de ASC-II de $0,25\text{ m}^2$ de superficie que fue instalado en la estación 949 del arreglo de superficie del Observatorio Pierre Auger. Desarrollamos herramientas para acceder y analizar los datos obtenidos durante todo el 2011. Pudimos discriminar los eventos y descartar aquellos en los que había señal en el tanque pero no en ASC-II. Basándonos en una serie de aproximaciones pudimos obtener un criterio para determinar el tamaño necesario para que ASC-II puede medir con precisión los eventos de mayor señal.

Con el detector de vuelta en Bariloche hicimos una serie de mediciones del fondo de radiación atmosférica que nos permitió avanzar en la caracterización del detector. Como resultados de estas mediciones pudimos reconocer las señales provenientes de pérdidas de luz y la respuesta del detector a los muones. Este mecanismo puede ser utilizado para la calibración del detector.

Por último presentamos el diseño de un ASC-II de 4 m^2 que estamos comenzando a construir. El diseño es similar al del prototipo pero presenta mejoras en varios aspectos. El diseño mecánico fue actualizado y el nuevo detector va a estar provisto de una electrónica propia para la adquisición de las señales.

Bibliografía

- [1] Stanev, T. Propagation of ultrahigh-energy cosmic rays. *New Journal of Physics*, **11** (6), 065013, 2009. URL <http://stacks.iop.org/1367-2630/11/i=6/a=065013?key=crossref.d3ea81176f75cb1e2d175f5f5bd06df7>. 4
- [2] Beringer, J., Arguin, J., Barnett, R., Copic, K., Dahl, O., Groom, D., *et al.* Review of Particle Physics. *Physical Review D*, **86** (1), 010001–, jul. 2012. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>. 4
- [3] Perkins, D. Particle astrophysics. 2003. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/cbdv.200490137/abstract><http://adsabs.harvard.edu/abs/2003paas.book.....P>. 4, 5, 11
- [4] Fermi, E. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, **75** (8), 1169–1174, abr. 1949. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1169>. 6
- [5] Protheroe, R. J., Clay, R. W. Ultra High Energy Cosmic Rays. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, **21** (1), 1–22, ene. 2004. URL http://www.publish.csiro.au/view/journals/dsp_journal_fulltext.cfm?nid=138&f=AS03047. 6
- [6] Landau, L. D., M, L. E. Fluid Mechanics. N^o v. 6 en Course of theoretical Physics. Butterworth-Heinemann, 1987. URL <http://books.google.com.ar/books?id=hcIRRAAACAAJ>. 9
- [7] Longair, M. High energy astrophysics. 2011. URL <http://books.google.com/books?hl=en&lr=&id=KGe3FVbDNk4C&oi=fnd&pg=PR7&dq=High+Energy+Astrophysics&ots=sxbMxm95V5&sig=zxnQ0ab0mval3espByRQLzLQ3Jw>. 10
- [8] Penzias, A. A., Wilson, R. W. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *The Astrophysical Journal*, **142**, 419, jul. 1965. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1965ApJ...142..419P>. 10

- [9] Alpher, R., Bethe, H., Gamow, G. The Origin of Chemical Elements. *Physical Review*, **73** (7), 803–804, abr. 1948. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.73.803>. 11
- [10] Smoot, G., Bennett, C., Weber, R., Maruschak, J., Ratliff, R., Janssen, M. COBE Differential Microwave Radiometers - Instrument design and implementation. *The Astrophysical Journal*, **360**, 685–695, 1990. 11
- [11] Greisen, K. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Physical Review Letters*, **16** (17), 748–750, abr. 1966. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.16.748>. 11
- [12] Zatsepin G. T., K. V. A. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *JETP letters*, **4** (3), 78–80, 1966. URL http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1624/article_24846.shtml. 11
- [13] Abraham, J., Abreu, P., Aglietta, M., Aguirre, C., Allard, D., Allekotte, I., *et al.* Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV. *Physical review letters*, **101** (6), 061101, ago. 2008. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/18764444>. 12
- [14] Lipari, P. Concepts of “age” and “universality” in cosmic ray showers. *Physical Review D*, **79** (6), mar. 2009. URL <http://prd.aps.org/abstract/PRD/v79/i6/e063001>. 16, 19, 23, 27
- [15] Foundation of high-energy astrophysics. 23
- [16] Asorey, H. Los detectores cherenkov del observatorio Pierre Auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación. Tesis Doctoral, 2012. URL http://fisica.cab.cnea.gov.ar/particulas-wiki-public/images/3/37/user_asorey_tesis_doctoral_2012.pdf. 25, 42, 43, 45, 71
- [17] Giller, M., Wieczorek, G., F, G. Similarity of the extensive air showers — an application to their reconstruction from a fluorescence light detector. págs. 199–202, 2005. 27
- [18] Nerling, F., Blümer, J., Engel, R., Risse, M. Universality of electron distributions in high-energy air showers - description of Cherenkov light production. *Astroparticle Physics*, **24** (6), 26, 2005. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0506729>. 27
- [19] AIRES Home Page. URL <http://www2.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/ppal.html>. 28

- [20] Fletcher, R. S., Gaisser, T. K., Lipari, P., Stanev, T. sibyll: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades. *Physical Review D Particles And Fields*, **50**, 1994. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-data_query?bibcode=1994PhRvD..50.5710F&link_type=ABSTRACT. 29
- [21] Abraham, J., Aglietta, M., Aguirre, I., Albrow, M., Allard, D., Allekotte, I., *et al.* Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **523** (1-2), 50–95, mayo 2004. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2003.12.012>. 37
- [22] Jackson, J. D. Classical Electrodynamics. Wiley, 1998. URL <http://books.google.com.ar/books?id=U3LBQgAACAAJ>. 40
- [23] Linsley, J., Scarsi, L., Rossi, B. Extremely Energetic Cosmic-Ray Event. *Physical Review Letters*, **6** (9), 485–487, mayo 1961. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.6.485>. 47
- [24] McCusker, C. B. A., Winn, M. M. A new method of recording large cosmic-ray air showers. *Il Nuovo Cimento*, **28** (1), 175–178, abr. 1963. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/BF02806059>. 47
- [25] Edge, D. M., Lapikens, J., McCombe, T. J. L., Reid, R. J. O., Ridgway, S., Turver, K. E. Improvements to the Haverah Park Array for Showers Studies in the Energy Interval 1017 - 1018eV. *15th International Cosmic Ray Conference*, **9**, 1977. URL <http://adsabs.harvard.edu/full/1977ICRC....9..137E>. 47
- [26] Egorova, V., Glushkov, A., Ivanov, A., Knurenko, S., Kolosov, V., Krasilnikov, A., *et al.* The spectrum features of UHECRs below and surrounding GZK. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, **136** (null), 3–11, nov. 2004. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2004.10.060>. 47
- [27] Antoni, T., Apel, W., Badea, F., Beka, K., Bercuci, A., Blümer, H., *et al.* The cosmic-ray experiment KASCADE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **513** (3), 490–510, nov. 2003. URL [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)02076-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)02076-X). 47
- [28] Chiba, N., Hashimoto, K., Hayashida, N., Honda, K., Honda, M., Inoue, N., *et al.* Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km² area. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **311** (1-2), 338–349, ene. 1992. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90882-5](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(92)90882-5). 47

- [29] Knoll, G. F. Radiation Detection and Measurement. John Wiley & Sons, 2010. URL <http://books.google.com.ar/books?id=4vTJ7UDel5IC>. 48
- [30] Habig, A., Grashorn, E. W. The MINOS Detectors. *Minos*, pág. 4, 2005. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0507018>. 48
- [31] Pla-Dalmau, A., Bross, A. D., Mellott, K. L. Extruded Plastic Scintillation Detectors. *Techniques*, (Figure 1), 7, 1999. URL <http://arxiv.org/abs/physics/9904004>. 48
- [32] Berger, M.J., Coursey, J.S., Zucker, M.A., and Chang, J. ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions. (version 1.2.3). National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2005. URL <http://physics.nist.gov/Star>. 49
- [33] Michael, D., Adamson, P., Alexopoulos, T., Allison, W., Alner, G., Anderson, K., *et al.* The magnetized steel and scintillator calorimeters of the MINOS experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **596** (2), 190–228, nov. 2008. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.08.003>. 49
- [34] Adam, T. The OPERA experiment Target Tracker. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **577** (3), 25, 2007. URL <http://arxiv.org/abs/physics/0701153>. 50, 54
- [35] Strong, J. Procedures in experimental physics. Prentice-Hall physics series. Prentice-Hall, 1939. URL <http://books.google.com.ar/books?id=vBghAAAAMAAJ>. 53
- [36] Etchegoyen, A., Auger, O. P. AMIGA, Auger Muons and Infill for the Ground Array. págs. 2–5. 54
- [37] Hamamatsu R1463 specifications, 1998. URL http://jp.hamamatsu.com/products/sensor-etd/pd002/pd394/R1463/index_en.html. 57
- [38] Voltage, C. H., Supply, P. COMPACT HIGH VOLTAGE C4900, 2012. URL http://jp.hamamatsu.com/products/sensor-etd/pd002/pd413/pd418/C4900-01/index_en.html. 59
- [39] AD592 datasheet. URL www2.informatik.hu-berlin.de/~hochmuth/bvp/ad592.pdf. 62

-
- [40] Allard, D., Alvarez, C., Asorey, H., Barros, H., Bertou, X., Castillo, M., *et al.* The Large Aperture GRB Observatory. págs. 1–4, 2009. URL <http://arxiv.org/abs/0906.0816>. 71
- [41] Bertou, X., Collaboration, L. the Large Aperture GRB Observatory. (May), 2009. URL <http://fisica.cab.cnea.gov.ar/particulas/html/labdpr/lago/publications/0906.0816.pdf>. 78

Agradecimientos

Al finalizar una etapa es inevitable mirar hacia atrás y ver el camino recorrido. En ese momento uno se da cuenta de que todo logro depende fuertemente del apoyo directo o indirecto de un montón de personas. Es por eso que quiero aprovechar este humilde espacio para agradecer a aquellos sin los cuales nunca podría haber llegado hasta acá:

A mi familia, por el apoyo incondicional.

A Davi, por acompañarme y hacerme feliz.

A mis amigos, por serlo.

A mis compañeros del IB, por todos los momentos compartidos.

A Mariano, por acompañarme en esta transición y por todo lo aprendido.

A Xavier, Hernán, Miguel y Horacio, por hacerme sentir uno más desde el primer día.

