

Tesis Doctoral

# Búsqueda de neutrinos cósmicos ultra energéticos con el observatorio Pierre Auger

Tiffenberg, Javier

2011

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

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

Cita tipo APA:

Tiffenberg, Javier. (2011). Búsqueda de neutrinos cósmicos ultra energéticos con el observatorio Pierre Auger. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Tiffenberg, Javier. "Búsqueda de neutrinos cósmicos ultra energéticos con el observatorio Pierre Auger". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2011.

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

## **Búsqueda de neutrinos cósmicos ultra energéticos con el Observatorio Pierre Auger**

Tesis presentada para optar al título de Doctor de la Universidad de  
Buenos Aires en el área de ciencias Físicas

**JAVIER TIFFENBERG**

Director de Tesis: Ricardo Piegaiá  
Consejero de Estudios: Rodolfo Sassot

Lugar de trabajo: Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y  
Naturales, Universidad de Buenos Aires.

4 de marzo de 2011



# Búsqueda de neutrinos cósmicos ultra energéticos con el Observatorio Pierre Auger

**Resumen:** el Detector de Superficie del Observatorio Pierre Auger es sensible a neutrinos de todos los sabores con energía por encima de 0,1 eV. Estos interactúan en la atmósfera mediante corrientes cargadas y neutras, iniciando cascadas atmosféricas extendidas. Al interactuar profundo en la atmósfera a incidencia casi horizontal, los neutrinos pueden ser distinguidos del fondo producido por rayos cósmicos de origen hadrónico gracias a la estructura temporalmente extendida de las señales que producen en los detectores Cherenkov de agua. En este trabajo se presenta por primera vez un análisis basado en neutrinos descendentes. Se describe el procedimiento de búsqueda, las posibles fuentes de fondo, el método desarrollado para calcular la exposición y las incertezas sistemáticas asociadas. Ningún candidato a neutrino fue encontrado en los datos adquiridos entre 1-Ene-2004 hasta 31-May-2010. Asumiendo un flujo diferencial típico  $\Phi(E_\nu) = k \cdot E_\nu^{-2}$ , se fijó un límite sobre el flujo de neutrinos de cada sabor de  $k < 1.65 \times 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  con un nivel de confianza del 90 %.

**Palabras claves:** astropartículas, neutrinos cosmogénicos , neutrinos UHE, rayos cósmicos, Observatorio Pierre Auger



# Search for ultra high energy neutrinos using the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory

**Abstract:** the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory is sensitive to neutrinos of all flavours above 0.1 EeV. These interact through charged and neutral currents in the atmosphere giving rise to extended air showers. When interacting deeply in the atmosphere at nearly horizontal incidence, neutrinos can be distinguished from regular hadronic cosmic rays by the broad time structure of the signals in the water-Cherenkov detectors. In this paper we present for the first time an analysis based on down-going neutrinos. We describe the search procedure, the possible sources of background, the method to compute the exposure and the associated systematic uncertainties. No candidate neutrinos have been found in the data collected from 1 January 2004 to 31 May 2010. Assuming a differential flux  $\Phi(E_\nu) = k \cdot E_\nu^{-2}$  in the energy range from 0.1 to 10 EeV, we place a 90% CL upper limit on the single flavour neutrino flux of  $k < 1.65 \times 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ .

**Keywords:** astroparticles, cosmogenic neutrinos, UHE neutrinos, cosmic rays, Pierre Auger Observatory



# Búsqueda de neutrinos cósmicos ultra energéticos con el Observatorio Pierre Auger

Javier Tiffenberg

4 de marzo de 2011





# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>7</b>
1.1. Rayos cósmicos	7
1.2. Origen de los rayos cósmicos	8
1.2.1. Mecanismo de Fermi de segundo orden	10
1.2.2. Mecanismo de Fermi de primer orden	13
1.2.3. Espectro de energía predicho por el mecanismo de Fermi	15
1.3. Propagación de los rayos cósmicos	17
1.3.1. Radiación de fondo de microondas	17
1.3.2. Propagación de protones y núcleos: corte GZK	17
1.3.3. Propagación de fotones	19
1.4. Neutrinos	22
1.4.1. Detección de neutrinos cósmicos	22
1.4.2. Origen y espectro de energía de los neutrinos ultra energéticos	24
<b>2. Detección de neutrinos mediante lluvias atmosféricas</b>	<b>27</b>
2.1. Lluvias atmosféricas	27
2.1.1. Modelo de evolución de lluvias atmosféricas	29
2.1.2. Cascadas electromagnéticas en el modelo de Heitler	30
2.1.3. Lluvias inducidas por protones o núcleos	31
2.1.4. Lluvias inducidas por fotones o electrones	32
2.1.5. Cascadas inclinadas	32
2.2. Cascadas iniciadas por neutrinos	34
2.2.1. Cascadas profundas iniciadas por neutrinos	35
2.3. Técnicas de detección	37
2.3.1. Métodos basados en detectores de superficie	37
<b>3. Descripción del detector</b>	<b>39</b>
3.1. Detector de superficie (SD)	39
3.1.1. Calibración del detector de superficie	41
3.1.2. Condiciones de disparo del detector de superficie	41

<b>4. Simulaciones Monte Carlo</b>	<b>47</b>
4.1. Interacción primaria . . . . .	47
4.2. Simulación de las lluvias atmosféricas . . . . .	49
4.2.1. Lluvias “Double-Bang” . . . . .	51
4.2.2. Interacción de $\nu_\tau$ dentro de las montañas . . . . .	52
4.3. Respuesta del detector de superficie . . . . .	55
4.4. Simulaciones de neutrinos profundos . . . . .	56
4.4.1. Pesos debidos al flujo de neutrinos esperado . . . . .	57
<b>5. Reconstrucción y selección de lluvias inclinadas</b>	<b>59</b>
5.1. Selección de estaciones . . . . .	59
5.1.1. Eliminación de muones accidentales en T2 genuinos . .	61
5.1.2. Eliminación de estaciones accidentales . . . . .	61
5.2. Reconstrucción de los eventos . . . . .	65
5.2.1. Calidad del ángulo cenital reconstruido en lluvias pro- fundas . . . . .	66
5.2.2. Configuración espacial - huella del evento . . . . .	68
5.3. Selección de eventos inclinados . . . . .	69
5.3.1. Eventos espacialmente mal condicionados . . . . .	70
<b>6. Identificación de candidatos a neutrinos</b>	<b>73</b>
6.1. Variables discriminantes . . . . .	74
6.2. Análisis multivariado: método de Fisher . . . . .	77
6.2.1. Entrenamiento del método de Fisher . . . . .	79
6.3. Definición del corte y estimación del fondo de clasificación . .	82
<b>7. Eficiencia del detector</b>	<b>87</b>
7.1. Eficiencia de identificación en un detector infinito . . . . .	87
7.1.1. Eficiencia de las lluvias iniciadas vía CN . . . . .	90
7.1.2. Eficiencia de las lluvias DB . . . . .	92
7.2. Eficiencia de un detector finito . . . . .	93
<b>8. Exposición del detector</b>	<b>97</b>
8.1. Exposición . . . . .	97
8.2. Exposición del detector real . . . . .	100
8.2.1. Variación temporal del SD . . . . .	100
8.2.2. Apertura del detector real . . . . .	101
8.2.3. Sensitividad del detector . . . . .	103
8.3. Incertezas sistemáticas . . . . .	106
8.3.1. Incertezas asociadas a la simulación de lluvias iniciadas por $\nu$ s profundos en la atmósfera . . . . .	106

---

8.3.2.	Incerteza asociada a la sección eficaz $\nu$ -nucleón . . . .	109
8.3.3.	Incerteza asociada al flujo de $\nu_\tau$ s desde las montañas .	110
8.4.	Otras fuentes de fondo físico . . . . .	112
8.4.1.	Protones profundos . . . . .	112
8.4.2.	Muones atmosféricos de alta energía . . . . .	113
<b>9.</b>	<b>Resultados y discusión</b>	<b>115</b>
9.1.	Búsqueda ciega: abriendo la caja . . . . .	115
9.2.	Cálculo del límite . . . . .	117
9.2.1.	Límite diferencial . . . . .	120
9.3.	Comparación con predicciones teóricas . . . . .	123
<b>A.</b>	<b>Marco Offline</b>	<b>127</b>
A.1.	Marco . . . . .	128
A.1.1.	RunControler . . . . .	128
A.1.2.	CentralConfig . . . . .	128
A.2.	Descripción del detector . . . . .	129
A.3.	Evento . . . . .	130
<b>B.</b>	<b>Coeficientes de Fisher</b>	<b>131</b>



# Capítulo 1

## Introducción

La observación del cielo ha sido una de las principales fuentes de inspiración de nuevas ideas en la física a lo largo de la historia. Hasta principios del siglo XX, toda la información disponible sobre el cosmos era aportada por fotones en el rango de la luz visible.

En los 100 años que han transcurrido, la astronomía ha expandido sus horizontes a nuevas longitudes de onda y tipos de radiación. Los científicos modernos observan el cielo en todas partes del espectro electromagnético desde las ondas de radio hasta los rayos gamma. Estas nuevas formas de ver el universo han abierto el camino al descubrimiento de nuevos objetos y fenómenos insospechados, como los pulsares, galaxias activas y estallidos de rayos gamma. Un gran paso en el desarrollo de la astronomía y la física de partículas se produjo en 1912, cuando Victor Hess descubrió los rayos cósmicos. Su trabajo condujo a la utilización de las partículas subatómicas como mensajeros del espacio y planteó preguntas sobre su origen y naturaleza que aún hoy no tienen respuesta.

### 1.1. Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos (CR por sus siglas en inglés) fueron descubiertos por Víctor Hess a principios del siglo XX al observar corrientes eléctricas que se producían entre electrodos contenidos dentro de una cámara hermética llena de gas. Hess interpretó estas corrientes como ionización producida en las moléculas del gas por algún tipo de radiación desconocida.

Con el objetivo de determinar el origen de esta radiación, Hess montó una cámara de ionización en un globo aerostático. En 1912 realizó tres vuelos y observó que la ionización aumentaba con la altitud alcanzada por el globo. Este resultado le permitió inferir que la causa del fenómeno debía ser de

origen extraterrestre.

A finales de la década del treinta, Pierre Auger y sus colaboradores, descubrieron la existencia de las lluvias cósmicas gigantes y mostraron que los CR pueden tener energías superiores a  $10^6$  GeV. En años posteriores se detectó radiación cósmica con energía cada vez más alta, llegando incluso a valores superiores a  $10^{20}$  eV [1].

El origen de los CR continúa siendo un problema no resuelto, más de noventa años después de su descubrimiento. Aunque los aspectos generales se consideran bien entendidos en la actualidad, no existe todavía una explicación convincente para el origen de los rayos cósmicos de más alta energía.

El flujo de CR que incide sobre la atmósfera está dominada por partículas con energías entre 1 y 10 GeV. Para energías inferiores a 1 GeV, la intensidad de CR esta altamente correlacionada con la actividad solar, lo cual es una fuerte evidencia de su origen. Sin embargo, a energías más altas, el flujo observado en la Tierra exhibe una anti-correlación temporal con la intensidad del viento solar indicando un origen fuera del sistema solar. En los años cincuenta se concluyó que el origen de los rayos cósmicos de más alta energía debía ser extragaláctico ya que en la Vía Láctea no se encuentran objetos capaces de acelerar partículas a tan altas energías [2].

El espectro y la composición de los CR ha sido medido por numerosos experimentos cubriendo el rango de energía desde  $10^9$  a  $10^{21}$  eV. La Fig. 1.1 resume los resultados más recientes. Hoy se sabe que el menos el 99% de los CR con energía superior a  $10^{10}$  son protones o núcleos atómicos [3].

## 1.2. Origen de los rayos cósmicos

En 1949 Fermi propuso un mecanismo de aceleración de CR basado en argumentos estadísticos y física convencional: electromagnetismo y potenciales gravitatorios. En la actualidad se considera que este mecanismo, o alguna de sus variaciones, es el responsable de la aceleración de la mayoría de los CR observados.

En este modelo los CR son partículas cargadas confinadas en una región del espacio en la que chocan al azar con frentes de plasma magnetizado. Fermi mostró que, aunque las partículas pueden ganar o perder energía en cada choque, se espera en promedio una ganancia neta. Como se discutirá en la Sec. 1.2.3, este mecanismo tiene la gran ventaja de predecir una ley de potencias para el espectro de CR. Además, la aceleración de Fermi ha sido registrada de manera directa en la heliósfera por satélites de observación solar.

También es posible que los rayos cósmicos se aceleren durante su pro-

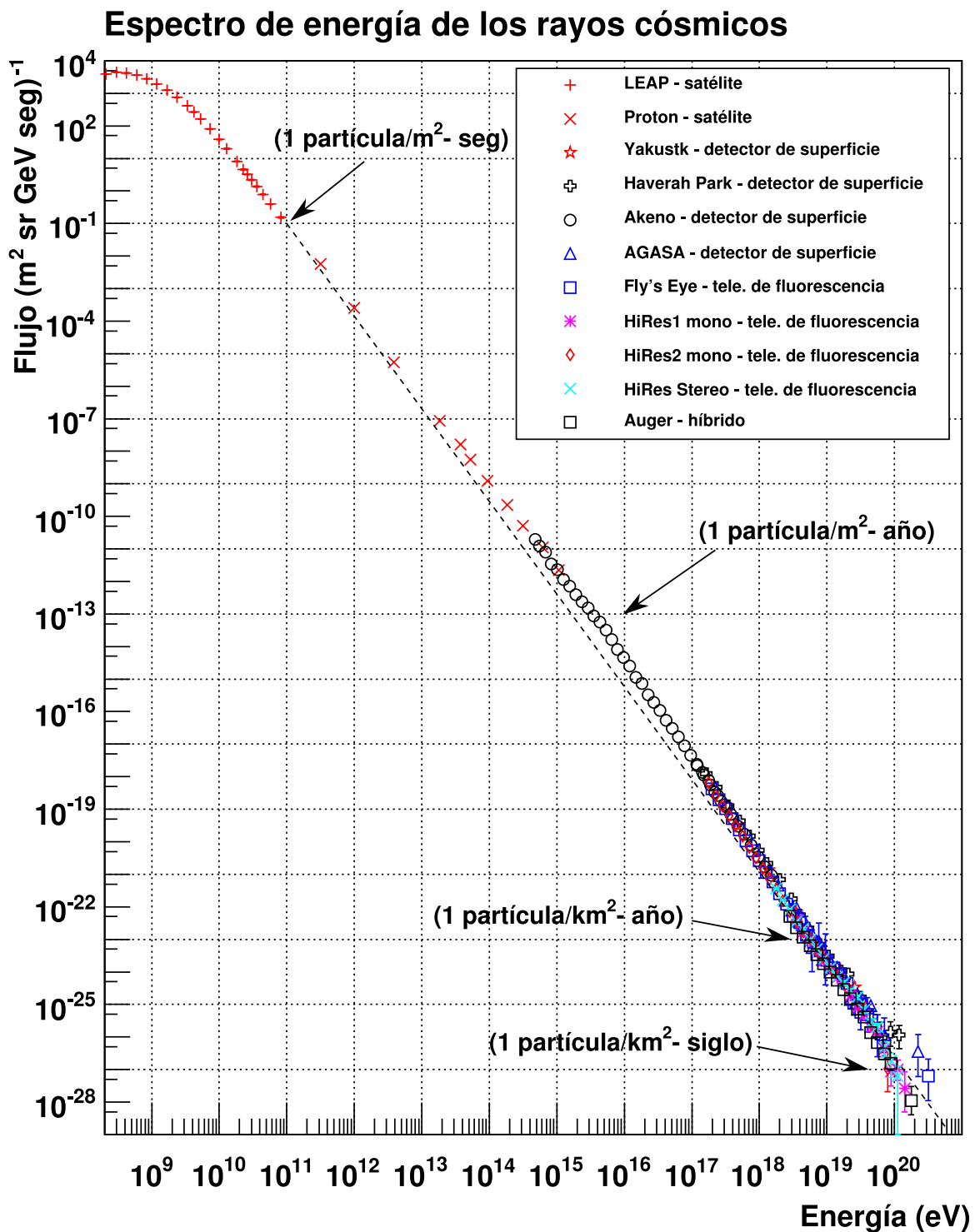


Figura 1.1: Espectro de rayos cósmicos



pagación en el medio interestelar o intergaláctico al interactuar con nubes extensas de gas. Estas nubes crean irregularidades en los campos magnéticos y las partículas cargadas pueden ganar energía al colisionar con ellas mediante un proceso de aceleración estadística conocido como mecanismo de Fermi de segundo orden que es el objeto de la sección siguiente.

### 1.2.1. Mecanismo de Fermi de segundo orden

El espacio interestelar está poblado por nubes de gas que presentan un flujo magnético turbulento en su interior [4]. El mecanismo de Fermi de segundo orden describe la interacción de los rayos cósmicos con estas nubes. En este modelo se considera que las partículas colisionan de manera aleatoria con las nubes magnéticas al viajar a través del medio interestelar. Debido al turbulento campo magnético que presentan, los rayos cósmicos son deflectados en dirección arbitraria después de cada encuentro (ver Fig. 1.2). Aunque no resulta evidente que las partículas puedan ganar energía de esta forma, veremos a continuación que se obtiene, en promedio, una ganancia neta de energía a partir de estos choques al azar.

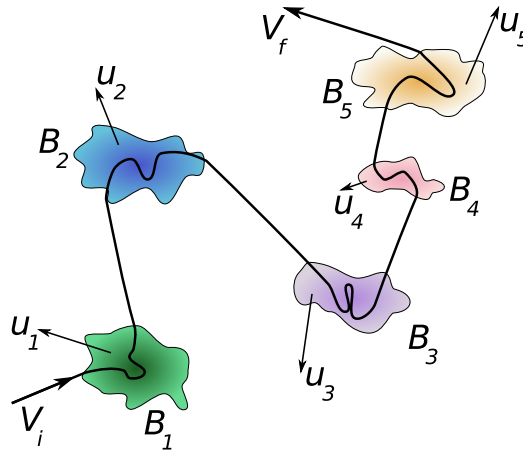


Figura 1.2: Diagrama del mecanismo de Fermi de segundo orden. La partícula inicia con una velocidad  $V_i$  y, tras ser deflectada por varias nubes magnéticas que poseen una distribución de velocidad aleatoria, alcanza una velocidad final  $V_f > V_i$ .

Para comprender como es ésto posible, consideremos una partícula con velocidad  $V$  que interactúa con una nube de gas que se mueve a velocidad  $u$  (ver Fig. 1.3). En el sistema de referencia en que la nube se encuentra en reposo, la colisión es totalmente elástica ya que el cambio en la dirección de

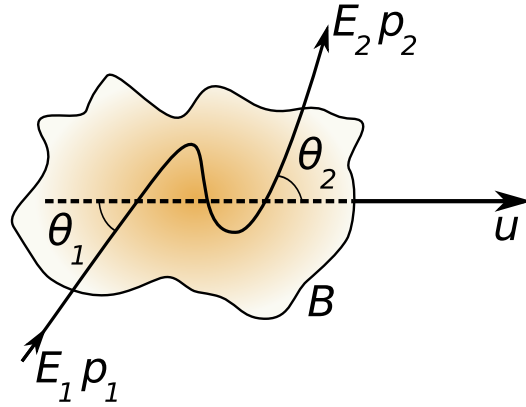


Figura 1.3: Diagrama de la interacción, vista desde el sistema laboratorio, entre una partícula cargada y una nube magnética que se mueve con velocidad  $u$ .

movimiento que sufre la partícula se debe solo al efecto del campo magnético de la nube\*. En consecuencia la partícula no gana ni pierde energía durante la interacción en este sistema de referencia.

La energía  $E_1$  ( $E_2$ ) de la partícula al ingresar (salir) de la nube vista desde el sistema laboratorio se puede relacionar con su análogo  $E'_1$  ( $E'_2$ ) en el sistema de la nube, mediante las siguientes ecuaciones:

$$E'_1 = \gamma(\beta) \cdot E_1 \cdot (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.1)$$

$$E_2 = \gamma(\beta) \cdot E'_2 \cdot (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.2)$$

con  $\beta = u/c$  y  $\gamma(\beta) = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ . Como en el sistema de la nube la energía de la partícula se conserva ( $E'_1 = E'_2$ ), se puede reemplazar la ec. 1.1 en la ec. 1.2 para obtener:

$$E_2 = \gamma^2(\beta) \cdot E_1 \cdot (1 + \beta \cos \theta'_2) \cdot (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.3)$$

de donde se puede calcular la variación proporcional de energía de la partícula después de una colisión:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta \cos \theta_1 - \beta^2 \cos \theta'_2 \cos \theta_1}{1 - \beta^2} - 1 \quad (1.4)$$

La ganancia de energía promedio se consigue integrando sobre los ángulos  $\theta_1$  y  $\theta'_2$ . Para poder hacerlo, es necesario primero discutir la distribución de cada

\*En el sistema de referencia en que la nube se encuentra en reposo el campo eléctrico es nulo.

una de las variables angulares ( $\theta_1$  y  $\theta'_2$ ). Debido a que dentro de las nubes el campo magnético es turbulento, es razonable considerar que la dirección de salida de la partícula está totalmente decorrelacionada de la de entrada\*. Esto implica que el ángulo  $\theta'_2$  de salida es totalmente isótropo en el sistema en que la nube está en reposo:

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0 \quad (1.5)$$

$$\langle \cos \theta_1 \cos \theta'_2 \rangle = \langle \cos \theta_1 \rangle \langle \cos \theta'_2 \rangle = 0 \quad (1.6)$$

Por otro lado, es aceptado que las nubes magnéticas se mueven a través de un fondo isótropo de partículas (rayos cósmicos) con una velocidad  $u$  no relativista. Bajo esta hipótesis, la densidad de probabilidad de choque  $P_{choque}$  entre una partícula y una nube es proporcional a la diferencia de velocidades entre ellas dada por  $V - u \cos \theta_1$ . Dado que la velocidad  $V$  típica de los CR es muy cercana a la de la luz, se obtiene con muy buena aproximación que:

$$\frac{dP_{choque}}{d\Omega} \propto (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.7)$$

resultado que permite calcular  $\langle \cos \theta_1 \rangle$ :

$$\begin{aligned} \langle \cos \theta_1 \rangle &= \frac{\int \cos \theta_1 \frac{dP_{choque}}{d\Omega} d\Omega}{\int \frac{dP_{choque}}{d\Omega} d\Omega} = \frac{\int_0^\pi \cos \theta_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1}{\int_0^\pi (1 - \beta \cos \theta_1) \sin \theta_1 d\theta_1} \quad (1.8) \\ &= \frac{-\frac{2}{3}\beta}{2} = -\frac{\beta}{3} \quad (1.9) \end{aligned}$$

Reemplazando las ec. 1.5 y 1.8 en la ec. 1.4, se puede obtener una expresión simple para la ganancia de energía promedio que experimenta una partícula después de un encuentro con una nube magnética:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 + \frac{1}{3}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 = \frac{\frac{4}{3}\beta^2}{1 - \beta^2} \simeq \frac{4}{3}\beta^2 \quad (1.10)$$

en dónde se usó que  $u \ll c$  y que por lo tanto  $\beta \ll 1$ .

Debido a que la cantidad de energía ganada depende cuadráticamente con la velocidad de la nube, este mecanismo de aceleración estadística es llamado mecanismo de Fermi de segundo orden. Es importante notar que, como las velocidades típicas de las nubes son pequeñas comparadas con la velocidad de las partículas ( $u \ll V \approx c$ ), la energía ganada en cada colisión es muy pequeña. Por esta razón, el mecanismo de Fermi de segundo orden requiere de tiempos muy largos para acelerar las partículas.

---

\*Esta hipótesis requiere que el radio de Larmor de la partícula dado por  $p_\perp/|q|B$  sea menor que el tamaño característico de la nube.

Otro aspecto importante es que, en el tiempo entre 2 colisiones, las partículas de rayos cósmicos pueden perder parte de la energía ganada en interacciones con el gas interestelar o intergaláctico. Es por ello que el mecanismo requiere un mínimo de energía de inyección a partir del cual las partículas pueden ser efectivamente aceleradas. Estas energías de inyección podrían ser aportadas por el mecanismo de Fermi de primer orden que se discute en la sección siguiente.

### 1.2.2. Mecanismo de Fermi de primer orden

Una forma más eficiente de aceleración se piensa que puede ocurrir en regiones con intensos frentes de choque como supernovas o jets de núcleos de galaxias activas. El principio de funcionamiento del mecanismo de Fermi de primer orden es muy similar al descrito en la sección anterior, con la importante diferencia de que ocurre en una zona del espacio altamente asimétrica (zona cercana al frente de choque).

Durante una explosión de supernova, varias masas solares de material son eyectadas a velocidades del orden de  $V \approx 10^4 \text{ km s}^{-1}$ . Debido a que la velocidad del sonido en el medio interestelar circundante es del orden de  $10 \text{ km s}^{-1}$ , se produce un frente de choque que se mueve radialmente (Ver Fig. 1.4).

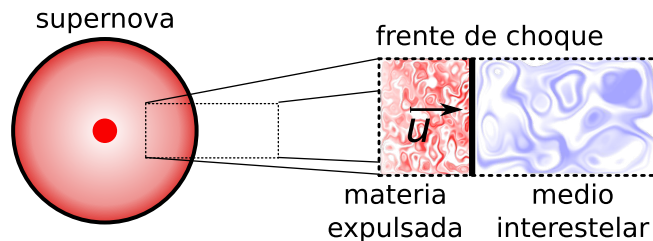


Figura 1.4: Visión esquemática de una región del espacio en donde puede ocurrir el mecanismo de Fermi de primer orden. La materia eyectada viaja con velocidad  $u$  avanzando sobre el medio interestelar que, en comparación, se puede considerar en reposo.

Al propagarse, el frente de choque divide el espacio en dos regiones: una zona que contiene la materia eyectada a la que llamaremos “*downstream*” y otra, que aún no ha sido alcanzada por el frente de choque, a la que nos referiremos como “*upstream*” (ver Fig. 1.5)

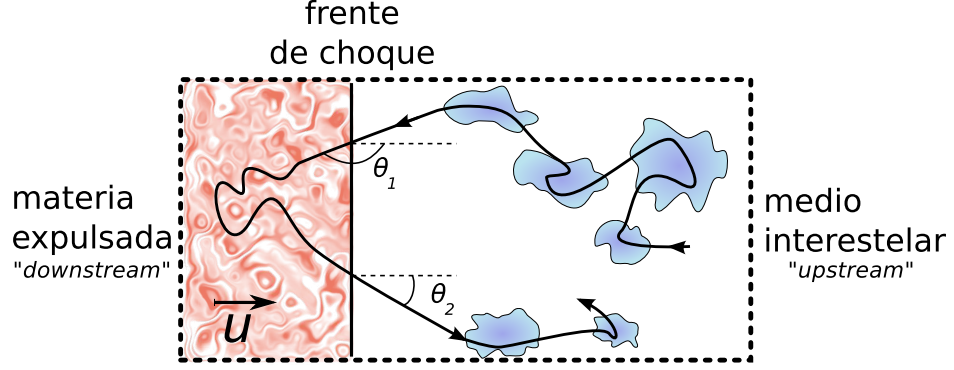


Figura 1.5: Detalle de la zona cercana al frente de choque. La materia en la zona *downstream* forma un plasma que produce un intenso campo magnético turbulento. La región menos densa (*upstream*) contiene nubes o irregularidades magnéticas que son capaces de desviar partículas cargadas.

Al considerar una partícula que se encuentra originalmente en el medio interestelar (*upstream*), es fácil convencerse de que cada vez que cruza el frente de choque hacia la zona *downstream* y es deflectada por esta de manera tal que vuelve a la zona *upstream*, hay una ganancia neta de energía. Para calcular la ganancia promedio de energía en un ciclo *upstream-downstream-upstream* utilizaremos nuevamente la ecuación 1.4, que se obtuvo en la sección anterior para el caso general. Para calcular  $\langle \cos \theta_1 \rangle$  es necesario primero obtener la probabilidad de cruzar el frente de choque. Utilizando un argumento puramente geométrico, es fácil convencerse de que la densidad de probabilidad  $P$  de cruzar el frente por unidad de superficie es proporcional a la proyección del área en la dirección perpendicular al movimiento de la partícula:

$$\frac{dP_{up \rightarrow down}}{d\theta} = \begin{cases} \propto \cos \theta_1 & \text{si } \theta_1 \in [\pi/2, \pi] \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (1.11)$$

$$\frac{d}{P_{down \rightarrow up}} d\theta = \begin{cases} \propto \cos \theta_2 & \text{si } \theta_2 \in [0, \pi/2] \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases} \quad (1.12)$$

estas probabilidades permiten calcular  $\langle \cos \theta_1 \rangle$  explícitamente:

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int_{\pi/2}^{\pi} \cos \theta_1 \frac{dP_{\text{choque}}}{d\Omega} d\Omega}{\int_{\pi/2}^{\pi} \frac{dP_{\text{choque}}}{d\Omega} d\Omega} = \frac{\int_{\pi/2}^{\pi} \cos^2 \theta_1 \sin \theta_1 d\theta_1}{\int_{\pi/2}^{\pi} \cos \theta_1 \sin \theta_1 d\theta_1} = \frac{\frac{1}{3}}{-\frac{1}{2}} = -\frac{2}{3} \quad (1.13)$$

Operando de manera análoga para  $\langle \cos \theta'_2 \rangle$  se tiene:

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = \frac{2}{3} \quad (1.14)$$

Reemplazando 1.13 y 1.14 en la ecuación 1.4 se obtiene:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 + \frac{2}{3}\beta + \frac{2}{3}\beta + \frac{4}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} - 1 = \frac{\frac{4}{3}\beta + \frac{13}{9}\beta^2}{1 - \beta^2} \simeq \frac{4}{3}\beta \quad (1.15)$$

Este resultado indica que la ganancia de energía promedio por ciclo es lineal en  $\beta = u/c$  (en donde  $u$  es la velocidad de la materia expulsada). En comparación con el mecanismo anterior la eficiencia es mucho mayor. A la vez, la velocidad típica de la materia eyectada es órdenes de magnitud superior a la de las nubes magnéticas consideradas en el mecanismo de Fermi de segundo orden.

Actuando en remanentes de supernovas [5], este mecanismo puede aumentar la energía de las partículas hasta  $10^{14}$  eV. Energías más extremas requieren de frentes de choque relativistas que, se supone, se producen en los jets de materia expulsados por núcleos de galaxias activos [6].

### 1.2.3. Espectro de energía predicho por el mecanismo de Fermi

Como veremos a continuación, los dos mecanismos de aceleración presentados en las Secciones 1.2.2 y 1.2.1 permiten obtener una predicción teórica para la forma del espectro de energía de los rayos cósmicos en las fuentes de aceleración.

Es suficiente considerar un modelo simplificado en el que  $E_0$  es la energía inicial de la partícula y  $\epsilon E$  la energía promedio ganada en cada ciclo de aceleración (con  $\epsilon = \Delta E/E$ ). Bajo estas hipótesis, luego del primer ciclo la energía  $E_1$  habrá aumentado de acuerdo a:

$$E_1 = E_0 + \epsilon E_0 = E_0(1 + \epsilon) \quad (1.16)$$

Si la partícula no escapa y permanece en la región en la que se produce la aceleración, el proceso puede repetirse aumentando nuevamente la energía de

la partícula. De esta forma, luego de  $n$  ciclos su energía  $E_n$  estará dada en promedio por:

$$E_n = E_0(1 + \epsilon)^n \quad (1.17)$$

Esta expresión se puede invertir para calcular la cantidad de ciclos de aceleración  $n$  en función de la energía  $E \equiv E_n$  de la partícula:

$$n = \frac{\ln\left(\frac{E}{E_0}\right)}{\ln(1 + \epsilon)} \quad (1.18)$$

Por otro lado, si el tamaño de la región en la que se produce la aceleración es mucho mayor que el radio de Larmor ( $p_\perp/|q|B$ ) de la partícula, la probabilidad de escapar  $P_{esc}$  por unidad de ciclo no depende de la energía. Bajo esta hipótesis se puede escribir la probabilidad de que la partícula sufra  $n$  ciclos de aceleración como:

$$P_n = (1 - P_{esc})^n \quad (1.19)$$

Que se puede escribir en función de  $E$  utilizando la ecuación 1.18 para obtener el espectro energético  $P(E)$ :

$$P(E) = (1 - P_{esc})^{\frac{\ln\left(\frac{E}{E_0}\right)}{\ln(1+\epsilon)}} \quad (1.20)$$

Esta expresión puede reescribirse como:

$$P(E) = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\ln(1-P_{esc})}{\ln(1+\epsilon)}} \quad (1.21)$$

El exponente de esta ley de potencias se denomina índice espectral y suele denotarse con la letra griega  $\gamma$ .

Si la probabilidad de escapar de la zona donde se produce la aceleración es baja ( $P_{esc} \ll 1$ ) y la fracción de energía ganada en cada ciclo es pequeña ( $\epsilon \ll 1$ ), la expresión para  $\gamma$  se reduce a:

$$\gamma \simeq \frac{P_{esc}}{\epsilon} \quad (1.22)$$

Es importante notar que ambos mecanismos, Fermi de primer y segundo orden, predicen una ley de potencias para el espectro energético de los rayos cósmicos, lo cual es consistente con las observaciones experimentales (ver Fig. 1.1).

Para realizar un cálculo preciso del valor del índice espectral  $\gamma$ , es necesario considerar las características particulares de la zona de aceleración. Trabajando a partir de modelos astrofísicos que describen los frentes de choque producidos en supernovas y jets de galaxias activos, varios autores [7] predicen valores de  $\gamma$  cercanos a 2.

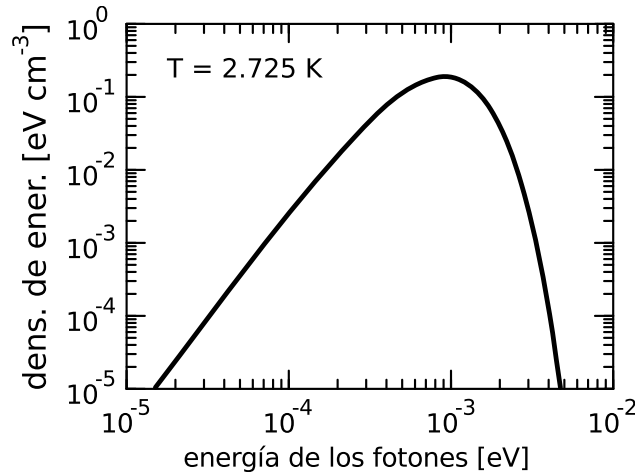


Figura 1.6: densidad de energía de la radiación cósmica de fondo.

## 1.3. Propagación de los rayos cósmicos

### 1.3.1. Radiación de fondo de microondas

La radiación cósmica de fondo (CMB por sus siglas en inglés) fue descubierta de manera accidental por Penzias y Wilson en 1964 [8]. Esta posee un espectro de cuerpo negro con temperatura 2.725 K [9]. En la Fig. 1.6 se muestra la densidad de energía del CMB en función de la energía de los fotones que lo constituyen. En la actualidad se considera que el CMB es universal y esencialmente isótropo.

La CMB es interpretada dentro de la teoría del *Big-Bang* como el remanente de la radiación que existía en el universo en el momento en que formaron los átomos y volverse éste transparente a los fotones [10].

En las siguientes secciones se discute el efecto de esta radiación en la propagación de los CR.

### 1.3.2. Propagación de protones y núcleos: corte GZK

Al viajar a través del CMB los protones y núcleos atómicos pueden sufrir interacciones que les producen una pérdida efectiva de energía. Como veremos a continuación, se comportan de manera similar a partículas moviéndose en un medio viscoso.

En 1966 los físicos Greisen [11] en EEUU y Zatsepin y Kuzmin [12] en la URSS calcularon la pérdida de energía sufrida por los CR debido a interacciones con el CMB. Encontraron que la cantidad de energía disipada aumenta con la energía del CR y que es tan extrema que impone un límite



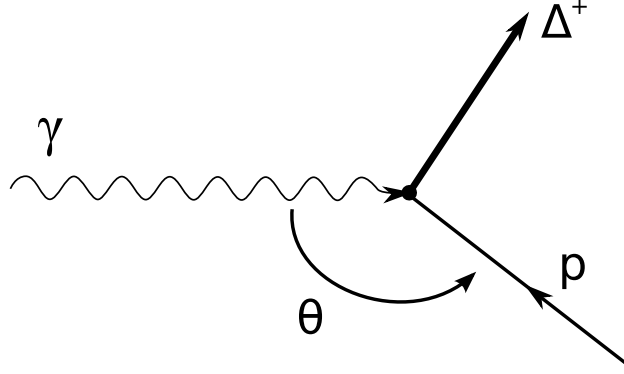


Figura 1.7: Esquema de la geometría de la interacción.

superior a la posible energía de arribo de CR provenientes de fuentes lejanas. Este efecto es hoy conocido con el nombre de corte GZK.

Las principales reacciones responsables de la pérdida de energía para núcleos y protones son:

1. producción de pares:

$$p + \gamma_{\text{fondo}} \rightarrow p + e^+ + e^-$$

2. fotoproducción de piones:

$$p + \gamma_{\text{fondo}} \rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow p + \pi^0 \text{ ó } n + \pi^+$$

otras resonancias..

3. fragmentación del núcleo por interacciones con fotones.

A modo de ejemplo discutiremos en detalle el canal más importante de fotoproducción de piones ( $p_{cr} + \gamma_{\text{fondo}} \rightarrow \Delta^+(1232)$ ). Consideremos un sistema de referencia en reposo (respecto de la radiación cósmica de fondo) en el que el eje  $x$  apunta en la dirección de propagación del fotón del CMB y el plano  $x-y$  contiene al vector de velocidad del protón de alta energía (ver Fig. 1.7). En este sistema se tienen los siguientes cuadrimomentos:

$$\begin{aligned} \gamma &: (q, q, 0, 0) \\ p &: (\sqrt{p^2 + m_p^2}, p \cos \theta, p \sin \theta, 0) \end{aligned}$$

Por restricciones energéticas, la reacción solo será posible si la energía total del sistema, medida en el centro de momentos, es superior a  $m_{\Delta^+}$ :

$$m_{\Delta^+}^2 < 2q(\sqrt{p^2 + m_p^2} - p \cos \theta) \quad (1.23)$$

en este régimen de alta energía la masa del protón puede despreciarse y la anterior expresión se reduce a:

$$p(1 - \cos \theta) > \frac{m_{\Delta^+}^2}{2q} \quad (1.24)$$

La energía mínima a la que ocurre la reacción corresponde a una colisión de frente ( $\cos \theta = -1$ ). Si se consideran los fotones del CMB con más energía\*  $q \sim 2 \times 10^{-3}$  eV, y la reacción puede ocurrir cuando la energía del protón es del orden de  $2 \times 10^{20}$  eV.

En la Fig. 1.8 se muestra la evolución de la energía para protones al considerar todas las reacciones posibles con el CMB. Puede observarse que la energía de un protón, que inicia con  $10^{21}$  eV, se reduce más de diez veces después de recorrer 50 Mpc. Otra forma en que se suele cuantificar el alcance de los CR es mediante la longitud de pérdida de energía  $L$  definida como:

$$L = \frac{E}{dE/dx} \quad (1.25)$$

en donde  $x$  es la distancia recorrida. La Fig. 1.9 resume los resultados para protones y núcleos de hierro. Se indica también la interacción que domina la pérdida de energía.

El corte GZK predice que no es esperable observar nucleones con energía superior a  $10^{20}$  eV provenientes de distancias superiores a los 50 Mpc. Si se toma una esfera de este radio centrada en la tierra se observa que en ella la distribución de objetos estelares no es uniforme. Por esta razón se espera observar una distribución heterogénea para la dirección de arribo de los rayos cósmicos de ultra alta energía.

### 1.3.3. Propagación de fotones

Al igual que los protones, los fotones pueden interactuar con el CMB produciendo partículas y perdiendo energía. En este caso el mecanismo dominante es la producción de pares:

$$\gamma_{\text{UHE}} + \gamma_{\text{fondo}} \rightarrow e^- + e^+$$

Dependiendo de su energía, los  $\gamma_{\text{UHE}}$  pueden interactuar además con el fondo de radiación infrarroja (IR) [14] y el fondo universal de radio (URB) [15]. En la Fig. 1.10 se muestra la longitud de pérdida de energía para fotones en el rango  $10^{12}$  a  $10^{24}$  eV. Puede observarse que el universo es opaco para  $\gamma_{\text{UHE}}$  con energía entre  $10^{14}$  y  $10^{18}$  eV. Por arriba de este valor la distancia que pueden recorrer es similar a la de protones con la misma energía.

\* ver la cola de la distribución de la Fig. 1.6.

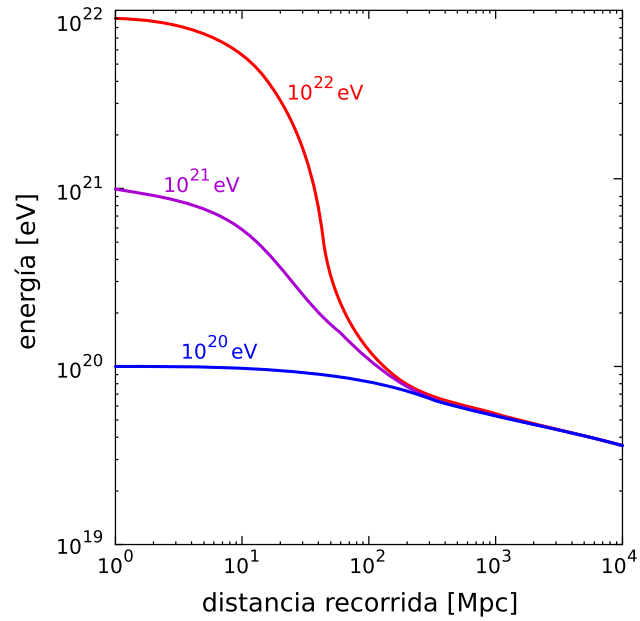


Figura 1.8: Evolución de la energía de un protón al propagarse a través de la radiación cósmica de fondo [13].

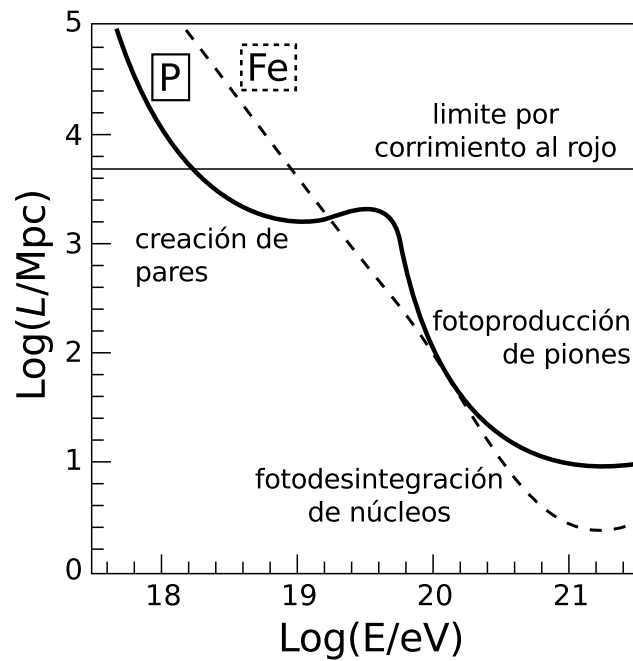


Figura 1.9: Longitud de pérdida de energía  $L$  para protones y núcleos de hierro, al propagarse a través de la radiación cósmica de fondo.

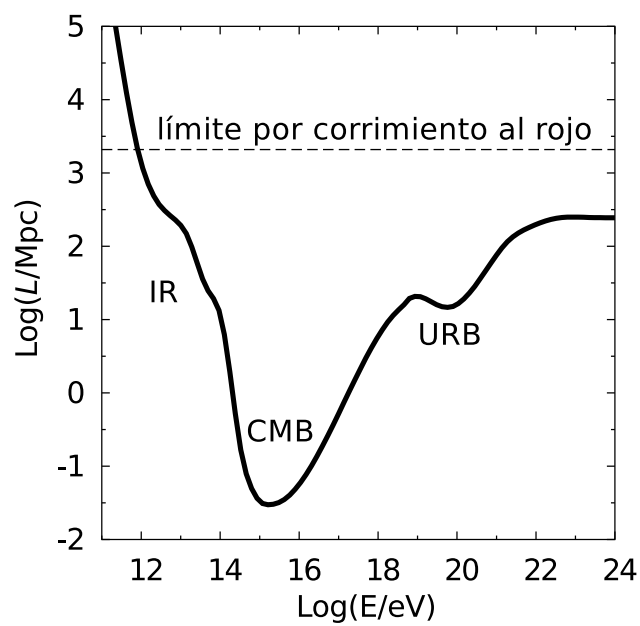


Figura 1.10: longitud de pérdida de energía  $L$  para fotones [16]. Puede observarse que el universo es opaco a los fotones con energía entre  $10^{14}$  y  $10^{18}$  eV. Las etiquetas IR, CMB y URB indican la interacción dominante que produce la pérdida de energía. IR corresponde al fondo infrarrojo, CMB a la radiación de fondo de microondas y URB al fondo universal de radio.

## 1.4. Neutrinos

El neutrino fue propuesto en 1930 por Wolfgang Pauli para explicar la aparente pérdida de energía observada en los decaimientos  $\beta$ . Pauli argumentó que la energía sería conservada si una partícula hipotética, a la que denominó neutrino, participase en la desintegración compensando las cantidades perdidas. La medición directa de neutrinos se logró 26 años después en un experimento realizado por Clyde Cowan y Frederick Reines.

Los neutrinos son partículas fermiónicas sin carga eléctrica ni de color por lo que solo son afectados por la interacción débil y gravitatoria. En el marco del Modelo Estándar de partículas los neutrinos y los leptones cargados se asocian en los siguientes dobletes de isoespín débil:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \text{ y } \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

en donde el bosón  $W$  acopla los miembros de cada multiplete. Si los neutrinos son partículas masivas, sus autoestados de masa  $\nu_i$  no necesitan corresponder a los de fuerza débil. En esta situación, los neutrinos de sabor definido  $\nu_\alpha$  se pueden describir como una superposición de los  $\nu_i$ :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.26)$$

con  $U_{\alpha i}$  los elementos de una matriz unitaria usualmente denominada PMNS en honor a Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata. En el vacío, los autoestados de masa evolucionan según  $\exp[-im_i T_i]$  en donde  $m_i$  es la masa del autoestado  $\nu_i$  y  $T_i$  el tiempo transcurrido en el sistema en el que el neutrino está en reposo. Si las masas no son iguales, los autoestados de masa se propagan manera diferente entre sí. En consecuencia, el estado que describe a los neutrinos con sabor definido no es invariante ante el propagador y el sabor de los neutrinos puede modificarse al viajar por el vacío. Este fenómeno, conocido con el nombre de oscilaciones de neutrinos, ha sido observado experimentalmente en neutrinos solares [17] y atmosféricos [18] y predice que el flujo de neutrinos cósmicos es igual para los tres sabores independientemente de su producción.

### 1.4.1. Detección de neutrinos cósmicos

Por sus características, los neutrinos proveen una herramienta única para el estudio de procesos astrofísicos, ya que son capaces de atravesar grandes

cantidades de materia y transmitir información de regiones del universo inaccesibles de otra manera. Además, al ser neutros se propagan sin ser desviados por los campos magnéticos intergalácticos.

Hasta la fecha, la única observación confirmada de neutrinos originados fuera del sistema solar corresponde a los provenientes de la supernova SN1987A ocurrida el 24 de febrero de 1987. La veintena de neutrinos detectados marcaron un hito en la física cuyas implicaciones se siguen discutiendo más de 20 años después.

A energías del orden del EeV, se espera que los neutrinos sean producidos en las mismas fuentes que los UHECRs hadrónicos [19] (ver Sec. 1.4.2) y también durante la propagación de estos a través del CMB. Estos últimos son llamados “neutrinos cosmogénicos” y su intensidad depende de la composición de los UHECRs con energía superior al corte GZK ( $\gtrsim 10^{20}$  eV).

Durante los últimos 20 años la comunidad científica ha dedicado enormes esfuerzos a la detección neutrinos cósmicos. Para detectar neutrinos de alta energía, uno se ve obligado a compensar su muy pequeña probabilidad de interacción con la materia con detectores extremadamente masivos. En este sentido es común que se utilicen formaciones naturales, como grandes lagos o masas de hielo, como material detector. Otro problema es el de identificar los eventos originados por neutrinos en el fondo producido por los mucho más numerosos CR hadrónicos. La estrategia más seguida es ubicar los detectores en regiones a las que, se espera, solo puedan acceder neutrinos. Estas dos condiciones restringen las posibles ubicaciones y los telescopios de neutrinos por lo que suelen ser construidos en lugares inhóspitos como las profundidades de lagos y océanos o bajo los hielos de la Antártida.

En la actualidad se encuentran funcionando experimentos de este tipo que han demostrado su viabilidad midiendo el espectro de neutrinos atmosféricos (provenientes de las cascadas que producen los CR) hasta energías del orden del TeV. Sin embargo, hasta el momento, ninguno ha observado una contribución extragaláctica.

Los observatorios sumergidos (en hielo o agua) más importantes operando en la actualidad son: IceCube [20] y RICE [21] en la Antártida y ANTA-RES [27] en el mar Mediterráneo. También relevantes a altas energías son los experimentos FORTE [23] y ANITA [24]. Estos utilizan una técnica de detección remota basada en la búsqueda de pulsos de radio que se supone son producidos por las partículas generadas cuando un neutrino con energía superior a  $10^{15}$  eV interactúa en un medio denso como el hielo. En la tabla 1.1 se da un resumen de los experimentos dedicados a la detección de neutrinos ultra energéticos.

En los últimos años, el área de investigación en neutrinos de alta energía ha sido muy activa y cobrado notoriedad debido las razones astrofísicas antes

	Ppio. de det.	$V_{\text{eff}}$ $\text{km}^3$	$E_{\text{min}}$ $\text{GeV}$	$E_{\text{max}}$ $\text{GeV}$	Ubicación	Periodo de op.
RICE [21]	Radio-ice	4	$10^8$	$10^{11}$	Polo Sur	1997-
GLUE [22]	Radio-moon	$10^5$	$10^{11}$	$10^{14}$	California	1999-2003
FORTE [23]	Radio-ice	$10^6$	$10^{13}$	$10^{17}$	Satélite	1997-2001
ANITA [24]	Radio-ice	$10^6$	$10^9$	$10^{14}$	Globo, Antartica	2007-
Baikal [25]	Cherenkov agua	$10^{-4}$	$10^4$	$10^8$	Lago Baikal, Siberia	1993-
AMANDA [26]	Cherenkov hielo	$10^{-2}$	$10^3$	$10^6$	Polo Sur	1996-2005
IceCube [20]	Cherenkov hielo	1	$10^2$	$10^{10}$	Polo Sur	2006-
ANTARES [27]	Cherenkov agua	$10^{-2}$	$10^2$	$10^5$	Mediterraneo -2500m	2008-
Nestor [28]	Cherenkov agua		$10^3$	$10^7$	Mediterraneo -4000m	2012?

Tabla 1.1: Resumen de observatorios de neutrinos actuales y planeados.  $V_{\text{eff}}$  es el volumen efectivo,  $E_{\text{min}}$  la energía mínima de detección y  $E_{\text{max}}$  la máxima.

mencionadas y a que es uno de los caminos más promisorios en la búsqueda de física más allá del Modelo Estándar. A modo ilustrativo, es interesante destacar que a partir de su última edición, el PDG [29] incluye una sección dedicada al tema.

### 1.4.2. Origen y espectro de energía de los neutrinos ultra energéticos

Es generalmente aceptado por la comunidad que el espectro de energía de los CR cargados tiene la forma  $E^{-2}$  en los sitios de aceleración. (para más detalle ver Sec. 1.2.3). Debido a que los protones y núcleos pesados pierden energía durante el viaje, en la tierra se observa un espectro más empujado del tipo  $\sim E^{-3}$ . Por el contrario, los neutrinos no sufren pérdidas en su propagación y se espera que su espectro en la tierra y el del sitio de producción sean iguales.

Debido a que no interactúan electromagnéticamente, los neutrinos no pueden ser acelerados por el mecanismo de Fermi. Sin embargo, las partículas cargadas (protones o núcleos atómicos) en el proceso de ser aceleradas, pueden interactuar con el campo de radiación de la fuente produciendo neutrinos ultra energéticos. El proceso dominante para este tipo de reacciones es la fotoproducción de piones [19]. En este tipo de interacciones se producen piones que llevan una fracción de la energía  $E_{\text{nuc}}$  del protón o núcleo atómico que les dio origen. Al decaer, los piones cargados dan como resultado neutrinos:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

En promedio, cada neutrino lleva una energía  $E_\nu = 0.05E_{\text{nuc}}$  por lo que se espera que el espectro de neutrinos sea igual al de las partículas cargadas que los generaron ( $E^{-2}$ ).

Como puede observarse, las reacciones anteriores producen 2 veces más neutrinos muónicos que electrónicos y no se producen neutrinos tau. Esta relación de sabores 1:2:0 en el sitio de producción se torna 1:1:1 en la Tierra producto de las oscilaciones de neutrino en el vacío [30].





# Capítulo 2

## Detección de neutrinos mediante lluvias atmosféricas

### 2.1. Lluvias atmosféricas

A fines de la década del treinta Pierre Auger observó que la coincidencia de disparo entre detectores de rayos cósmicos separados varios kilómetros era mayor a la esperada para eventos independientes. Explicó este hecho postulando la existencia de partículas muy energéticas que, al interactuar en la alta atmósfera, pudieran generar nuevas partículas de alta energía capaces, a su vez, de repetir el proceso iniciando una reacción de multiplicación en cadena. Este fenómeno lleva hoy el nombre de lluvia atmosférica extendida (EAS por su sigla en inglés).

Tras 70 años de investigación, la estructura y evolución de las cascadas atmosféricas se considera bien comprendida. A partir de la primera interacción, su desarrollo puede describirse como un núcleo de partículas de alta energía (usualmente hadrones), que avanza a lo largo del eje de la lluvia produciendo electrones, muones y fotones menos energéticos que difunden en la dirección radial (ver Fig. 2.1). Así, las EAS están constituidas por un fino disco de partículas que se propagan a velocidades cercanas a la de la luz en la dirección determinada por el vector de momento de la partícula primaria que le dio origen. Este disco, también llamado frente, presenta una alta densidad de partículas en el centro que disminuye de manera exponencial en la dirección radial (perpendicular al eje de la cascada).

En la actualidad se considera que al menos el 99% de las cascadas con energía superior a  $10^{17}$  eV son iniciadas por UHECR hadrónicos [31]. Estas lluvias pueden modelarse a partir de tres componentes: hadrónica, muónica y electromagnética (ver Fig. 2.2). En las primeras etapas de la cascada el

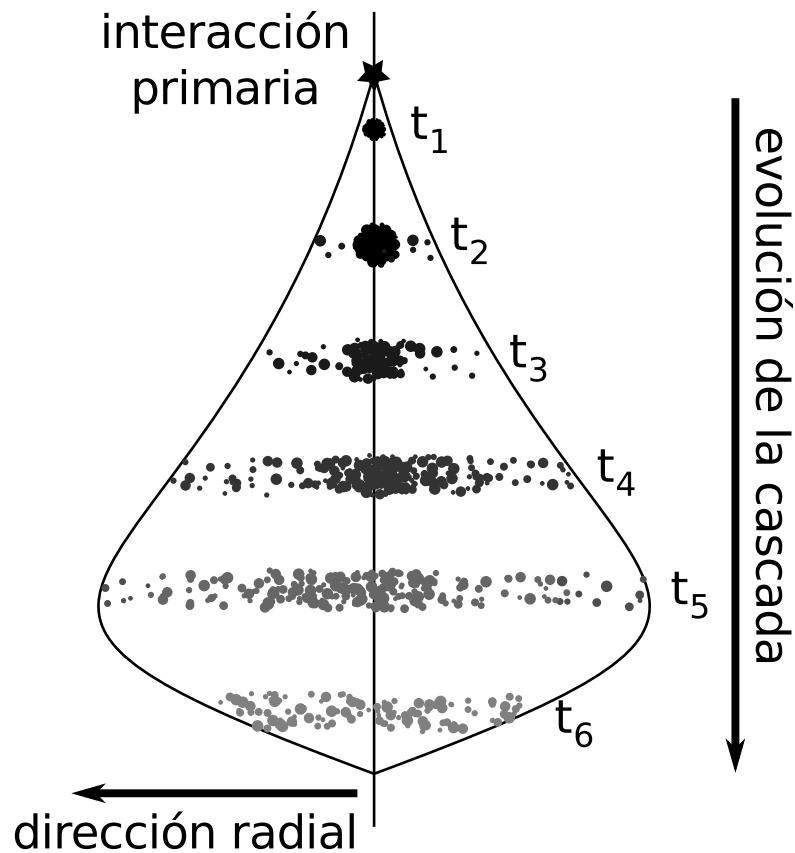


Figura 2.1: Esquema de la evolución de una cascada atmosférica. Tras la primera interacción se forma un núcleo de partículas de alta energía (usualmente hadrones), que avanza a lo largo del eje de la lluvia produciendo nuevas partículas menos energéticas, pero con mayor momento transverso relativo, que difunden en la dirección radial.

número de hadrones aumenta rápidamente. En cada interacción hadrónica, cerca del 30 % de la energía es transferida a la componente electromagnética a través del decaimiento de piones neutros  $\pi^0$  en dos fotones. En los estadios finales, alrededor del 90 % de la energía de la partícula primaria ha sido disipada por la componente electromagnética mediante ionización. La energía restante es transportada por muones y neutrinos originados en el decaimiento de piones cargados de baja energía.

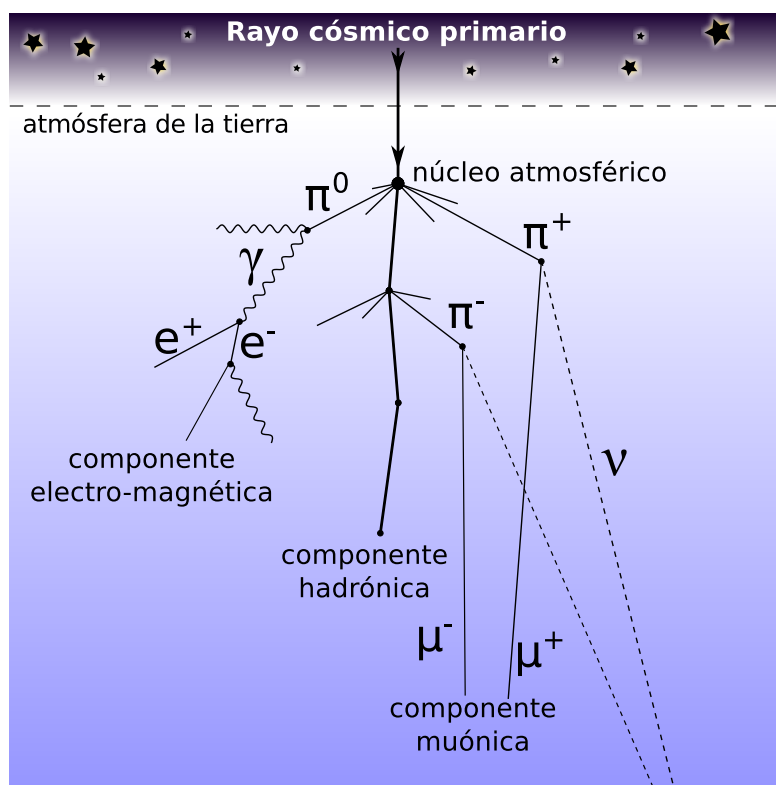


Figura 2.2: Diagrama esquemático de la estructura de una cascada atmosférica.

### 2.1.1. Modelo de evolución de lluvias atmosféricas

En esta sección se presenta un modelo simplificado de la evolución de lluvias atmosféricas desarrollado originalmente por Heitler [32] a mediados de los años 50. Si bien el modelo es demasiado simple para obtener resultados cuantitativos precisos, es útil para comprender cualitativamente su dinámica.

El modelo describe la evolución de las cascadas como un proceso discreto en el que la cantidad de partículas se multiplica en cada generación (ver Fig. 2.3). La rapidez con que la lluvia se desarrolla está determinada por la longitud de interacción  $\lambda$ , que depende del tipo de partícula involucrada. Cada vez que una partícula interactúa, su energía se reparte entre las partículas hijas.

La componente hadrónica funciona como motor de la cascada transfiriendo energía a las componentes muónica y electromagnética. Los fotones y electrones de alta energía producidos interactúan iniciando nuevas cascadas y la cantidad de partículas de la componente EM crece rápidamente. Por el

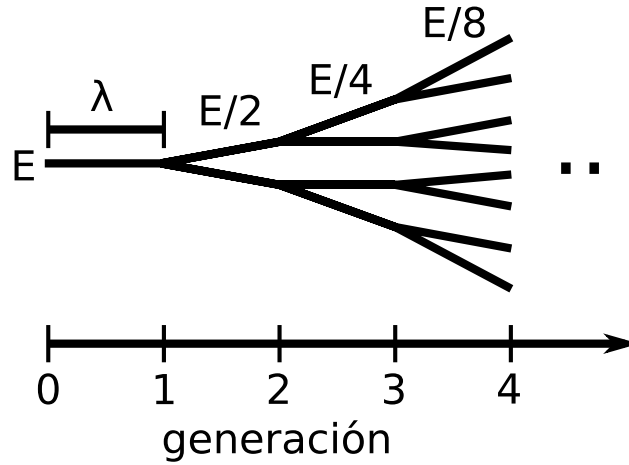


Figura 2.3: Modelo de Heitler de la evolución de una cascada atmosférica. La longitud de interacción  $\lambda$  determina la distancia entre generaciones. En cada interacción la cantidad de partículas se multiplica.

contrario, por ser partículas muy penetrantes, se considera que, una vez producidos los muones no interactúan y, por lo tanto, no contribuyen al proceso de multiplicación.

En una versión simple de este modelo, la totalidad de los hadrones producidos son piones  $\pi^\pm$  y  $\pi^0$ . Al interactuar por fuerza fuerte, éstos generan nuevos  $\pi^\pm$  y  $\pi^0$  en una proporción de 2 a 1. Los  $\pi^0$  decaen inmediatamente en dos fotones que pasan a formar parte de la componente electromagnética. Los  $\pi^\pm$ , de vida más larga, continúan la cascada hadrónica hasta que su energía no les permite generar nuevos piones. Cuando esto sucede, decaen en muones. El alto poder de penetración de los muones les permite atravesar la atmósfera sin interactuar en el camino, por lo que generalmente alcanzan la superficie de la tierra antes que la componente electromagnética.

### 2.1.2. Cascadas electromagnéticas en el modelo de Heitler

Si la partícula primaria es un fotón o un electrón de alta energía la cascada es puramente electromagnética. Al modelar su evolución se considera que cada electrón radía por bremsstrahlung un único fotón tras viajar una distancia  $\lambda$ , con  $\lambda \simeq 37 \text{ g cm}^{-2}$  la longitud de radiación en la atmósfera. Cada fotón produce a su vez un par  $e^- e^+$  tras recorrer esta misma distancia. En ambos casos se considera que la energía se reparte equitativamente entre las partículas hijas. De esta forma, después de  $n$  pasos la lluvia cuenta con  $2^n$  partículas entre electrones, positrones y fotones. La producción de nuevas

partículas se detiene cuando la energía perdida por ionización domina por sobre los procesos de bremsstrahlung y producción de pares. En el aire esta energía de corte es aproximadamente 86 MeV. En este punto la cantidad de partículas es máxima y valen las siguientes ecuaciones:

$$E_0 = E_{\text{corte}} N_{\text{max}} = E_{\text{corte}} 2^{n_{\text{max}}} \quad (2.1)$$

$$X_{\text{max}} = n_{\text{max}} \lambda \quad (2.2)$$

la lluvia alcanza máxima cantidad de partículas  $n_{\text{max}}$  a una profundidad  $X_{\text{max}}$  medida en la dirección de incidencia de la partícula primaria. Despejando  $n_{\text{max}}$  de la ecuación 2.1 y reemplazando en 2.2 se obtiene la siguiente expresión para  $X_{\text{max}}$ :

$$X_{\text{max}} = n_{\text{max}} \lambda \ln 2 = \lambda \ln \left( \frac{E_0}{E_{\text{corte}}} \right) \quad (2.3)$$

A pesar de la simplicidad del modelo utilizado, esta ecuación es capaz de aproximar la profundidad  $X_{\text{max}}$ . A modo de ejemplo, una cascada de  $10^{18}$  eV alcanza máxima cantidad de partículas a una profundidad de  $\sim 800 \text{ g cm}^{-2}$  y el modelo predice  $850 \text{ g cm}^{-2}$ .

### 2.1.3. Lluvias inducidas por protones o núcleos

En una lluvia iniciada por un hadrón, típicamente el 80 % de las partículas producidas en la primer interacción son piones (el resto son kaones, otros mesones, hiperones y pares nucleón-antinucleón). Los hadrones secundarios con suficiente energía continúan la cascada hadrónica que se desarrolla a lo largo del eje de la lluvia. Las partículas inestables con baja energía decaen transfiriendo su energía a las componentes EM y muónica.

Los piones neutros  $\pi^0$  tienen una vida media de  $10^{-16}$  s por lo que decaen antes de alcanzar la superficie. El canal más frecuente es a 2 fotones. Estos producen sub-lluvias electromagnéticas muy similares a las descritas en la Sec. 2.1.2. El tamaño de la lluvia aumenta hasta que la energía de los electrones cae por debajo de la energía crítica. En esta etapa de la lluvia, aproximadamente el 90 % de la energía total está en la parte electromagnética. A menores energías, las pérdidas por ionización superan el bremsstrahlung y la componente electromagnética comienza a disminuir.

Los electrones y positrones de la lluvia electromagnética sufren dispersiones múltiples que terminan determinando las características de la estructura transversal de la lluvia.

Los mesones cargados poseen una vida media mayor ( $\sim 10^{-8}$  s), por lo que tienen una alta probabilidad de interactuar con los núcleos atmosféricos

antes de decaer. La competencia entre los dos procesos depende esencialmente del balance entre el camino libre medio de la interacción (que depende de la sección eficaz y de la densidad del medio) y la longitud media de decaimiento. Ambos varían con la energía y se tornan iguales a  $\sim 115$  GeV para piones cargados y  $\sim 850$  GeV para kaones [33].

Al decaer, los kaones y piones cargados producen muones y  $\nu_\mu$ . La sección eficaz de interacción de los neutrinos es despreciable y escapan llevándose alrededor del  $\sim 2\%$  de la energía del primario. A medida que la lluvia evoluciona, la componente muónica aumenta hasta alcanzar una meseta que se atenúa débilmente ya que los muones son partículas muy penetrantes que pierden energía a un ritmo muy inferior al de los electrones.

#### 2.1.4. Lluvias inducidas por fotones o electrones

La descripción dada en la Sec. 2.1.2 permite comprender la estructura general de estas lluvias.

En comparación con las cascadas iniciadas por hadrones, las originadas por electrones o fotones tienen una estructura espacial muy diferente. Tienen a ser más compactas debido a que el momento transversal  $p_T$  de los electrones y fotones producidos es usualmente pequeño. En contraste, las reacciones altamente inelásticas (DIS por sus siglas en inglés), típicas de las cascadas hadrónicas, suelen producir partículas con  $p_T$  alto.

Otra diferencia importante es que las lluvias EM presentan una componente muónica cerca de 100 veces más pequeña que la observada en una cascada hadrónica equivalente. Los pocos muones presentes son producto del decaimiento de piones producidos en reacciones fotonucleares.

#### 2.1.5. Cascadas inclinadas

El término “cascada inclinada” se utiliza, generalmente, para denominar a aquellas que presentan un ángulo cenital  $\theta$  mayor a  $60^\circ$ . Para motivar esta definición, es interesante estudiar como varía con  $\theta$  la cantidad de materia que debe recorrer una cascada para alcanzar la tierra. En la Fig. 2.4 puede observarse que entre  $0^\circ$  y  $60^\circ$  la variación es de solo  $1000 \text{ g cm}^{-2}$ , un factor 2 respecto de la profundidad vertical. A ángulos cenitales más oblicuos el espesor atmosférico aumenta rápidamente y alcanza los  $36000 \text{ g cm}^{-2}$  para  $\theta = 90^\circ$ .

Tal como se menciona al inicio del capítulo, la inmensa mayoría de los CR con energía superior a  $10^{17}$  eV son protones o núcleos atómicos. Debido a que su longitud de interacción es del orden de los  $50 \text{ g cm}^{-2}$  las cascadas son

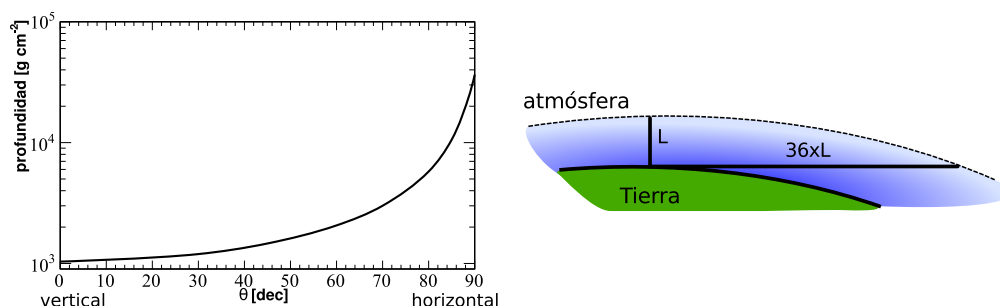


Figura 2.4: Profundidad atmosférica en función del ángulo cenital  $\theta$ . El espesor aumenta rápidamente a partir de  $60^\circ$  (*izquierda*). Una cascada completamente horizontal recorre un espesor másico 36 veces mayor que una vertical (*derecha*).

iniciadas cerca del inicio de la atmósfera. En consecuencia, las lluvias inclinadas recorren una cantidad de materia mayor que las verticales y su frente arriba a la superficie de la tierra en un estado de desarrollo más avanzado\*. Para  $\theta > 70^\circ$  las componentes hadrónica y EM son completamente absorbidas en la atmósfera y solo la componente muónica logra alcanzar la tierra (ver Fig. 2.5). En consecuencia, las cascadas inclinadas son muy diferentes de las verticales, en las que la componente EM es dominante.

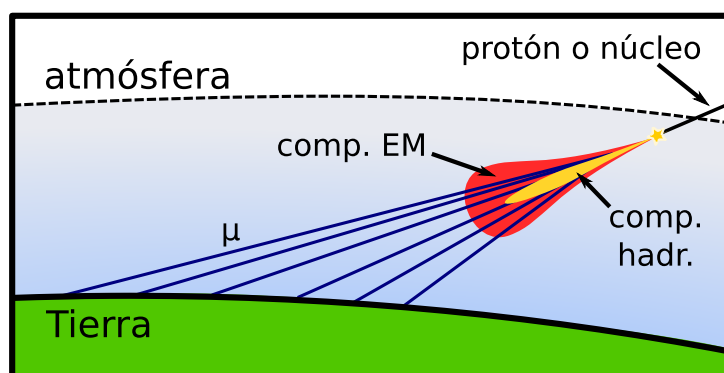


Figura 2.5: Las lluvias inclinadas producidas por protones o núcleos se inician alto en la atmósfera. Las componentes hadrónica y EM son absorbidas y solo los muones alcanzan la tierra.

Los muones de las lluvias oblicuas están acompañados por un halo EM

\*Por esta razón las cascadas oblicuas son también denominadas “viejas” o “envejecidas”.



de baja energía. Estos electrones y fotones son producidos por los muones a través de reacciones de ionización, bremsstrahlung y creación de pares.

## 2.2. Cascadas iniciadas por neutrinos

En el marco del Modelo Estándar (SM por sus siglas en inglés), los neutrinos interactúan a través de la fuerza débil y la gravedad. En la práctica, solo las interacciones débiles permiten detectar neutrinos individuales. La Fig. 2.6 resume los canales de interacción débil conocidos. En todos ellos alrededor del 20% de la energía del neutrino primario es transferida al jet de bariones y mesones que emerge de los fragmentos del nucleón roto. Estas partículas inician una cascada hadrónica muy similar a la que produciría un protón. El 80% restante de la energía del primario está contenida en el leptón ultra energético producido en la interacción débil. El destino de esta energía depende del canal de interacción involucrado. Si la lluvia es iniciada por un

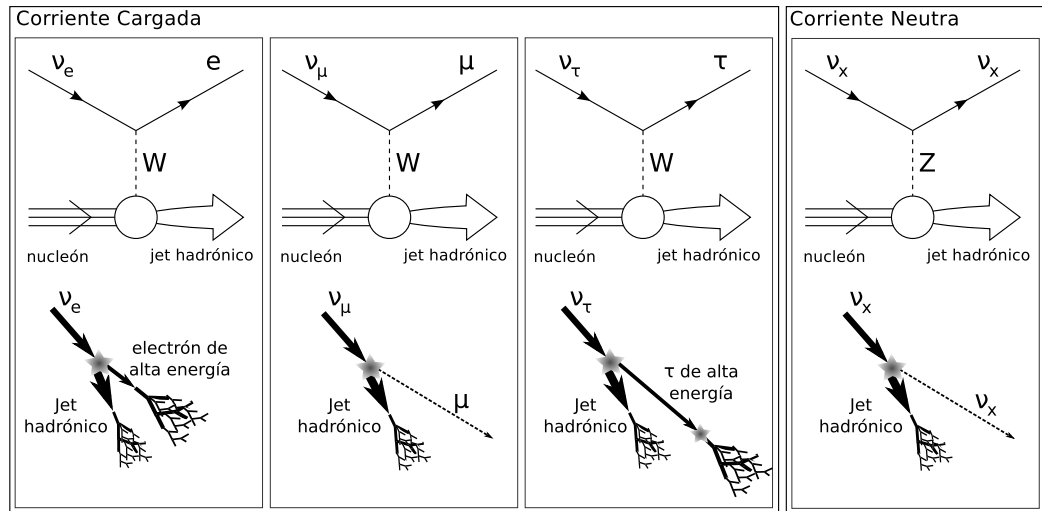


Figura 2.6: Canales detectables de interacción de los neutrinos de acuerdo al Modelo Estándar. En cada uno se indica el diagrama de Feynman a orden más bajo. En todos los canales el jet que emerge de los fragmentos del nucleón roto inicia una cascada hadrónica. El electrón producido en la interacción  $\nu_e$  vía CC inicia además una lluvia electromagnética que se suma a la hadrónica. El  $\nu_\tau$  vía CC genera un  $\tau$  de alta energía que puede viajar y originar una cascada más cerca de la superficie.

$\nu_e$  vía corriente cargada (CC de aquí en adelante), el electrón emergente inicia una cascada electromagnética que se superpone a la hadrónica producida

por el jet. En este caso el 100 % de la energía del primario es transferida a la lluvia. Por el contrario, las interacciones de corriente neutra (CN) producen un neutrino secundario en lugar del electrón. Este neutrino escapa y no contribuye al proceso de multiplicación llevándose cerca del 80 % de la energía del primario.

Las lluvias iniciadas por  $\nu_\mu$  vía CC son muy similares a las de CN pese a que la interacción fundamental es diferente. A las energías involucradas, la probabilidad de que el muón secundario de alta energía decaiga antes de alcanzar la tierra es inferior a  $10^{-9}$ . A la vez, la probabilidad de interactuar y transferir una fracción apreciable de su energía (por bremsstrahlung o DIS) es del orden de  $10^{-3}$ . De esta manera, es indistinguible de un neutrino secundario que emerge de una interacción de CN.

El canal  $\nu_\tau$  vía CC presenta una característica interesante. Al igual que el muón, el leptón  $\tau$  es una partícula muy penetrante por lo que puede viajar y alejarse del punto en que fue producido. Por otro lado, su vida media es siete ordenes de magnitud menor por lo que puede decaer antes de alcanzar la tierra produciendo una segunda lluvia atmosférica que se suma a la iniciada por el jet hadrónico (ver tercer panel en Fig. 2.6). Este tipo de cascadas es comúnmente conocida con el nombre de “Double-Bang” (DB). Dependiendo del canal de decaimiento de  $\tau$ , esta segunda cascada tendrá distinta componente hadrónica o electromagnética.

### 2.2.1. Cascadas profundas iniciadas por neutrinos

El camino libre medio para neutrinos de  $10^{18}$  eV es del orden de  $10^8$  g cm<sup>-2</sup>. Debido a que este valor es muy superior al espesor de la atmósfera, el flujo de neutrinos es independiente de la profundidad atmosférica. En particular, los neutrinos pueden iniciar cascadas inclinadas profundas en las que la componente EM alcanza la tierra (ver Fig. 2.7). Esta característica distingue a los neutrinos de otras posibles partículas primarias como protones, núcleos y fotones que interactúan en los primeras centenas de gramos de la atmósfera con probabilidad cercana a 1. La búsqueda de cascadas inclinadas profundas es la base de los métodos de detección de neutrinos mediante lluvias atmosféricas.

Los neutrinos  $\nu_\tau$  también pueden iniciar cascadas profundas de manera indirecta a través del  $\tau$  de alta energía producido en la interacción primaria. A una energía de  $10^{18}$  eV el  $\tau$  recorre en promedio 50 km antes de decaer. De esta forma, incluso si el  $\nu_\tau$  primario interactúa alto en la atmósfera el  $\tau$  puede viajar e iniciar una cascada profunda.

Otra posibilidad, es que el  $\nu_\tau$  interactúe en un blanco denso, como una montaña o la corteza terrestre, y produzca un  $\tau$  que logra emerger e iniciar una lluvia inclinada profunda en la atmósfera (ver Fig. 2.8). De esta forma,

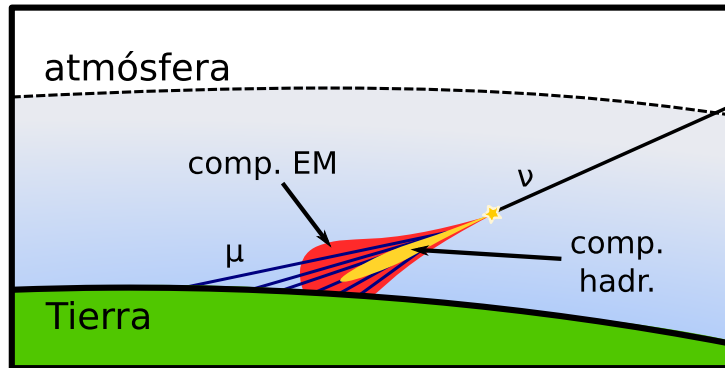


Figura 2.7: Los neutrinos pueden iniciar cascadas inclinadas profundo en la atmósfera. En este tipo de eventos tanto la componente EM como la muónica alcanzan la tierra. Comparese con la Fig. 2.5.

$\nu_\tau$  ascendentes que inciden de forma casi tangencial en la tierra, pueden ser detectados mediante la cascada inclinada ascendente profunda que produce el  $\tau$  secundario al decaer. En 2009 la Colaboración Auger publicó un límite al flujo de neutrinos  $\tau$  utilizando un análisis basado en este tipo de  $\nu_\tau$  ascendentes [34]. El presente trabajo analiza las lluvias iniciadas en la atmósfera por neutrinos descendentes de todos los sabores y por  $\nu_\tau$ s en las montañas.

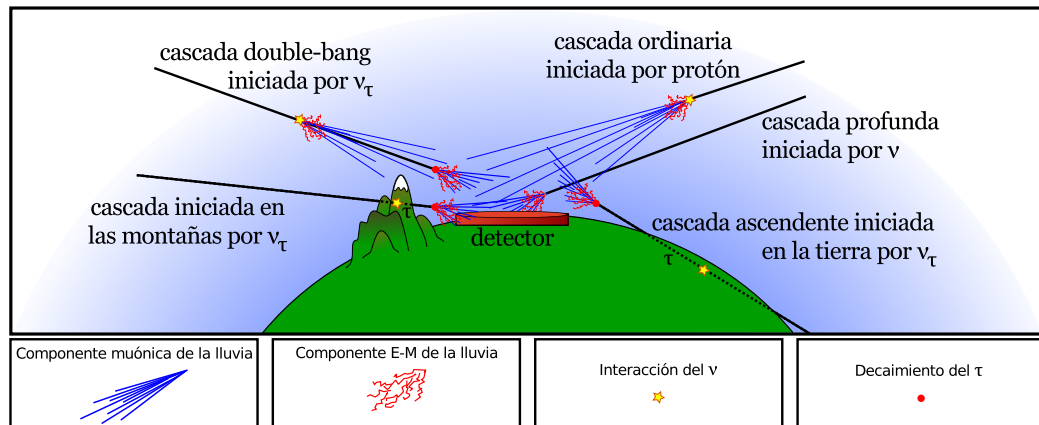


Figura 2.8: Distintas formas en que los neutrinos pueden iniciar cascadas inclinadas profundas. Este trabajo analiza las lluvias producidas por neutrinos descendentes.

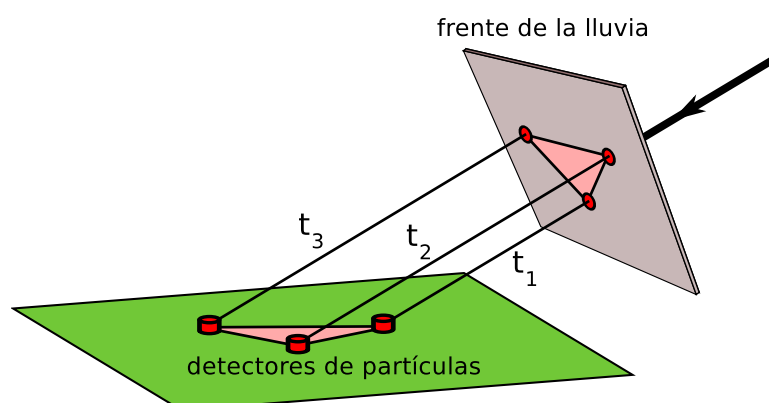


Figura 2.9: Esquema de la reconstrucción de la dirección de arribo de una cascada utilizando un arreglo de detectores de superficie.

## 2.3. Técnicas de detección

### 2.3.1. Métodos basados en detectores de superficie

Debido al flujo extremadamente bajo\* de CR de muy alta energía, es necesario el uso de detectores con un área de colección de varios  $\text{km}^2$  para obtener una cantidad de datos estadísticamente significativa.

La forma clásica de enfrentar el problema es distribuir detectores de partículas (estaciones) sobre una gran superficie. De esta manera es posible muestrear las partículas secundarias en diferentes puntos del frente de la lluvia. Esta técnica fue utilizada por P. Auger y sus colaboradores en el descubrimiento de las EAS. En este método, las cascadas atmosféricas son identificadas al registrar partículas en coincidencia en dos o más estaciones dentro de una ventana de tiempo determinada por la distancia entre ellas. Si el frente de la cascada es registrado por tres o más estaciones no alineadas, la dirección de arribo de la partícula primaria puede reconstruirse a partir del tiempo relativo registrado en los detectores (ver Fig. 2.9). La resolución en la dirección de arribo está limitada por la precisión con que los tiempos son registrados.

Las estaciones que forman el arreglo de superficie pueden ser de diferentes tipos dependiendo de las características de la cascada que se desee medir. En la actualidad los más utilizados son centelladores y detectores de agua Cherenkov. Los centelladores son generalmente superficies planas que registran las partículas que los atraviesan. De esta forma permiten medir densidad de partículas por unidad de área. En la mayoría de las lluvias atmosféricas, la

\*inferior a una partícula por  $\text{km}^2$  por año.

cantidad de fotones y electrones es muy superior a la de las demás partículas. Por esta razón los centelladores, si no están blindados, son poco sensibles a la componente muónica. Telescope Array, Yakutsk y AGASA son ejemplos de experimentos que eligieron utilizar este tipo de detectores [35, 36, 37].

Los detectores de agua Cherenkov fueron desarrollados por el experimento Haverah Park a mediados de la década de 1960 [38]. Son tanques de agua herméticos que contienen en su interior uno o más sensores que registran la radiación Cherenkov producida por las partículas relativistas al propagarse por agua. Una de las ventajas de los detectores de este tipo es que, al ser voluminosos, son sensibles a flujos de partículas muy inclinados e incluso horizontales.

Una descripción detallada de este es el tipo de detectores se da en el capítulo siguiente.

# Capítulo 3

## Descripción del detector

El Observatorio Auger es un detector que emplea dos métodos independientes para detectar y estudiar los rayos cósmicos de más alta energía. Esta compuesto, por un detector de superficie, desplegado sobre un área de  $\sim 3000 \text{ km}^2$ , y un detector de fluorescencia capaz de observar las trazas dejadas por las lluvias en el espacio ubicado sobre el detector de superficie. Además de ser el primer detector híbrido, el Observatorio Auger permitirá, en sus veinte años de duración programada, registrar más eventos que la suma de todos los experimentos previos. Este capítulo presenta una descripción breve del funcionamiento del detector de superficie haciendo énfasis en los aspectos relevantes para este trabajo. Una descripción detallada se encuentra en [39].

### 3.1. Detector de superficie (SD)

El detector de superficie está formado por un arreglo de 1600 detectores de radiación Cherenkov de agua dispuestos en una grilla triangular con separación de 1500 m (ver Fig. 3.1). Cada uno de estos detectores es sensible a las componentes muónica, electrónica y fotónica de la lluvia. La Colaboración del Observatorio Auger decidió, en su fase de diseño, utilizar detectores de agua por sobre centelladores porque el poder de frenado de los primeros es mucho mayor y los electrones provenientes de las lluvias se frenan completamente dejando la totalidad de su energía en el detector. Este hecho aumenta la posibilidad de determinar la composición de la partícula primaria [40]. Además la experiencia ganada en el experimento Haverah Park mostró que este tipo de detectores puede funcionar correctamente por 20 años, que es la duración programada del proyecto Auger. Cada detector es un cilindro de 1.2 m de alto y 3.6 m de diámetro (ver Fig. 3.2 y 3.3), que contiene aproxima-

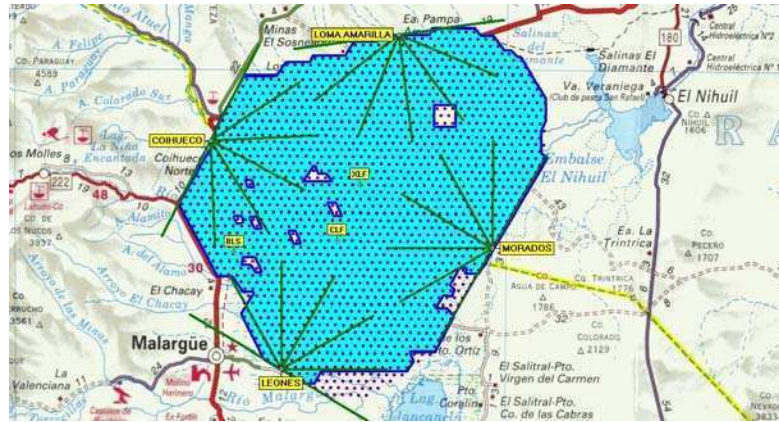


Figura 3.1: Mapa esquemático del Observatorio Auger. En celeste se señalan los tanques en funcionamiento a diciembre del 2005.

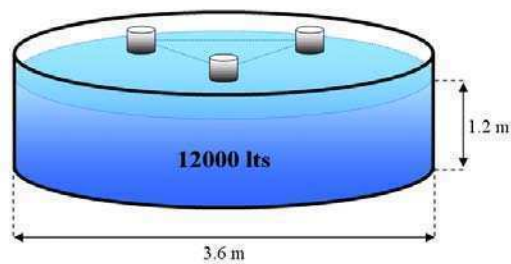


Figura 3.2: geometría y dimensiones de los detectores de superficie.

damente  $10 \text{ m}^3$  de agua ultra pura. Las paredes interiores están recubiertas por un material llamado Tyvec que refleja la luz Cherenkov con una muy alta eficiencia pero de manera difusa para disminuir la dependencia de la señal con la dirección y posición de ingreso de las partículas detectadas. La luz Cherenkov es colectada por tres fototubos de 8 pulgadas cada uno, cuya señal es continuamente digitalizada con una frecuencia de muestreo de 40 MHz y una resolución de 10 bits. Cada estación está equipada, además, con un GPS que permite sincronizar sus relojes con una precisión de 8 ns [41]. Es frecuente que las zonas donde se encuentran los detectores sean de difícil acceso. Por esta razón fueron diseñados para ser unidades autónomas y están equipadas con un panel solar, baterías y una antena de comunicación. Las señales adquiridas por los fototubos y los datos de tiempo son almacenados por la estación en una memoria interna que es posteriormente transmitida a una computadora en el centro de adquisición de datos (CDAS por sus siglas en inglés).

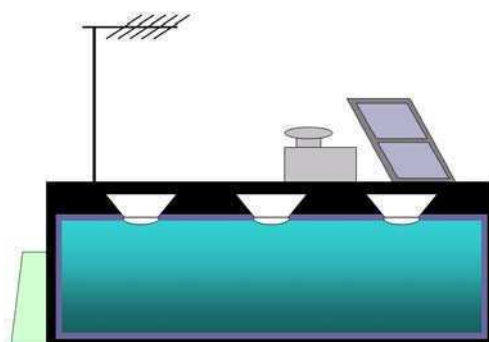


Figura 3.3: Corte lateral de una estación de superficie.

### 3.1.1. Calibración del detector de superficie

La Colaboración Auger ha adoptado al VEM (Vertical Equivalent Muon) como unidad de medida para las señales adquiridas por el SD. El VEM se define como la señal promedio producida en una estación del SD al ser atravesado en su eje por un muón vertical.

Dada la gran cantidad de estaciones y la dificultad de acceder a ellas, el proceso de calibración implementado en el SD es realizado de manera autónoma por la computadora de cada tanque. Los muones atmosféricos tienen una frecuencia de arribo uniforme sobre todo el detector, lo que los hace ideales para lograr una buena calibración relativa entre los tanques y el algoritmo de calibración implementado se basa en la medición de su espectro. La Fig. 3.4 muestra un espectro típico adquirido por uno de los detectores. A partir de experiencias realizadas utilizando un tanque en conjunción con un telescopio de muones se ha determinado que el pico corresponde a 1.05 VEM. Utilizando esta referencia las estaciones ajustan la ganancia de manera tal que coincida con la de los demás.

### 3.1.2. Condiciones de disparo del detector de superficie

Debido a limitaciones en la cantidad de datos que pueden almacenar las estaciones y que la comunicación de éstas con el centro de adquisición es lenta, es necesario que cada tanque sea capaz de imponer un primer filtro sobre las señales que se generan continuamente debido a la radiación de fondo de muones. Al mismo tiempo, el sistema de disparo debe ser eficientemente para un amplio rango de energías y de ángulos de incidencia de la partícula primaria. El Proyecto Auger ha adoptado una estructura jerárquica de disparo para el detector de superficie. El procedimiento aplicado puede dividirse en



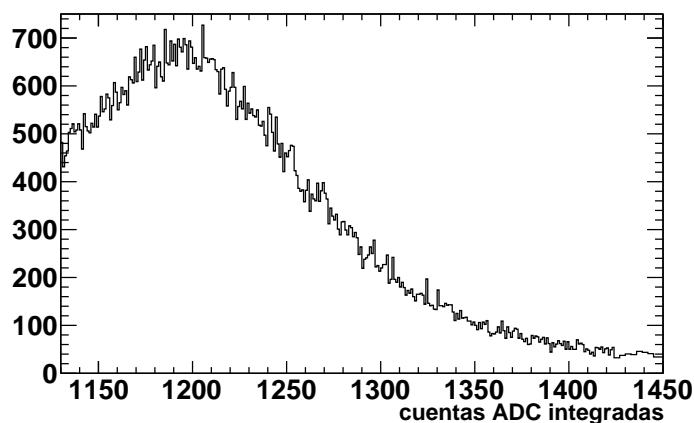


Figura 3.4: Espectro de muones atmosféricos para una coincidencia de tres fototubos

dos instancias (ver Fig. 3.5):

1. Estación: condiciones de disparo impuestas en tiempo real por cada estación (T1 y T2).
2. Detector: evaluación de la distribución de las señales en las estaciones de todo el detector (T3). Este procedimiento es realizado en un centro de adquisición a partir de los T2 que transmitidos por las estaciones.

A nivel de la estación hay dos subniveles de disparo, el T1 y el T2. El primero es menos exigente que el segundo y se aplica en primera instancia sobre las señales. Una traza cumple con el criterio T1 si satisface una de las siguientes condiciones:

- Time over Threshold (ToT): más de 13 bins con una señal superior a 0.2 VEM dentro de una ventana de 120 bins ( $3 \mu\text{s}$ ), en coincidencia en, al menos, dos de los tres fototubos del tanque (ver panel izquierdo Fig. 3.6).
- Threshold: una señal superior a 1.75 VEM en coincidencia en los tres fototubos.

El criterio ToT está diseñado para separar señales largas en el tiempo producidas por el frente de la lluvia -que está compuesto de electrones, fotones y muones- de las señales cortas producidas por los muones atmosféricos. Tiene una frecuencia de disparo de 1.6 Hz, que es la esperada para la coincidencia

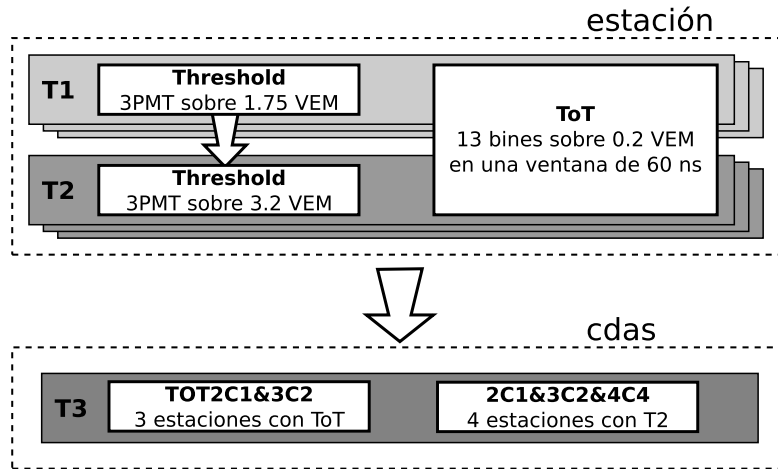


Figura 3.5: Esquema de la jerarquía de disparo del detector de superficie.

fortuita debida a los muones de fondo. La opción de disparo por Threshold, si bien es mucho más ruidosa\*, fue añadida para incluir la porción muónica de la lluvia que es dominante en lluvias horizontales.

Las condiciones de disparo T2 son evaluadas por la estación sobre las trazas que satisfacen T1. El objetivo es filtrar disparos fortuitos y disminuir la frecuencia de disparo de 100 Hz a 20 Hz que es la limitación impuesta por el sistema de comunicaciones. Para ser promovida a T2 la señal T1 debe cumplir con alguna de las siguientes condiciones:

- Time over Threshold (ToT): todos los T1 que sean ToT son T2 sin ninguna otra condición.
- Threshold: debe tener una coincidencia de 3.2 VEM en los tres fototubos (ver panel derecho Fig. 3.6).

Si una señal cumple con ambas condiciones es etiquetada como ToT. Solo cuando una estación tiene un T2, informa a la central de adquisición de datos. Las condiciones de disparo T3 se aplican en tiempo real a nivel del detector global. Está implementado en la central de adquisición y se basa en los T2 recibidos. Las dos condiciones posibles para que un conjunto de tanques con T2 produzcan un T3 del detector de superficie son:

- TOT2C1&3C2: 3 o más estaciones con disparo ToT en coincidencia. Se requiere además una distribución espacial compacta tal que al menos dos se encuentren contenidos en la primer corona y tres en la segunda (ver panel izquierdo en Fig. 3.7).

\*Tiene un tasa de disparo de 100 Hz.

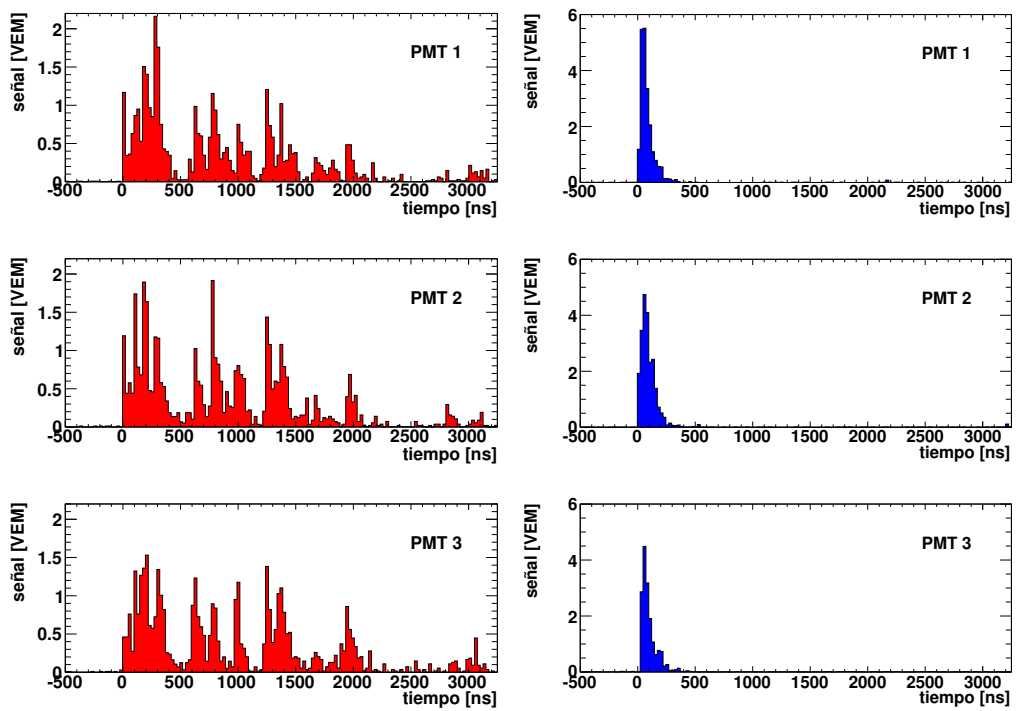


Figura 3.6: *izquierda:* ejemplo de una típica señal electromagnética que da como resultado un T2 TOT. *derecha:* ejemplo de una señal producida por muones que genera un T2-Threshold.

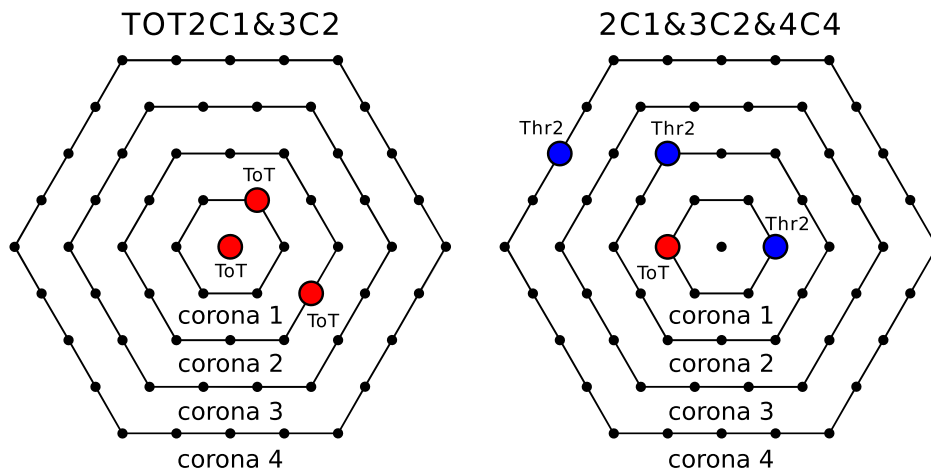


Figura 3.7: una de las configuraciones posibles que produce un T3 del tipo TOT2C1&3C2 (*izquierda*) y otra que produce un 2C1&3C2&4C4 (*derecha*).

- 2C1&3C2&4C4: 4 o más estaciones con disparo T2 (ToT o Threshold) en coincidencia. Se requiere además una distribución espacial compacta tal que al menos dos se encuentren contenidos en la primera corona, tres en la segunda y cuatro en la cuarta (ver panel derecho en Fig. 3.7).

Cada vez que el detector registra un T3, la central de adquisición de datos solicita a todas las estaciones que le transmitan su estado y almacena esta información (incluidos T1s).



# Capítulo 4

## Simulaciones Monte Carlo

Las simulaciones Monte Carlo (MC de aquí en adelante), son una pieza fundamental del presente trabajo. Debido a que no se han detectado aún cascadas iniciadas por neutrinos, es necesario utilizar simulaciones en el desarrollo de los algoritmos de identificación y en el cálculo de la eficiencia del detector.

La Fig. 2.6 resume los canales de interacción débil a través de los que neutrinos pueden iniciar lluvias atmosféricas. En este trabajo se consideraron todos ellos y se realizó la cadena de simulación completa, desde la interacción primaria de alta energía hasta la respuesta del detector de superficie.

Utilizando como criterio de clasificación las herramientas utilizadas, la secuencia de simulación puede ser dividida en los siguientes grandes grupos:

1. **Interacción primaria de alta energía:** cálculo de las partículas producidas en la interacción  $\nu$ -nucleón que inicia la cascada (Sec. 4.1).
2. **Evolución de la cascada atmosférica:** simulación de la evolución de la cascada a partir de las partículas producidas en la primera interacción hasta la superficie de la tierra (Sec. 4.2).
3. **Respuesta del detector de superficie:** cómputo de la señal registrada por el detector a partir de las partículas que lo alcanzan (Sec. 4.3).

### 4.1. Interacción primaria

Con el objetivo de modelar las lluvias iniciadas por neutrinos de la manera más fidedigna posible, se decidió utilizar el paquete HERWIG [42] para simular la interacción primaria  $\nu$ -nucleón de alta energía. HERWIG es un

generador de eventos de alta energía capaz de realizar una simulación detallada de los procesos QCD, incluidas las lluvias partónicas generadas y su hadronización posterior.

En el contexto de este trabajo, HERWIG fue utilizado para obtener el conjunto de partículas, junto con su energía y momento, producidas en la interacción del neutrino primario en la atmósfera. Todos los canales de interacción conocidos, resumidos en la Fig. 2.6, fueron considerados.

La fracción de energía transferida por el neutrino primario a la lluvia depende en gran medida del canal de interacción débil involucrado. Si la lluvia es iniciada por un  $\nu_e$  vía el canal de corriente cargada (CC de aquí en adelante), el 100 % de la energía del neutrino primario es transferida (ver panel izquierdo en Fig. 2.6). En contraposición, en las interacciones de corriente neutra (CN), se produce un neutrino secundario en lugar de un electrón. Este neutrino lleva, en promedio, el 70 % de la energía del primario. Como la probabilidad de que este neutrino secundario escape sin interactuar es muy alta, solo una fracción de la energía del primario es transferida a la cascada.

A las energías involucradas, las lluvias iniciadas por  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  y  $\nu_\tau$  vía CN son indistinguibles desde el punto de vista del jet hadrónico producido. Es por ello que simular uno solo de los tres sabores es suficiente para describir los tres canales de CN (ver panel derecho en Fig. 2.6).

Como veremos a continuación, a los fines de este trabajo, las lluvias iniciadas por  $\nu_\mu$  vía CC son muy similares a las de NC pese a que la interacción fundamental involucrada es diferente. Tal como se discute en la Sec. 2.2, es muy poco probable que el muón de alta energía producido decaiga o interactúe antes de alcanzar la tierra. De esta manera, es indistinguible de un neutrino secundario que emerge de una interacción de CN. Además, debido a que la distribución de la fracción de energía que se transmite al jet (inelasticidad) es muy similar en interacciones vía CN y CC (ver Fig. 4.1), el conjunto de simulaciones producido para los canales de CN puede ser utilizado para describir, con excelente aproximación, el canal  $\nu_\mu$  vía CC.

El canal  $\nu_\tau$  vía CC es un caso que requiere un tratamiento más sofisticado. Al igual que el muón, el leptón  $\tau$  es una partícula muy penetrante, por lo que puede viajar y alejarse del punto en que fue producido. Por otro lado, su vida media es mucho menor que la del muón por lo que la probabilidad de que decaiga antes de alcanzar la tierra puede no ser despreciable. En la Sec. 4.2.1 se describe en detalle la metodología utilizada para simular este tipo de eventos.

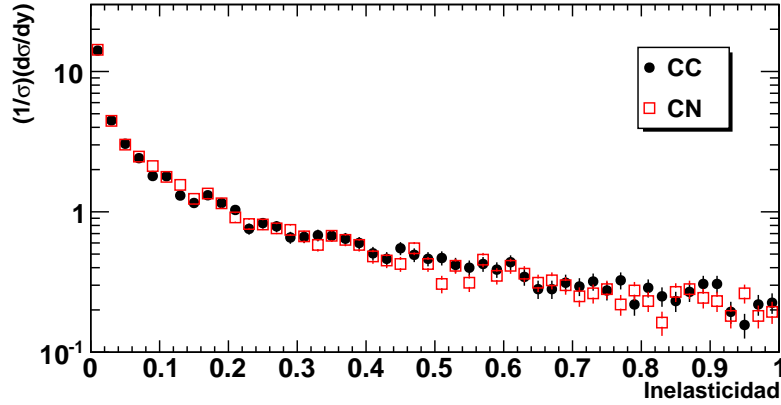


Figura 4.1: Comparación de la distribución de inelasticidad para interacciones  $\nu$ -nucleón de alta energía para CN y CC.

## 4.2. Simulación de las lluvias atmosféricas

Una vez realizada la simulación de la interacción primaria, se cuenta con una lista de las partículas producidas junto con sus respectivos momentos. Como se discute en el Cap. 2, en una lluvia atmosférica estas partículas se propagan e interactúan nuevamente generando una gran cantidad de partículas secundarias. Este proceso de multiplicación continúa y se repite hasta que la energía de las partículas hijas ya no es suficiente para crear una nueva generación.

Para simular este proceso es necesario contar con un conocimiento detallado de todas las posibles interacciones que pueden sufrir las partículas producidas durante la evolución de la cascada. Este es un problema complejo que requiere utilizar herramientas disímiles que van desde modelos de interacción hadrónica hasta la descripción de la densidad atmosférica en función de la altitud.

En la actualidad existe una variedad de paquetes que agrupan estas herramientas y permiten considerar todos estos aspectos en la simulación de las lluvias atmosféricas. Entre los más utilizados se encuentran CORSIKA [43] y AIRES [44] que presentan características similares. En este trabajo se decidió utilizar AIRES ya que permite incluir las partículas generadas por HERWIG de manera sencilla. Con este fin, se desarrolló un programa capaz de interpretar la salida de HERWIG e incorporar, dentro del marco de simulación provisto por AIRES, las partículas producidas en la primera inter-



acción. Para cada una de ellas, el programa permite además elegir el ángulo, el tiempo y la profundidad de inyección.

Las primeras generaciones de partículas pueden tener una energía más de cuatro órdenes de magnitud superior a las alcanzadas en los actuales experimentos basados en colisionadores. En consecuencia, los modelos utilizados para simular las interacciones que ocurren en los primeros pasos de la cascada son necesariamente extrapolaciones de mediciones realizadas a una energía mucho menor. En la actualidad la comunidad no ha alcanzado aún un consenso y se cuenta con un conjunto de modelos que conviven con similar grado de aceptación.

El paquete de simulación AIRES incluye los modelos hadrónicos más comunmente utilizados: SIBYLL [45], QGSJET-I [46] y QGSJET-II [47]. En este trabajo se decidió utilizar este último por ser el más reciente. En la Sec 8.3 se discute como se estimó el error asociado a esta particular elección.

El tiempo y la memoria requeridos para simular una cascada atmosférica escala con la cantidad de partículas generadas durante su evolución. A energías del orden del EeV este número puede ser superior a las  $10^{10}$  partículas, por lo que simular su trayectoria y evolución individual es computacionalmente prohibitivo. En su lugar, se utiliza un método de muestreo estadístico en el que solo una pequeña fracción representativa de las partículas es propagada. A cada una de ellas se le asigna un peso que indica el tamaño de la muestra, formada por partículas con características similares, a la que representa. Este método es usualmente conocido por el nombre de “thinning” por su denominación en inglés [48]. En las primeras etapas de la simulación todas las partículas son propagadas y tienen peso 1. A medida que la multiplicidad de la cascada aumenta, solo una pequeña fracción de las partículas es simulada en detalle y su peso crece para compensar a aquellas que no son propagadas. En AIRES el thinning se define de manera relativa a la energía de la partícula primaria. Así un thinning de  $10^{-6}$  corresponde a una simulación en la que las partículas con energía superior a  $10^{-6} \times E_{\text{primario}}$  son propagadas en detalle y tienen peso 1. Las partículas con energía inferior son tratadas mediante el método de muestreo antes descripto.

En este trabajo todas las simulaciones se realizaron utilizando un thinning de  $10^{-6}$ . Este valor permite reproducir las características de las lluvias con el detalle suficiente para ser utilizadas en este análisis. En su determinación también se consideró el límite impuesto por los recursos de computo y almacenamiento disponibles. En la Sec. 8.3.1 se discute el efecto, sobre los resultados de este trabajo, de tomar un valor de thinning más fino ( $10^{-7}$ ).

En la simulación de lluvias producidas por  $\nu_e$  vía CC o por  $\nu_X$  vía CN, la propagación y posterior interacción de todas las partículas producidas en la interacción primaria es realizada por AIRES y no requiere ningún tratamiento

adicional. El caso de  $\nu_\tau$  vía CC debe ser discutido aparte debido a que AIRES es incapaz de propagar y calcular los productos del decaimiento del leptón  $\tau$  ultra energético producido en la primera interacción.

#### 4.2.1. Lluvias “Double–Bang”

A energías del orden del EeV la longitud de decaimiento de la partícula  $\tau$  es de  $\sim 50$  km (ver Fig. 4.2). Ésta distancia es comparable al largo de la atmósfera medido verticalmente y mucho menor al camino recorrido por lluvias inclinadas (que puede ser superior a los 500 km). Como consecuencia, el  $\tau$  puede decaer antes de alcanzar la tierra y producir una segunda lluvia atmosférica que se suma a la iniciada por el jet hadrónico generado en la primera interacción (ver tercer panel en Fig. 2.6). Este tipo de cascadas es comúnmente conocida bajo el nombre “Double–Bang” (DB). El efecto DB incrementa significativamente la probabilidad de detectar lluvias producidas por  $\nu_\tau$  vía CC ya que la energía del leptón  $\tau$  es, en promedio, mayor a la transferida al jet hadrónico [49].

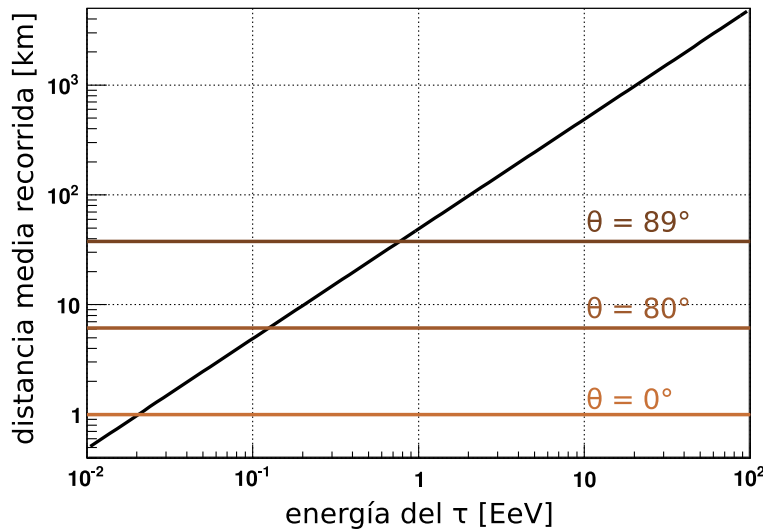


Figura 4.2: Distancia media recorrida por un leptón  $\tau$  antes de decaer en función de su energía. Las líneas horizontales indican la longitud de la atmósfera para tres ángulos cenitales.

Con el fin de modelar las lluvias DB de manera fidedigna, se realizó la siguiente cadena de simulación (ver también Fig. 4.3):

1. A partir de la simulación HERWIG de la primer interacción se obtuvo la energía transferida al leptón  $\tau$  y las demás partículas producidas (jet hadrónico).
2. Las partículas del jet hadrónico se inyectaron en AIRES de manera análoga al procedimiento utilizado en la simulación de las lluvias producidas por  $\nu_e$  vía CC o por  $\nu_X$  vía CN. El leptón  $\tau$  no se incluye en este grupo.
3. Utilizando la energía transferida al leptón  $\tau$  (dada por HERWIG) se calculó la longitud de decaimiento y, mediante un MC simple, la distancia recorrida antes de decaer. La pérdida de energía en la atmósfera es despreciable y no se consideró en este cálculo.
4. Si el resultado del punto anterior indicaba que el decaimiento se produjo antes de que el  $\tau$  alcance la tierra, se utilizó el paquete TAUOLA [50] para calcular las partículas producidas en el decaimiento\*.
5. Los productos del decaimiento fueron inyectados en AIRES a la profundidad y tiempo adecuados determinados por la distancia recorrida por el  $\tau$ .
6. Se calculó la evolución conjunta de todas las partículas utilizando AIRES.

En la Fig 4.4 se muestra, a modo de ejemplo, la evolución longitudinal de una lluvia DB originada alto en la atmósfera por un  $\nu_\tau$  de 1 EeV con ángulo cenital  $\theta = 80^\circ$ . Puede observarse como, una vez ocurrida la interacción primaria, la lluvia disipa energía a medida que su componente EM es absorbida en la atmósfera. Después de recorrer unos  $1500 \text{ g cm}^{-2}$  la componente EM ha sido atenuada casi por completo y solo sobrevive la componente muónica de la lluvia que domina hasta que el decaimiento del  $\tau$  inicia una nueva cascada a  $1700 \text{ g cm}^{-2}$  sobre el detector.

#### 4.2.2. Interacción de $\nu_\tau$ dentro de las montañas

Además de en la la atmósfera, los neutrinos decedentes también pueden interactuar en las montañas que rodean al Observatorio Auger.

Debido a la alta densidad de la roca, la probabilidad de que un neutrino interactúe dentro de las montañas es significativa a pesar de que el ángulo sólido que subtienden es muy pequeño (ver Fig. 4.5). Lamentablemente,

---

\*TAUOLA es un MC desarrollado en el ambiente de altas energías que contiene toda la información experimental sobre los canales dominantes de decaimiento del  $\tau$ .

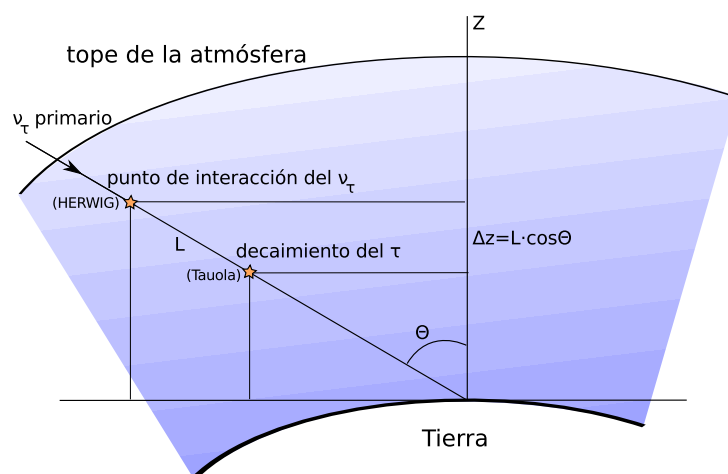


Figura 4.3: Esquema de simulación/evolución de una lluvia DB.

las cascadas allí iniciadas son, en general, absorbidas en la roca y toda su energía es disipada antes de que las partículas secundarias puedan alcanzar el exterior. Sin embargo, si la interacción primaria es producida por un  $\nu_\tau$  vía CC, el leptón  $\tau$  allí generado tiene una alta probabilidad de escapar de la roca ya que es una partícula muy penetrante (ver Fig. 4.6). Por esta razón, solo es necesario considerar este canal pues la contribución de los demás es despreciable.

La simulación de las lluvias iniciadas por  $\nu_\tau$  dentro de las montañas requiere de un paso extra respecto de las iniciadas en la atmósfera debido a que AIRES no es capaz de simular la evolución de una cascada en la roca. Por esta razón, se decidió dividir el problema en los siguientes dos bloques independientes:

1. Cálculo del flujo de  $\tau$ s emergentes.
2. Simulación de cascadas iniciadas en la atmósfera por el decaimiento de  $\tau$ s provenientes de las montañas.

En este esquema, se calcula primero el espectro energético esperado en función de la dirección de propagación de los  $\tau$ s provenientes de las montañas. A partir de esta información, se define un rango de energía y ángulo en el que se generan lluvias atmosféricas iniciadas por  $\tau$ s<sup>\*</sup>. Cada una de estas cascadas

<sup>\*</sup>El proceso de simulación de estas cascadas es análogo al de las lluvias antes descriptas. Para un  $\tau$  con una energía dada se utiliza TAUOLA para calcular las partículas producidas en el decaimiento y estas partículas son inyectadas en AIRES.

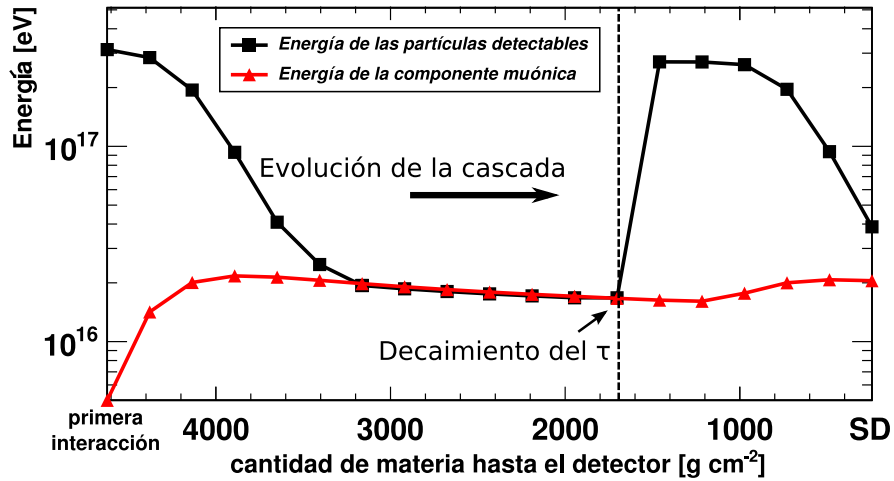


Figura 4.4: Evolución longitudinal de la energía total de las partículas detectables producidas en una lluvia DB originada alto en la atmósfera por un  $\nu_\tau$  de 1 EeV con ángulo cenital  $\theta = 80^\circ$ .

tiene un peso dado por el espectro antes calculado y la probabilidad de que el  $\tau$  decaiga a la profundidad en la que se inicia la cascada.

Para obtener el espectro de leptones  $\tau$  emergentes se utilizó una simulación MC dedicada basada en [51]. Este programa toma un  $\nu_\tau$  entrante de una cierta energía y espesor de materia. Para estos valores calcula la probabilidad de obtener un  $\tau$  emergente y su distribución energética. Para lograrlo, simula la propagación en roca del  $\nu_\tau$  primario, su interacción vía CC y las pérdidas de energía sufridas por el  $\tau$  en su viaje hasta el exterior. En la propagación del  $\tau$  se tienen en cuenta pérdidas catastróficas (DIS y bremsstrahlung) y por ionización. También se considera la posibilidad de regeneración del leptón de alta energía ( $\nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow \nu_\tau \rightarrow \tau$ ) en la roca.

Asumiendo un flujo de neutrinos típico de la forma  $k \cdot E_\nu^{-2}$ , la simulación MC antes descrita permite obtener el espectro energético esperado para una dada cantidad de materia atravesada. Si se toma la aproximación de densidad constante para las montañas, es inmediato obtener el espesor másico que corresponde a cada una de las direcciones de arriba posibles (ver Fig. 4.5). De esta manera se obtiene el flujo de leptones  $\tau$  en función de  $E_\nu$ ,  $\theta$  y  $\phi$ .

La probabilidad de que el  $\tau$  emergente inicie una cascada en una dada posición está determinada por la distancia recorrida y su longitud de decaimiento. Esta última es función de la energía  $E_\tau$  y se muestra en la Fig. 4.2.

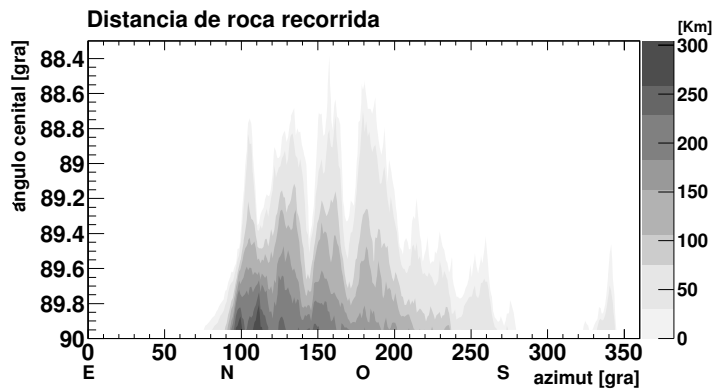


Figura 4.5: Distribución de materia, vista desde el centro del SD, correspondiente a las montañas que se encuentran cerca del Observatorio Auger. Para cada posible dirección de arribo se indica en escala de grises la distancia de roca atravesada. La curvatura de la tierra fue considerada al producir esta figura.

### 4.3. Respuesta del detector de superficie

Con el objetivo de unificar los esfuerzos de los subgrupos de investigación y de mantener coherencia entre los diversos análisis, la Colaboración Auger ha producido un marco de desarrollo modular llamado Offline (para mayor detalle referirse al Apéndice A).

El Offline es provisto con un conjunto de módulos oficiales que permiten realizar la simulación del detector en forma detallada [52]. A continuación se resumen las características más importantes de este proceso.

Luego de realizada la simulación de la evolución de la cascada, el paso siguiente es calcular que partículas impactan a los detectores de superficie del SD. En lluvias con energía del orden del EeV no es posible propagar todas las partículas individuales y solo una muestra representativa de ellas es simulada (ver Sec. 4.2). Por esta razón, el primer paso es realizar una regeneración estadística de las partículas para estimar cuales ingresan a los detectores de superficie. En este trabajo se utilizó una técnica basada en el procedimiento descrito en [53], adaptada para tratar con cascadas muy inclinadas.

Una vez que se cuenta con las partículas que ingresan a cada una de las estaciones, se utiliza un simulador basado en GEANT4 [54] para calcular la producción y propagación de fotones cherenkov dentro de ellas. Cada uno de estos fotones es propagado hasta que alcanza uno de los PMTs o es absorbido

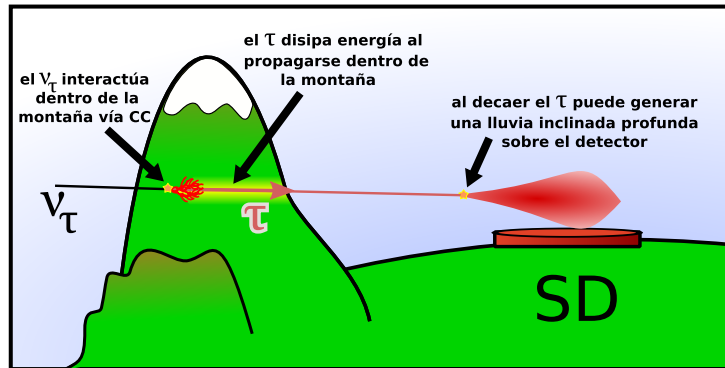


Figura 4.6: Diagrama de la idea de detección lluvias iniciadas por  $\nu_\tau$  vía CC dentro de los Andes.

en el agua. A continuación, se utiliza una simulación dedicada de los PMTs y la electrónica para transformar estos fotones en señal registrada por la estación.

Las señales simuladas de los tres PMTs son utilizadas para calcular el nivel de disparo de cada una de las estaciones (ToT, Thr2, Thr1 o ninguno). Aquellas que no alcanzan ninguna de las condiciones de disparo son ignoradas y no se consideran en el evento simulado. Las estaciones con nivel de disparo ToT o Thr2 son utilizadas en la evaluación de la condición de disparo central T3 (ver Sec. 3.1.2). Si la configuración de las estaciones no produce un T3 el evento es descartado de la misma forma en que una lluvia real que no dispara el SD nunca es registrada.

#### 4.4. Simulaciones de neutrinos profundos

La Tab. 4.1 resume el conjunto de simulaciones producidas para este trabajo. Para cada punto  $(E_\nu, \theta, D)$  se generaron 50 cascadas atmosféricas independientes\*. Cada una de estas se utilizó para producir tres eventos con diferente punto de impacto, dando un total de 150 eventos cuasi-independientes para cada punto de inyección.

Los canales  $\nu_e$  vía CC y  $\nu_\mu$  vía CN son muy similares desde el punto de vista del proceso de simulación y solo difieren en el conjunto de partículas secundarias inyectadas en AIRES. Por otro lado, tal como se explica en la Sec. 4.2.1, un  $\nu_\tau$  que interactúa alto en la atmósfera puede aún producir un  $\tau$  de alta energía capaz de iniciar una lluvia profunda cerca del detector.

\* p.e. para el canal CC  $\nu_e$  con  $E_\nu = 0.1$  EeV y  $\theta = 75^\circ$  se generaron 1500 lluvias.

$\nu_e$ CC & $\nu_x$ CN			$\nu_\tau$ CC en la atmósfera			$\nu_\tau$ CC en las montañas		
Energías [EeV]: 0.06-0.1-0.3-1-3-10-30			Energías [EeV]: 0.06-0.1-0.3-1-3-10-30			Energías [EeV]: 0.1-0.3-1-3		
ángulo cenital	#pts. iny.	prof. max. de iny. [g cm <sup>-2</sup> ]	ángulo cenital	#pts. iny.	prof. max. de iny. [g cm <sup>-2</sup> ]	ángulo cenital	#pts. iny.	prof. max. de iny. [g cm <sup>-2</sup> ]
75°	30	2993	75°	33	3325			
80°	30	3066	80°	48	4866	89°	20	8015
85°	30	3540	85°	84	8803	89.5°	18	7222
87°	30	4469	87°	123	12968	89.7°	12	4838
88°	30	5683	88°	165	16570			
89°	30	8599	89°	218	22085			

Tabla 4.1: Resumen, discriminado por canal de interacción, de las simulaciones de neutrinos profundos realizadas. Para cada ángulo cenital se indica la profundidad de inyección máxima considerada (medida inclinada desde el detector) y la cantidad de puntos de inyección simulados en este rango. Las energías indicadas corresponden a la del neutrino primario salvo en el canal  $\nu_\tau$  CC en las montañas en el que representan la energía del leptón  $\tau$  emergente.

Este efecto da como resultado un gran aumento en el rango de inyección que debe ser considerado en las simulaciones (especialmente a ángulos cenitales grandes).

#### 4.4.1. Pesos debidos al flujo de neutrinos esperado

Las lluvias que componen la muestra MC de neutrinos profundos cubren una amplia zona del espacio de parámetros ( $E_\nu$ ,  $\theta$ ,  $\phi$ ,  $D$ ). Los puntos contenidos en esta región corresponden a diferentes situaciones que no ocurren con igual frecuencia. Por esta razón, es necesario asignar a cada evento simulado un peso  $w$  que permita tomar en cuenta esta variada probabilidad de ocurrencia.

Tal como se resume en la Sec. 1.4.2, se espera que el flujo difuso de neutrinos siga la forma  $\Phi = k \cdot E^{-2}$ . Por otro lado la, la sección eficaz  $\nu$ -nucleón crece, de manera aproximada, como  $E^{1/3}$  [55]. La dependencia del peso con el ángulo cenital surge de la proyección del área del detector en la dirección del flujo incidente (ver Sec. 8.1 más adelante para una explicación detallada). Uniendo los ingredientes anteriores se obtiene:

$$w \propto \cos \theta \sin \theta E^{-5/3} \quad (4.1)$$

que se utiliza para definir la importancia relativa entre los eventos simulados.





# Capítulo 5

## Reconstrucción y selección de lluvias inclinadas

En este capítulo se describe la metodología utilizada para la reconstrucción angular y selección de eventos inclinados de alta calidad. Debido a que los eventos reales y las simulaciones MC de lluvias iniciadas por neutrinos presentan características particulares, fue necesario desarrollar un conjunto de algoritmos capaz de producir buenos resultados para ambos grupos.

Al inicio de la cadena de procesamiento, se cuenta con un conjunto de eventos que cumplen el criterio de trigger T3 (ver Sec.3.1.2) del detector de superficie. De este grupo, los eventos reales adquiridos durante periodos en que el detector de superficie (SD) se comporta de manera inestable [56] son eliminados. A continuación, con el fin de obtener una muestra constituida por eventos inclinados de alta calidad, se aplica la siguiente secuencia de procedimientos que son el objeto de las siguientes secciones:

1. Selección de estaciones (Sec. 5.1).
2. Reconstrucción (Sec. 5.2)
3. Selección de eventos inclinados (Sec. 5.3).

### 5.1. Selección de estaciones

Además de las lluvias producidas por UHECR, el SD está expuesto a la mucho más abundante radiación cósmica de baja energía. A nivel del detector (unos 1400 metros sobre el mar) esta radiación está principalmente compuesta por muones con una energía media cercana a los 4 GeV [29]. Estas partículas, que no forman parte de la cascada, pueden afectar la reconstrucción del evento principalmente en dos formas:

1. **Producir un trigger T2 en una estación de superficie que no pertenece al evento:** como las partículas que disparan la estación no pertenecen a la lluvia, el tiempo del T2 adicional tendrá una distribución uniforme en la ventana de  $60 \mu\text{seg}$  del T3 (ver Sec. 3.1.2). Como el procedimiento de reconstrucción angular (ver Sec. 5.2) se basa en las posiciones y tiempos de disparo de las estaciones, la estación extra puede dar como resultado una incorrecta estimación de la geometría de la lluvia, especialmente en los eventos de baja multiplicidad.
2. **Agregar señal espuria en alguna de las estaciones que sí pertenecen al evento:** si la señal accidental ocurre unos pocos  $\mu\text{seg}$  antes de que las partículas de la cascada atmosférica alcancen la estación, el resultado es que ambas señales se fusionan en una misma traza, siendo la señal espuria la que fija el tiempo de disparo del T2 producido (ver Fig. 5.1). Esta modificación en el tiempo de disparo tiene efectos sobre la reconstrucción del evento. Además del posible efecto sobre el tiempo de disparo, la señal espuria modifica los valores de los observables de la traza incluso si arriba unos  $\mu\text{seg}$  después que las partículas de la cascada. Como se discutirá más adelante, este efecto puede ser importante y será tenido en cuenta en la elaboración del criterio de identificación de neutrinos.

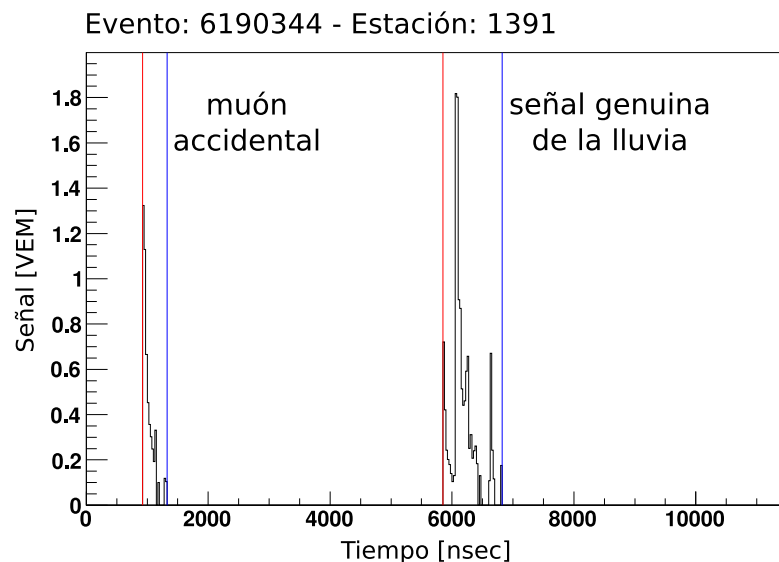


Figura 5.1: Efecto de un muón accidental en la determinación errónea del tiempo de disparo.

Con el fin de minimizar el impacto de los problemas producidos por la radiación de baja energía, se aplica dos procedimientos antes de realizar la reconstrucción del evento.

### 5.1.1. Eliminación de muones accidentales en T2 genuinos

El objetivo del algoritmo que describe en esta sección es el de identificar y eliminar las porciones de la traza producidas por muones accidentales.

La idea del método es simple: la cantidad de energía depositada por un muón es, a primer orden, proporcional a la longitud del camino recorrido. Dado que las estaciones del SD son más anchas que altas (1.2 m de alto vs. 3.6 m de diámetro), los muones inclinados producen en promedio una señal mayor que los verticales.

Los muones accidentales son principalmente verticales (ver Fig. 5.2), por lo que tienden a dejar señales más pequeñas que los producidos en las lluvias inclinadas que se utilizan en este trabajo. Este hecho puede ser explotado para identificar porciones de la traza producidas por muones atmosféricos.

Con este fin, la traza es segmentada y cada uno de los segmentos encontrados recibe un puntaje dado por el producto de su extensión temporal con la cantidad de señal integrada. Cada segmento está formado por un grupo de bins vecinos con señal superior a 0.2 VEM y cuya separación temporal es inferior a 500 ns (20 bins). El segmento con mayor puntaje es conservado y los demás son eliminados. De esta manera, las señales originadas por muones atmosféricos son desfavorecidas frente a las producidas por muones inclinados (más intensas) y a las generadas por la componente electromagnética de las lluvias inclinadas profundas (temporalmente más extendidas).

En las raras ocasiones en que la traza presenta varios segmentos con puntaje comparable (ver Fig. 5.3) la estación es removida del evento con el fin de evitar ambigüedades en el tiempo de disparo.

### 5.1.2. Eliminación de estaciones accidentales

Una vez aplicado el procedimiento descrito en la sección anterior, los eventos están formados por estaciones con tiempo de disparo bien determinado. Estos pueden aun contener estaciones accidentales en las que la totalidad de la señal fue producida por muones atmosféricos o por una lluvia independiente de baja energía. Con el fin de identificar las estaciones que pertenecen al evento se realiza una selección de estaciones basada en la compatibilidad temporal y espacial. El algoritmo utilizado es una extensión del método de

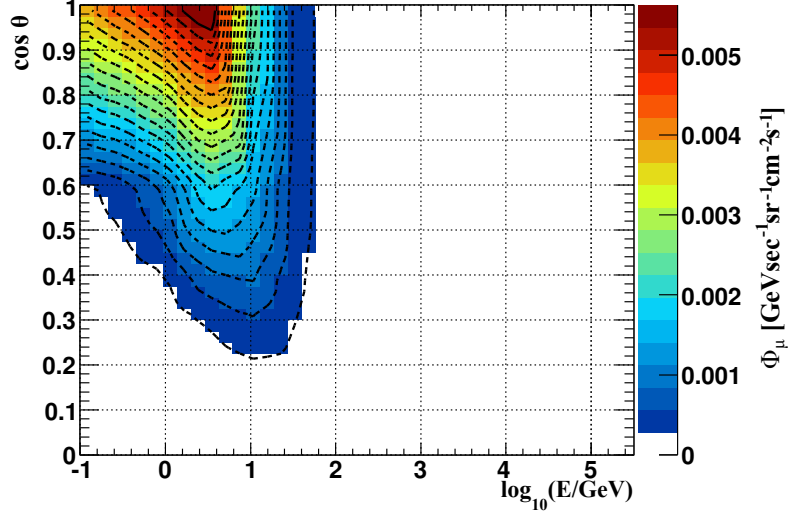


Figura 5.2: Flujo de muones atmosféricos de acuerdo con la parametrización dada en [57]. Puede observarse que la mayoría presenta un ángulo cenital inferior a  $50^\circ$  ( $\cos \theta \geq 0.6$ )

selección conocido como “top-down”. En esta técnica, se analiza la compatibilidad del conjunto de  $N$  estaciones. Si resulta ser inconsistente, se intenta con todas los subconjuntos de  $N - 1$ ,  $N - 2$ , ..., estaciones sucesivamente hasta encontrar una configuración compatible. Si se requiere descartar 5 o más estaciones, el evento es eliminado por considerarse de muy baja calidad y aumentar la probabilidad de una reconstrucción errónea.

A continuación se detalla el algoritmo utilizado:

1. Se eliminan las estaciones aisladas que no cuenten con una estación vecina a menos de 4700 m y 15700 ns y dos a menos de 6200 mts y 20700 ns (los valores provienen del cociente distancia/tiempo  $\simeq c$  que corresponde a la máxima diferencia de tiempo posible entre dos estaciones que ocurre en el caso de una lluvia totalmente horizontal).
2. Se realiza una reconstrucción simplificada del evento asumiendo un frente de lluvia plano y un tiempo de arribo  $t_0$  dado por el promedio del tiempo de disparo de las estaciones pesado por la señal (baritiempo).

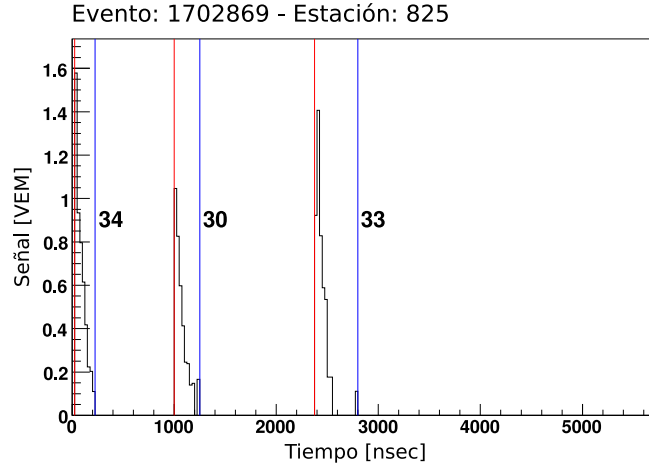


Figura 5.3: Traza que presenta múltiples segmentos de señal con características similares en la que no es posible determinar el tiempo de disparo T2. Los valores resaltados indican el puntaje asignado a cada segmento según el procedimiento descrito en la sección 5.1.1.

Este procedimiento puede realizarse de manera analítica y no requiere de una minimización numérica.

3. Se evalúa la compatibilidad temporal de las estaciones individuales y del evento en su conjunto:
  - $\Delta t_i < (N - 2) \cdot 250\text{ns} \cdot \text{máx}(\cos \theta_{rec}, 0.2)$
  - $(\sum \Delta t_i^2)^{1/2} < (N - 2) \cdot 200\text{ns} \cdot \text{máx}(\cos \theta_{rec}, 0.2)$

en donde  $\Delta t_i$  es la diferencia entre el tiempo de disparo y el predicho a partir del ajuste plano. Los cortes dependen de la multiplicidad  $N$  y del ángulo cenital reconstruido. Debido a los efectos de curvatura del frente, las estaciones alejadas del eje de la lluvia pueden presentar una diferencia de tiempo mayor con el frente plano reconstruido (ver Fig. 5.4). Es por ello que la tolerancia temporal aumenta con la multiplicidad del evento  $N$ . La dependencia en  $\theta$  se introduce por una razón similar: las lluvias inclinadas recorren mayor cantidad de materia antes de alcanzar el detector y, por lo tanto, su frente presenta una curvatura menor. Para  $\cos \theta < 0.2$ , que corresponde a  $\theta > 80^\circ$ , se considera

que la curvatura es despreciable y que  $\Delta t$  ya no depende del ángulo cenital.

4. Se pide que el evento sea espacialmente compacto. La totalidad de las estaciones proyectadas sobre el plano de la lluvia deben estar contenidas en un círculo de radio

$$r_{\max} = \left( \frac{1300}{\text{m}} \right)^2 \times (N - 2)$$

en donde  $N$  es la multiplicidad del evento.

5. Si el evento no cumple con todas las condiciones anteriores, se intenta con todas los subconjuntos de  $N - 1$ ,  $N - 2$ , ..., estaciones sucesivamente hasta encontrar una configuración compatible. El orden en que se evaluán estas configuraciones está determinado por la magnitud de la señal de la o las estaciones retiradas. Se ensallan primero aquellas en las que se eliminan las estaciones con menor señal.

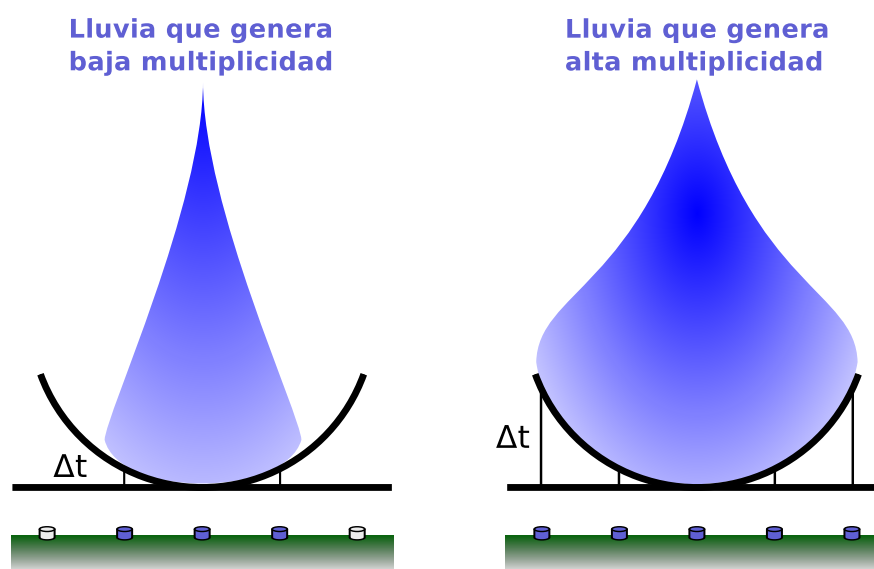


Figura 5.4: Esquema de la diferencia de tiempo entre un frente de lluvia curvo y su aproximación plana. Las lluvias que generan alta multiplicidad de estaciones tienden a presentar diferencias de tiempo mayores al compararlas con la aproximación de frente plano.

En el caso de que todas las estaciones del evento se encuentren alineadas no es posible realizar la reconstrucción antes mencionada. Es su lugar, se

calcula la velocidad aparente de propagación de la señal  $V_{ij}$ , entre todos los pares de estaciones  $(i, j)$  con nivel de disparo T2, definida como:

$$V_{ij} = \frac{d_{ij}}{\Delta t_{ij}} \quad (5.1)$$

donde  $d_{ij}$  es la distancia entre el par de estaciones y  $\Delta t_{ij}$  su separación temporal. A partir de los  $V_{ij}$  obtenidos se calcula la velocidad promedio  $\langle V \rangle$  y se impone la siguiente condición de compatibilidad temporal entre todos los pares de estaciones:

$$\frac{V_{ij} - \langle V \rangle}{\langle V \rangle} < 0.1 \quad (5.2)$$

Estos eventos alineados son de gran importancia ya que las simulaciones MC muestran que una fracción importante ( $\sim 15\%$ ) de los eventos iniciados por neutrinos tienen esta configuración espacial.

## 5.2. Reconstrucción de los eventos

La reconstrucción geométrica de los eventos se realiza mediante un procedimiento iterativo. Sobre el conjunto de estaciones seleccionadas por el algoritmo descrito en la Sec. 5.1.2 se realiza un ajuste asumiendo un frente plano. Este ajuste, más sofisticado que el que se realiza en la selección de estaciones, utiliza un modelo para la incerteza en el tiempo de disparo. Este modelo [33] fue optimizado para describir lluvias horizontales hadrónicas iniciadas alto en la atmósfera en las que, por lo tanto, domina la componente muónica al nivel del detector (eventos inclinados típicos):

$$\sigma_T = 20 \left[ 1 + \left( \frac{15}{S} \right)^{2/4.5} \right] \quad (5.3)$$

Es importante resaltar que, al utilizar este modelo, se elige priorizar la correcta reconstrucción de las lluvia hadrónicas (inmensa mayoría, si no la totalidad, de los datos) por sobre las posibles lluvias profundas iniciadas por neutrinos\*. Como se discutirá más adelante en la Sec. 5.2.1, esta elección produce una disminución en la eficiencia de detección de neutrinos pero se ve justificada ya que implica una disminución del fondo hadrónico debido a lluvias “verticales” ( $\theta < 75^\circ$ ) incorrectamente reconstruidas como “horizontales” ( $\theta > 75^\circ$ ).

---

\*Las lluvias profundas cuentan con una componente EM apreciable al alcanzar la tierra, lo que produce que la incerteza en su tiempo de disparo no sea correctamente descrita por el modelo anterior que asume que la cantidad de electrones y fotones es despreciable.



Una vez realizada la reconstrucción se evalúan las diferencias de tiempo  $\Delta t_i$  entre las estaciones y el frente plano obtenido. Si alguno de los  $\Delta t_i$  no está contenido en el intervalo  $[-300,700]$  ns\*, la estación con mayor  $\Delta t_i$  es removida y se repite la reconstrucción. Este procedimiento continua hasta que se encuentra una configuración aceptable. Si tras alguna de las iteraciones quedan menos de 4 estaciones el evento es rechazado. Si el evento está constituido por estaciones alineadas, el ángulo azimutal es fijado en la dirección de avance de la señal y se aplica el mismo procedimiento de reconstrucción antes mencionado. En el caso de eventos en línea el ángulo cenital obtenido es, en realidad, una cota mínima (ver Fig. 5.5).

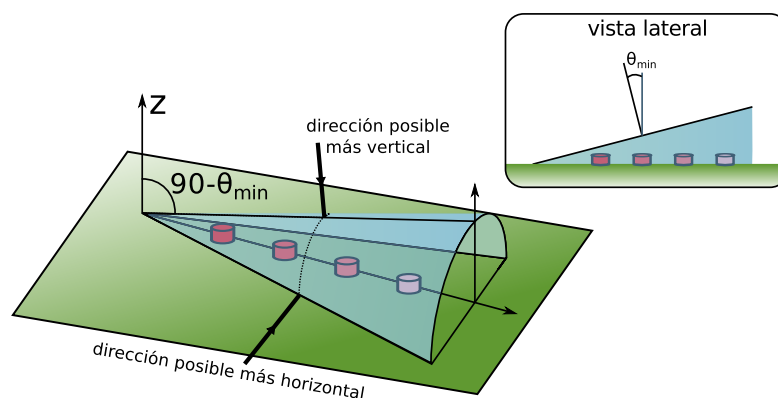


Figura 5.5: Esquema de reconstrucción geométrica de un evento en línea. Una cota mínima para el ángulo cenital se obtiene al considerar que el ángulo azimutal de la lluvia coincide con la línea que une las estaciones.

### 5.2.1. Calidad del ángulo cenital reconstruido en lluvias profundas

Como se discutió en la sección anterior, el modelo de varianza adoptado no es válido, en general, para describir lluvias profundas. Esto se debe a que pueden presentar una componente EM significativa al momento de alcanzar el detector. Es importante entonces comprender el impacto en los parámetros estimados que se obtienen al reconstruir lluvias iniciadas por neutrinos.

\*Una vez producidos, los muones viajan sin desviarse y, en general, alcanzan la tierra antes que la componente EM. Las fluctuaciones en su tiempo de arribo son entonces menores a las esperadas para electrones y fotones que sufren múltiples dispersiones en su camino. Esta es la razón de que se tome un intervalo asimétrico.

Para comprender el comportamiento del ángulo cenital reconstruido es necesario considerar la evolución temporal de las lluvias inclinadas iniciadas por neutrinos profundos (ver Fig. 5.6). Debido a la corta distancia entre el punto de primera interacción y la zona en que las primeras partículas alcanzan la tierra, el frente de la lluvia puede presentar una curvatura pronunciada al momento de disparar las primeras estaciones. Como puede observarse en la Fig. 5.6, esto se traduce en una disminución en las diferencias de tiempo entre los T2 y, por lo tanto, en una reconstrucción más vertical del eje de la lluvia. A la vez, la componente EM es intensa en la región temprana del evento, lo que produce que la señal registrada por las primeras estaciones sea mayor\*. Así, debido a que el modelo de varianza dado por la ec. 5.3 asigna mayor peso a las estaciones con mayor señal, al aplicarlo en la reconstrucción de un evento inclinado profundo se obtiene un corrimiento sistemático a valores de  $\theta_{\text{rec}}$  más pequeños.

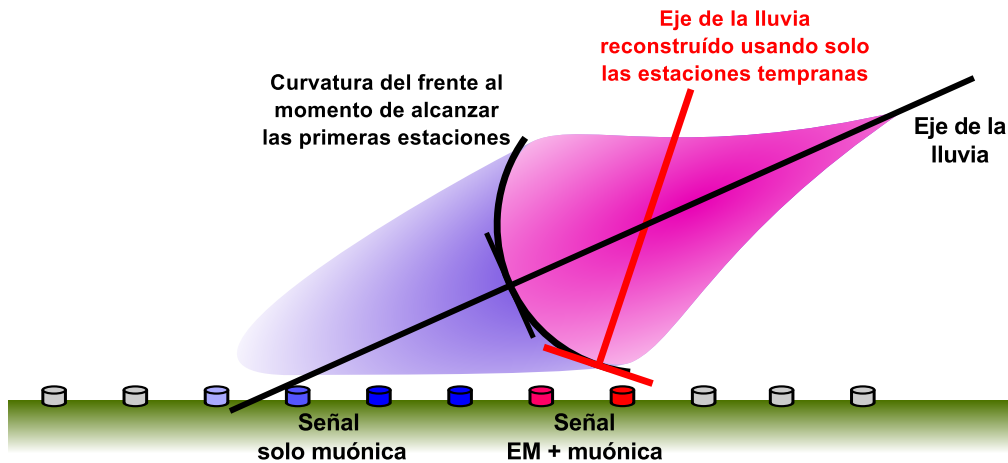


Figura 5.6: Diagrama de la estructura de una lluvia inclinada profunda. La componente EM es registrada por las estaciones tempranas pero es absorbida por la atmósfera y se extingue antes de alcanzar la zona tardía. Análogamente a lo que sucede con un frente de onda esférico, la curvatura del frente de la lluvia disminuye al aumentar la distancia al punto de interacción.

La componente EM alcanza su máxima expansión lateral a unos  $1500 \text{ g cm}^{-2}$  del punto de interacción. Por esta razón se espera que el modelo de varianza produzca un mal resultado al aplicarse a eventos iniciados cerca de esa profundidad (medida desde el detector). Para valores de profundidad de in-

\*Esta es una diferencia importante respecto de las lluvias verticales en las que las estaciones cercanas al punto de impacto son las que registra mayor señal.

yección alta, la componente EM es absorbida por la atmósfera y, por lo tanto, la componente muónica se hace dominante a nivel del detector. En estas condiciones se espera que el modelo de varianza dado en el ec. 5.3 de una buena descripción de la incerteza en el tiempo de disparo. Como se muestra en la en la Fig. 5.7, el bias en el ángulo cenital se reduce a cero cuando la cantidad de gramage atravesado por la lluvia supera los  $3000 \text{ g cm}^{-2}$ . Para valores de inyección inferiores a  $1500 \text{ g cm}^{-2}$ , la componente EM no logra desarrollarse de manera completa y, en consecuencia, se observa una disminución en el corrimiento del ángulo cenital reconstruido.

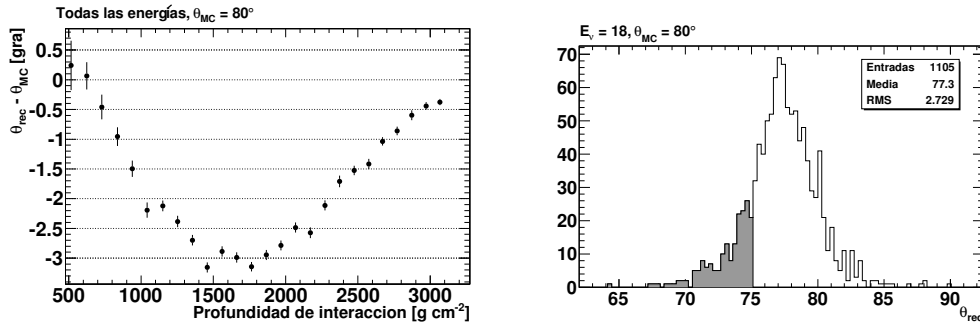


Figura 5.7: Bias en el ángulo cenital reconstruido en función de la profundidad de inyección para simulaciones de lluvias iniciadas por neutrinos (panel izquierdo). Distribución del ángulo cenital reconstruido  $\theta_{\text{rec}}$  para lluvias profundas iniciadas por neutrinos con  $E = 1 \text{ EeV}$  y  $\theta_{\text{MC}} = 80^\circ$  (panel derecho). En sombreado se muestran los eventos con  $\theta_{\text{rec}} < 75^\circ$ .

### 5.2.2. Configuración espacial - huella del evento

Los eventos inclinados tienden a producir una huella de señal elongada sobre el SD. Con el fin de cuantificar esta característica se construye un “tensor de señal”:

$$\begin{aligned}
 S &= \sum_i s_i, & \langle X \rangle &= \sum_i s_i x_i / S, & \langle Y \rangle &= \sum_i s_i y_i / S \\
 I_{xx} &= \sum_i s_i (x_i - \langle X \rangle)^2 / S, & I_{yy} &= \sum_i s_i (y_i - \langle Y \rangle)^2 / S \\
 I_{xy} &= I_{yx} = \sum_i s_i (x_i - \langle X \rangle)(y_i - \langle Y \rangle) / S
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Este objeto describe la distribución espacial de señal de misma forma en que el tensor de inercia, aplicado a un objeto extenso, lo hace con la masa.

Continuando con esta analogía (ver Fig. 5.8) se pueden obtener los ejes de la elipse de señal como:

$$\begin{aligned} L^2 &= \frac{I_{xx} + I_{yy} + \sqrt{(I_{xx} - I_{yy})^2 + I_{xy}^2}}{2S} \\ W^2 &= \frac{I_{xx} + I_{yy} - \sqrt{(I_{xx} - I_{yy})^2 + I_{xy}^2}}{2S} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Siendo  $L$  la longitud del semieje mayor y  $W$  la del menor (ver Fig. 5.8).

Como se discute en la sección 5.1, es posible que una lluvia vertical junto con una estación accidental den como resultado un ángulo cenital reconstruido compatible con una cascada inclinada. Sin embargo, estos eventos no suelen presentar una huella elongada. De esta manera, el cociente  $L/W$  puede usarse como criterio de calidad para eventos inclinados.

En un evento inclinado genuino, el eje de la lluvia coincide con la dirección del semieje mayor de la elipse. Así, la velocidad aparente de la señal  $V$  en ésta dirección permite obtener una buena aproximación del ángulo cenital.

$$\sin \theta \simeq \frac{V}{c} \quad (5.6)$$

Para estimar  $V$  a partir de un evento, se promedian las velocidades  $V_{ij} \equiv L_{ij}/\Delta T_{ij}$  entre pares de estaciones cuya distancia, proyectada en la dirección del semieje mayor, sea superior a los 1000 m (ver panel derecho en la Fig. 5.8). No se consideran los pares de estaciones con distancia  $L_{ij}$  pequeñas ya que, producto de la propagación de la incerteza en el tiempo de disparo, presentan un error inaceptable en la velocidad de la señal estimada.

### 5.3. Selección de eventos inclinados

En la muestra de datos reales, los eventos inclinados genuinos se encuentran mezclados con lluvias verticales y eventos espurios. Por esta razón, se decidió generar una muestra MC de lluvias hadrónicas ordinarias para definir los cortes de selección de eventos inclinados de alta calidad. Con este fin se simuló 5000 cascadas con  $\theta \in [74^\circ, 90^\circ]$  y  $E \in [10^{18}, 10^{20}]$  eV. La Fig. 5.9 muestra la distribución de los observables que se utilizaron en la confección del criterio de selección de lluvias inclinadas profundas. Los cortes de selección fueron elegidos tal que el 90% de los eventos estén contenidos.

A continuación se resume los cortes de selección de eventos inclinados de alta calidad utilizados:

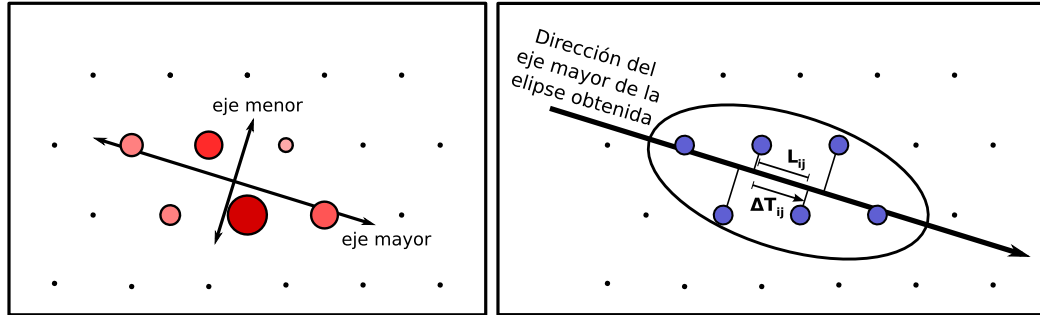


Figura 5.8: Diagrama de la elipse de señal que describe la configuración espacial de un evento inclinado (izquierda). Representación del cálculo de la velocidad de la señal en la dirección del semieje mayor (derecha).

1. Ángulo cenital reconstruido:  $\theta_{\text{rec}} > 75^\circ$
2. Velocidad aparente de la señal:  $V < 0.313 \text{ m ns}^{-1}$
3. Compatibilidad temporal entre las estaciones:  $\frac{\sigma_V}{V} < 0.08$
4. Huella elongada:  $L/W > 3$
5. Se analiza si el evento posee una configuración espacial mal condicionada (ver texto a continuación).

Los cortes 1 y 2 tienen por objeto la selección de lluvias inclinados mientras que los cortes 3 a 5 apuntan a eliminar los eventos de baja calidad.

### 5.3.1. Eventos espacialmente mal condicionados

Definimos a un evento como “espacialmente mal condicionado” cuando está formado por un evento en línea más una estación no alineada. En otras palabras, es un evento no alineado que se vuelve en línea al remover una sola estación. Esta configuración espacial es particularmente susceptible a producir una mala reconstrucción espacial. Para entender porqué, es útil considerar un caso límite: un evento totalmente vertical que dispara tres estaciones alineadas. En este caso, las tres estaciones tienen el mismo tiempo de T2 por lo que si se lo reconstruye como evento en línea se obtendría un ángulo cenital consistente con un evento vertical. Sin embargo, en el caso de que junto con el evento ocurriera el disparo de una estación accidental no alineada, el evento se reconstruiría como no alineado y el ángulo cenital sería

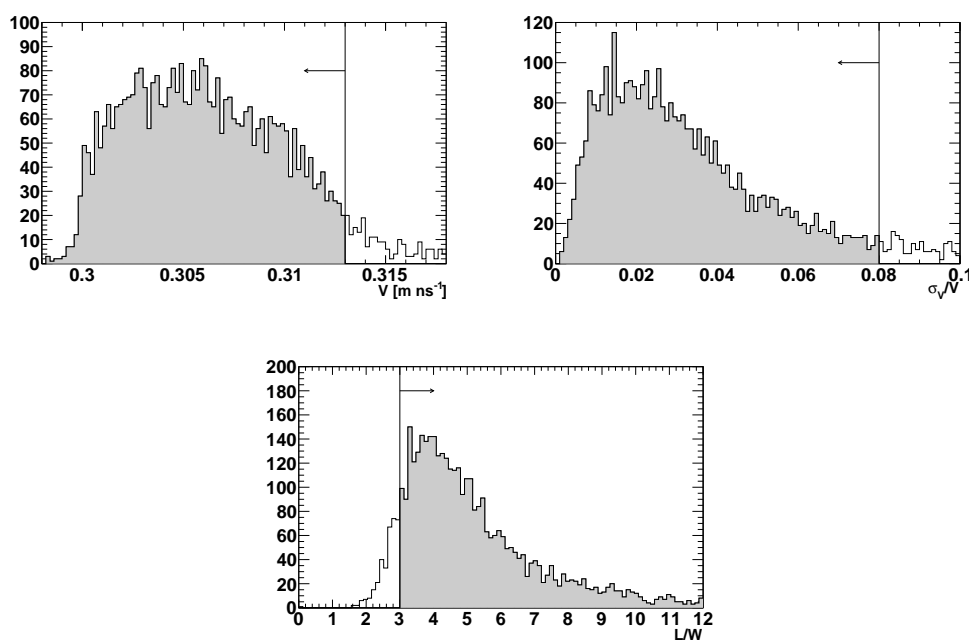


Figura 5.9: Distribución de la velocidad aparente de la señal  $V$  (arriba izquierda), su dispersión relativa  $\sigma_V/V$  (arriba derecha) y longitud sobre ancho de la huella  $L/W$  (abajo) para una muestra MC de lluvias hadrónicas ordinarias con  $\theta \in [74^\circ, 90^\circ]$  y  $E \in [10^{18}, 10^{20}]$  eV. El área sombreada corresponde al 90% de los eventos. Las líneas verticales indican los cortes de selección elegidos.

determinado sólo por el tiempo de la estación extra. En resumen, una sola estación sería la que determinaría la geometría reconstruida del evento.

Para evitar este problema, los eventos que presentan una configuración espacial mal condicionada se someten a una selección adicional. Se ignora la estación no alineada, se reconstruye el evento en línea resultante y se exige que éste también sea inclinado, es decir  $\theta_{\min} > 75^\circ$ .



# Capítulo 6

## Identificación de candidatos a neutrinos

En este capítulo se presenta en detalle los algoritmos desarrollados para identificar lluvias iniciadas por neutrino del fondo dominante de cascadas hadrónicas. Con el fin de evitar sesgos en el análisis, en este trabajo se adoptó una esquema de “búsqueda ciega”. Roodman [58] define análisis ciego como aquel en el que la metodología y las herramientas utilizadas son desarrolladas antes de realizar la medición. Este marco de análisis es una manera de reducir los sesgos debidos a posibles prejuicios del investigador que puedan surgir de preferencias teóricas o resultados experimentales previos.

En esta línea, el conjunto total de los datos utilizados, adquiridos en el periodo 01/Ene/2004 - 31/May/2010, se dividió en dos grupos separados:

- **Muestra de entrenamiento (01/Ene/2004 a 31/Oct/2007):** se utilizó para establecer y optimizar el criterio de identificación de neutrinos. Permitted además caracterizar los efectos del detector que pudieran no estar contemplados en las simulaciones MC. Equivale a la exposición que obtendría el SD completo funcionando 1.4 años de manera continua.
- **Muestra de búsqueda (01/Nov/2007 a 31/May/2010):** es el conjunto de eventos sobre el que se realiza la búsqueda de lluvias iniciadas por neutrinos. Los eventos adquiridos durante este periodo no se procesaron ni se observaron hasta que el criterio de identificación fue establecido y el procedimiento de análisis congelado. Equivale a la exposición que obtendría el SD completo funcionando 2 años de manera continua.



## 6.1. Variables discriminantes

A diferencia de los protones y núcleos pesados, los neutrinos pueden iniciar lluvias inclinadas profundas. Una de las principales características de este tipo de eventos, es que presentan una componente EM significativa en su región temprana (ver Fig. 6.1). Estas señales, iniciadas por electrones y fotones, tienen una duración que es del orden de los cientos de nanosegundos. Por el contrario, las estaciones que solo son alcanzadas por muones muestran señales que se extienden por unas pocas decenas de nanosegundos.

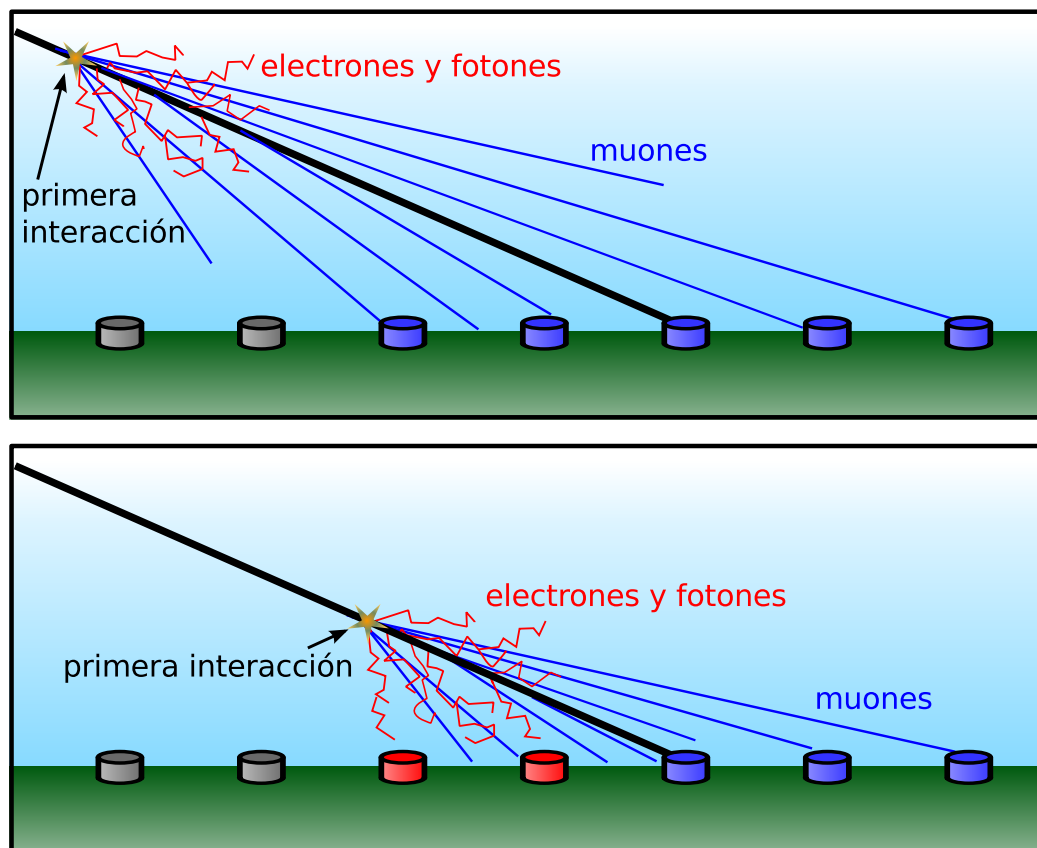


Figura 6.1: Panel superior: esquema de una lluvia inclinada iniciada por un hadrón que interactúa alto en la atmósfera. Panel inferior: lluvia inclinada profunda. Su región temprana presenta una componente EM significativa al momento de alcanzar el detector.

La idea básica utilizada para identificar estaciones con alto contenido EM es muy simple. Partiendo de la traza FADC, se construyen observables que estén correlacionados con la presencia de señal EM. Como se discute

brevemente en la Sec. 3.1.2, una posibilidad es utilizar variables vinculadas a la estructura temporal de la señal ya que se espera sean diferentes en las trazas EM y muónicas (ver Fig. 3.6).

En este trabajo se estudiaron varios observables de este tipo que se resumen a continuación:

- **Observables directos:** en esta categoría se encuentran el tiempo de subida y bajada (risetime y el falltime), definidos por el tiempo que le toma a la señal para ir del 10 % al 50 % y del 50 % al 90 % de su valor total. Tienen la evidente ventaja de estar directamente relacionados con la magnitud física que se desea medir (duración de la señal). Por otro lado, sus distribuciones presentan largas colas no gaussianas que pueden empeorar la relación señal-ruido de los análisis que las utilicen como discriminantes.
- **Observables indirectos:** el único observable de este tipo analizado fue área de la señal dividida por su pico (denominada AoP por sus siglas en inglés). Esta magnitud está definida como el cociente de la integral de la traza FADC y su valor máximo (ver Fig. 6.2). Las señales EM, extendidas en el tiempo, están representadas por valores de AoP más altos que las producidas por muones, típicamente de corta duración. Este observable tiene la gran ventaja de estar basado en una magnitud integral (área), por lo que su distribución es compacta, no presenta largas colas y la posibilidad de valores extremos es menor.

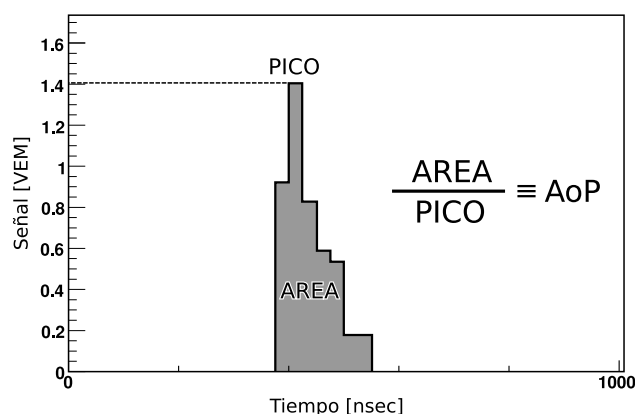


Figura 6.2: Definición de la variable discriminante AoP.

En la Fig. 6.3 se muestra la distribución de varios de estos observables para eventos hadrónicos y simulaciones MC de lluvias profundas iniciadas por

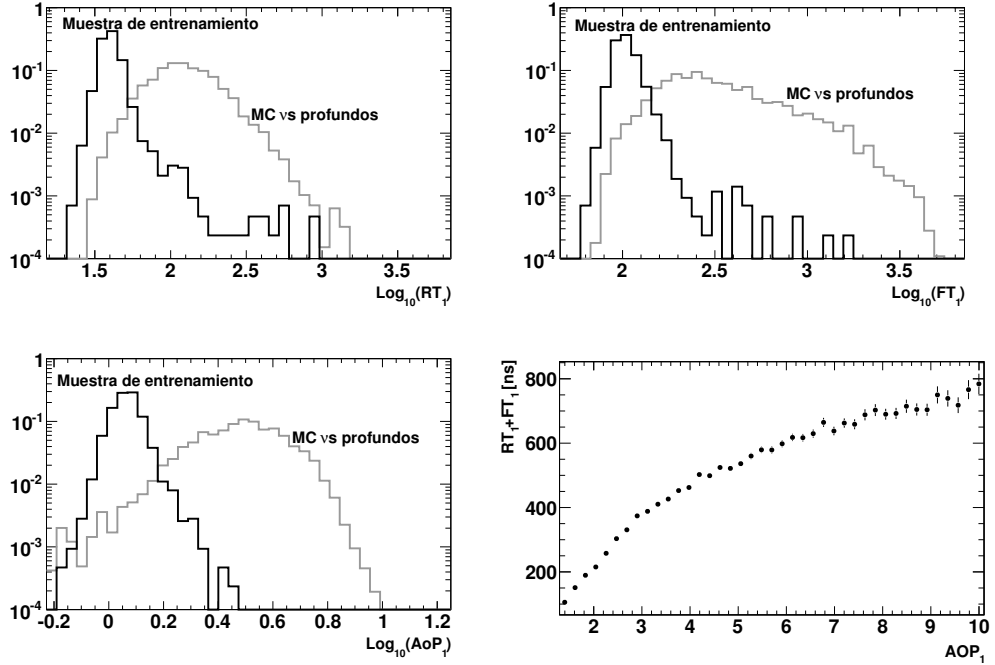


Figura 6.3: Distribución de RT y FT (paneles superiores) y AoP (panel inferior izquierdo) en la primera estación disparada para los eventos reales de la muestra de entrenamiento y simulaciones MC de neutrinos profundos. Se muestra también la correlación entre el AoP y la suma  $\text{RT} + \text{FT}$  (panel inferior derecho).

neutrinos. Puede observarse que, si bien todos tienen poder discriminante, la utilidad de los observables directos (RT y FT) está reducida por la presencia de valores atípicos extremos y largas colas. A la vez, como puede verse en panel inferior derecho de la Fig. 6.3, la variable AoP está correlacionada con los observables directos RT y FT.

Además de los observables de estaciones individuales, es útil definir variables que cuantifiquen magnitudes globales de los eventos. En este trabajo se estudiaron tres discriminantes de este tipo:

- Asimetría del AoP promedio entre estaciones tempranas y tardías:** en lluvias inclinadas hadrónicas solo la componente muónica alcanza al SD. Debido a que los muones son partículas muy penetrantes, son muy poco afectados por la diferencia de materia recorrida entre los que arriban a la zona temprana y los que lo hacen a la zona tardía. Por esta razón se espera una asimetría pequeña en los eventos iniciados

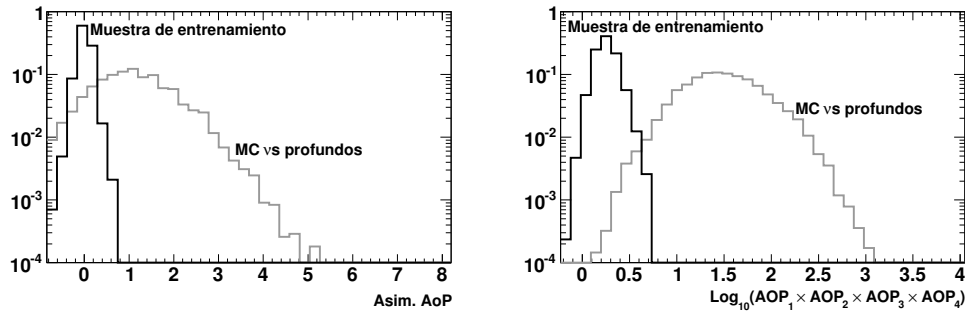


Figura 6.4: Distribución de la asimetría del AoP promedio entre estaciones tempranas y tardías (izquierda) y producto del AoP en las cuatro estaciones más tempranas (derecha).

alto en la atmósfera.

Por otro lado, las lluvias inclinadas profundas presentan una componente EM importante solo en su región temprana por lo que se espera observar una asimetría significativa. En particular, si se analiza la diferencia de AoP promedio entre las primeras y últimas estaciones disparadas se espera valores de asimetría positivos (ver panel izquierdo Fig. 6.4).

- Producto del AoP en las cuatro estaciones más tempranas:** por las razones ya expuestas, se espera que las lluvias inclinadas profundas presenten valores de AoP elevados en todas sus estaciones tempranas. Así, el producto de las cuatro primeras estaciones es una medida de esta característica global del evento. Una de las ventajas de esta variable discriminante es que es muy estable frente a fluctuaciones que puedan sufrir las estaciones individuales (ver panel derecho Fig. 6.4).

## 6.2. Análisis multivariado: método de Fisher

En la Sec. 6.1 se introdujo un conjunto de variables discriminantes que se relacionan entre sí de manera compleja. En este tipo de situaciones es habitual recurrir a técnicas de análisis multivariado (MVA por sus siglas en inglés) con el objetivo de combinar la información disponible y obtener el mayor grado de separación posible. Existen en la actualidad una gran variedad de herramientas de este tipo. Entre las más comúnmente utilizadas

se encuentran: redes neuronales, arboles de decisión y el análisis de componentes principales. Si bien estas últimas dos técnicas son muy poderosas, en ocasiones son objetadas debido a que pueden producir clasificadores de difícil interpretación y funcionar, en la práctica, como una “caja negra”.

Con el objetivo de mantener una interpretación física simple, se decidió adoptar el método de Fisher [59] para la construcción del algoritmo de identificación.

La técnica de Fisher forma parte de los métodos de discriminación lineales. Partiendo de un conjunto de variables discriminantes construye un nuevo observable  $\mathcal{F}$  como una combinación lineal de ellas. Este discriminante es óptimo para el caso de variables gaussianas y, en el caso general, provee la función lineal que brinda la mayor separación posible. Además, al ser  $\mathcal{F}$  suma de variables aleatorias, su distribución tiende a ser más gaussiana que la de las variables originales. En la Fig. 6.5 se muestra la idea de funcionamiento del método en un caso particular idealizado.

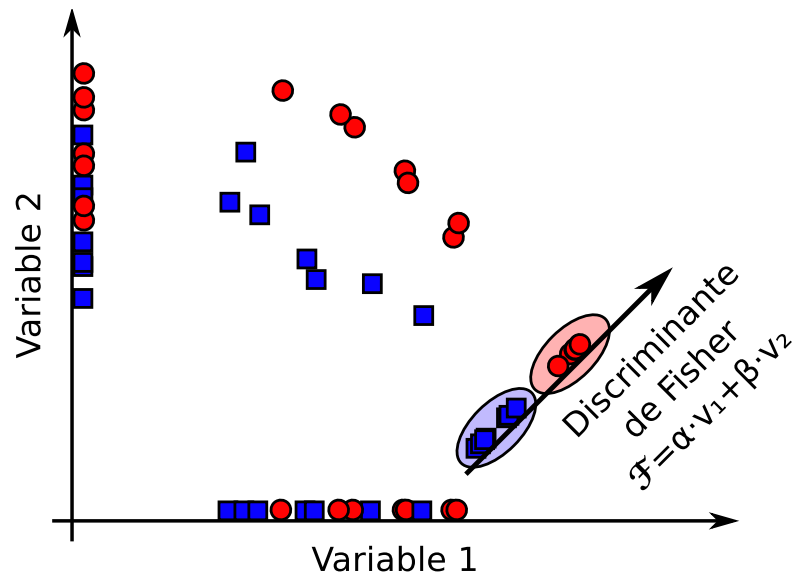


Figura 6.5: Esquema de la idea de funcionamiento del método de Fisher. Ninguna de las dos variables originales es capaz de separar las muestras (cuadrados azules y círculos rojos) por sí solas. Sin embargo una combinación lineal de ellas logra en este caso una separación completa. El método de Fisher permite obtener las constantes de la combinación lineal óptima (ver texto) a partir de las variables discriminantes provistas.

Se define el discriminante de Fisher  $\mathcal{F}$  como:

$$\mathcal{F} = a_1x_1 + \dots + a_nx_n = \vec{a} \cdot \vec{x} \quad (6.1)$$

en donde  $\vec{a}$  es el vector de los coeficientes de Fisher y  $\vec{x}$  un vector que contiene las variables originales. Así, puede calcularse la media y la varianza del discriminante usando:

$$\langle \mathcal{F}_X \rangle = \vec{a} \cdot \vec{\mu}_X \quad (6.2)$$

$$\text{Var}(\mathcal{F}_X) = \vec{a}^T \cdot \text{Cov}(X) \cdot \vec{a} \quad (6.3)$$

siendo  $\vec{\mu}_X$  el vector de valores medios de las variables de la muestra  $X$  y  $\text{Cov}(X)$  su matriz de covarianza.

A partir de estos ingredientes se construye la función  $Q(\vec{a})$  que cuantifica la separación provista por el discriminante  $\mathcal{F}$  entre las muestras señal y background a la vez que pondera su dispersión:

$$Q(\vec{a}) = \frac{(\langle \mathcal{F}_S \rangle - \langle \mathcal{F}_B \rangle)^2}{\text{Var}(\mathcal{F}_S) + \text{Var}(\mathcal{F}_B)} = \frac{(\vec{a} \cdot \vec{\mu}_S - \vec{a} \cdot \vec{\mu}_B)^2}{\vec{a}^T \cdot (\text{Cov}(S) + \text{Cov}(B)) \cdot \vec{a}} \quad (6.4)$$

en donde  $\mathcal{F}_S$  y  $\mathcal{F}_B$  representan los valores del discriminante de Fisher para las muestras de señal y fondo respectivamente. Al maximizar esta función respecto de los coeficientes  $\vec{a}$ , se obtiene la combinación lineal de variables que optimiza la separación entre los grupos señal y background a la vez que minimiza sus varianzas manteniendo las distribuciones compactas para evitar la superposición. Estos coeficientes  $\vec{a}_{\text{Max}}$  están dados por:

$$\vec{a}_{\text{Max}} = (\text{Cov}(S) + \text{Cov}(B))^{-1} \cdot (\vec{\mu}_S - \vec{\mu}_B) \quad (6.5)$$

### 6.2.1. Entrenamiento del método de Fisher

En el entrenamiento del método, se utilizaron las siguientes muestras “señal” y “background”:

- **Señal:** un conjunto de simulaciones MC de eventos inclinados profundos iniciados por neutrinos que se describe en la Sec. 4.4. Cada evento tiene asociado un peso definido por el bin de energía y ángulo al que pertenece (ver Sec 4.4.1).
- **Background:** la totalidad de los eventos reales adquiridos durante el periodo de entrenamiento. Esta muestra está constituida en su totalidad, o en una abrumadora mayoría, por eventos hadronicos iniciados alto en la atmósfera.

Es importante notar que, debido a que el algoritmo de Fisher es un método de clasificación estadístico, no es necesario suponer que no hay neutrinos en la muestra de entrenamiento. Es suficiente asumir que, de estar presentes, son una minoría frente a los eventos hadrónicos. Si hubiera eventos iniciados por neutrinos entre los datos reales, éstos serían clasificados como eventos candidatos a pesar de formar parte de la muestra background.

En este trabajo se decidió utilizar datos reales, en lugar de simulaciones MC, para entrenar al método de Fisher, debido a que los datos contienen ya todos los posibles efectos del detector que puedan no estar contemplados en las simulaciones.

Vale resaltar que el hecho de que la simulación MC pueda no ser perfecta no la invalida para ser utilizada en la generación de las lluvias iniciadas por neutrinos. Esto se debe a que existe una asimetría para la calidad requerida de las muestras background y señal. Mientras que para la muestra de señal alcanza con considerar el grueso de los eventos, sólo la cola de la distribución de los eventos background es de interés en este análisis. En otras palabras, un MC que reproduce la mayoría de las características del sistema sería suficiente para estimar la señal, mientras que sería absolutamente insuficiente para estimar la contaminación producida por los eventos en la cola de la distribución del background que corresponden precisamente a comportamientos atípicos (poco probables) tanto de desarrollo de la lluvia como de funcionamiento del detector.

Una vez definidas las muestras, el primer paso en la construcción del discriminante de Fisher fue elegir, de entre todas las variables presentadas en la Sec. 6.1, el subconjunto más apropiado a utilizar.

En este proceso fue importante considerar que, si bien la estructura de todas las lluvias profundas es similar, se observa que algunas de las variables discriminantes varían con el tamaño del evento. Esto se debe a que la dispersión temporal de las partículas que constituyen el frente aumenta con la distancia al eje de la lluvia. En la Fig. 6.6 se muestra como varía la distribución del producto del AoP en las cuatro estaciones más tempranas con la multiplicidad del evento  $N$ . Debido a esta dependencia, se decidió dividir el análisis en tres grupos de diferente multiplicidad:

- Eventos pequeños:  $4 \leq N \leq 6$
- Eventos medianos:  $7 \leq N \leq 11$
- Eventos grandes:  $12 \leq N$

y construir así un discriminante de Fisher para cada uno. Aunque, en principio, es posible elegir un subconjunto diferente de variables para cada grupo,

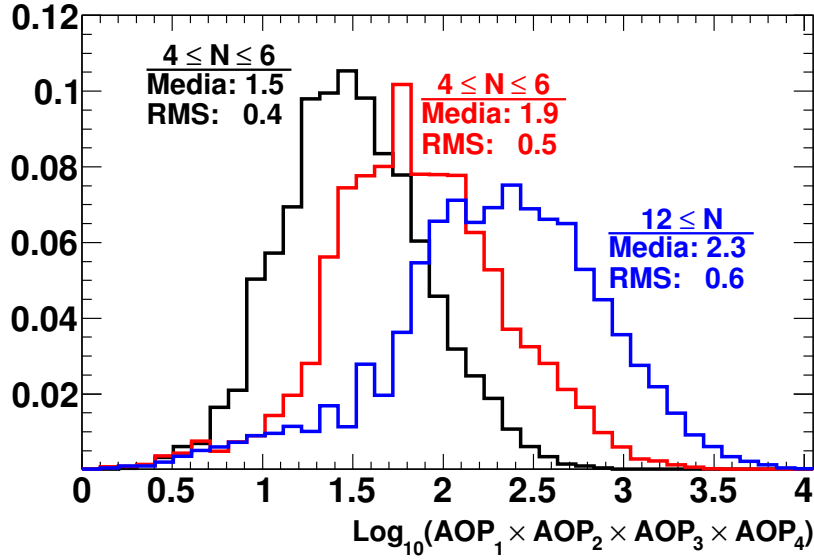


Figura 6.6: Dependencia de la distribución del producto del AoP en las cuatro estaciones más tempranas con la multiplicidad del evento  $N$  (para la muestra señal constituida por neutrinos profundos).

en este trabajo se decidió mantener el análisis simple y usar el mismo conjunto de variables en los tres grupos.

La Fig. 6.7 resume el procedimiento utilizado en la optimización de los discriminantes de Fisher. Los resultados obtenidos fueron evaluados en función de la separación obtenida y del comportamiento de la cola de la distribución del background (ver Sec. 6.3).

Tras varias iteraciones, se obtuvo un buen equilibrio entre complejidad y desempeño utilizando las siguientes diez variables:

- AoP de las cuatro primeras estaciones individuales.
- $\text{AoP}^2$  de las cuatro primeras estaciones individuales.
- producto del AoP de las cuatro primeras estaciones.
- asimetría entre las estaciones tardías y tempranas.

El cuadrado de las AoPs se incluye con el fin de aumentar la flexibilidad del método. Si bien el discriminante de Fisher es óptimo cuando se construye a partir de variables con distribución gaussiana, incluir transformaciones no



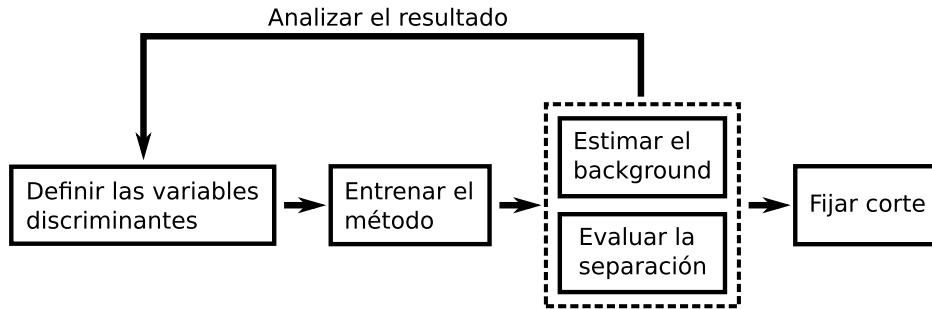


Figura 6.7: Diagrama de flujo del procedimiento utilizado en la construcción del algoritmo de identificación de eventos iniciados por neutrinos.

lineales puede mejorar su desempeño cuando éstas poseen una distribución diferente [60].

El detalle de los coeficientes de Fisher obtenidos puede consultarse en el Apéndice B.

La Fig. 6.8 expone la separación obtenida, para las distribuciones del discriminante de Fisher, entre las muestras de señal y background. El panel derecho, en escala logarítmica, permite apreciar como los eventos MC de neutrino en los que la primera interacción ocurre alto en la atmósfera, obtienen un valor de Fisher bajo, cercano a los correspondientes a los eventos de la muestra de background. Este hecho es una confirmación de que el clasificador se está comportando de manera adecuada al ubicar cerca del background a aquellos eventos que se espera sean similares a las lluvias inclinadas normales iniciadas por hadrones. Análogamente, si hubiera en la muestra de entrenamiento algún evento con características de neutrino profundo, éste hubiera obtenido un valor de Fisher alto.

### 6.3. Definición del corte y estimación del fondo de clasificación

Una vez construido el discriminante  $\mathcal{F}$  se procedió a definir el valor de corte entre eventos hadrónicos y aquellos iniciados por neutrinos. Debido a que la señal de neutrinos que se intenta medir es muy pequeña, la sensibilidad del análisis está básicamente limitada por la magnitud del background esperado. En este contexto es fundamental controlar la contaminación debida a eventos hadrónicos que puedan ser erróneamente clasificados como candidatos a neutrinos.

En este trabajo se decidió tomar el corte de manera tal que se esperara

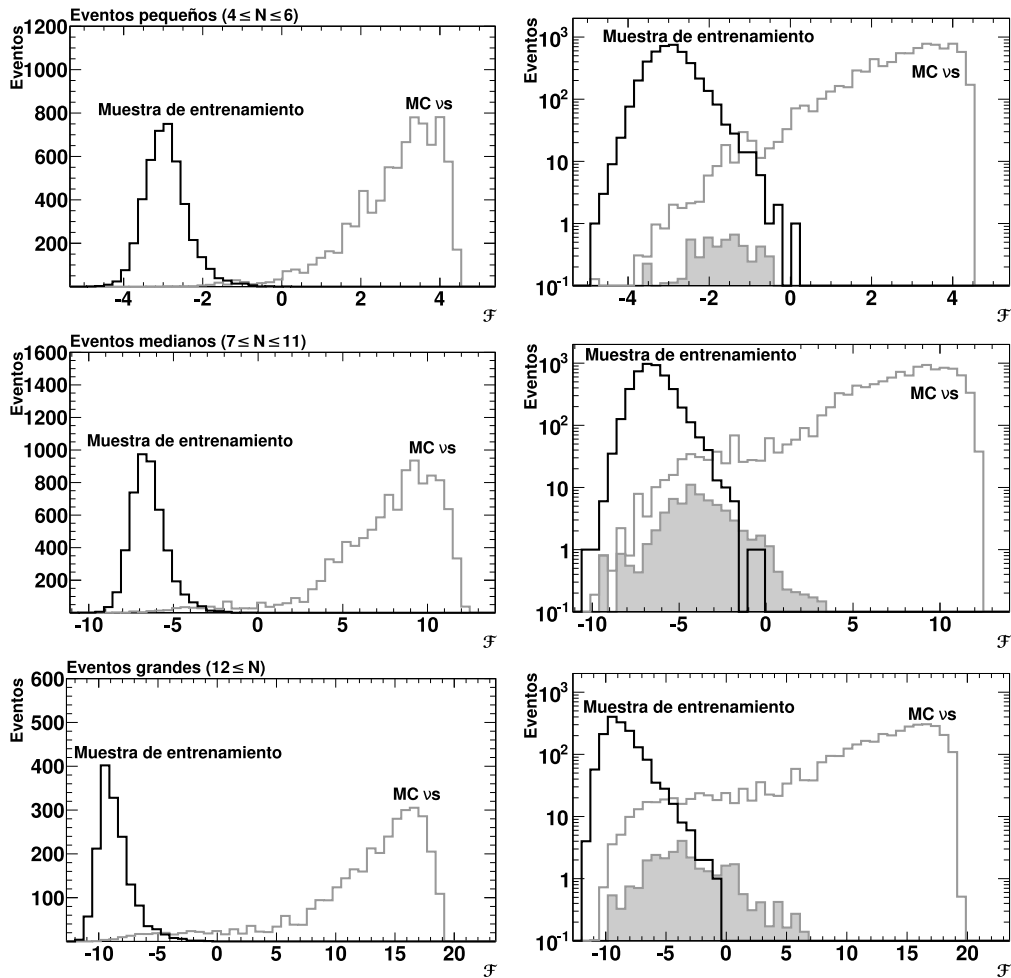


Figura 6.8: Distribuciones del discriminante de Fisher ( $\mathcal{F}$ ) de las muestras background (datos del 1-ene-04 al 31-oct-07) y señal (MC de neutrinos) para los tres grupos de multiplicidad: eventos pequeños (*arriba*), medianos (*medio*) y grandes (*abajo*). En los gráficos de la columna derecha se muestra en sombreado la distribución de los eventos MC cuyo punto de primera interacción ocurre alto en la atmósfera (aunque, en general, a mayor profundidad que la que se espera para lluvias hadrónicas).

menos de un evento de background cada 20 años –duración estimada del experimento– para cada uno de los tres grupos de multiplicidad. Debido a que la exposición del periodo de entrenamiento es equivalente a solo 1.4 años de un SD completo, fue necesario diseñar un modelo que permitiera obtener una extrapolación de la cantidad de eventos esperados para un periodo de 20 años. La estrategia adoptada fue modelar la cola de la distribución de background y normalizarla al valor esperado tras 20 años (ver Fig. 6.9).

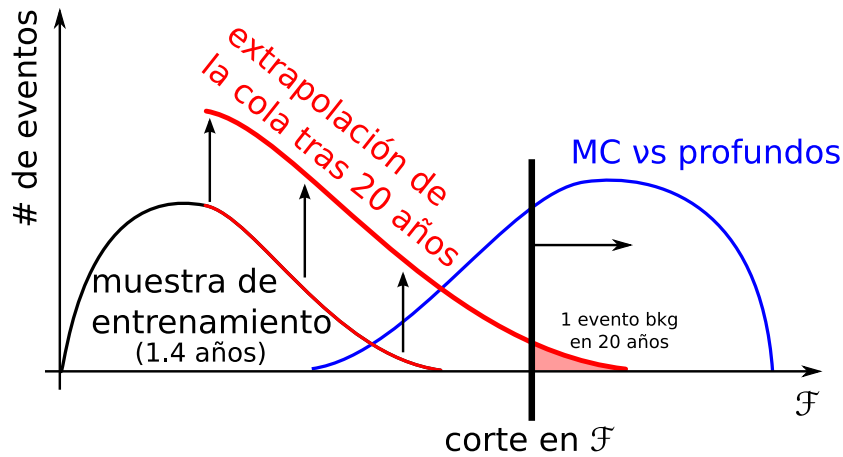


Figura 6.9: Estimación de background debido a eventos hadrónicos que puedan ser erróneamente clasificados como candidatos a neutrinos.

En este marco, es interesante discutir que el teorema central del límite indica que el discriminante de Fisher, por ser la suma de variables aleatorias, tiende a una distribución gaussiana al aumentar el número de términos. Sin embargo, en este trabajo, debido a que las variables utilizadas presentan distribuciones asimétricas y están correlacionadas, los diez términos no son suficientes para alcanzar un comportamiento gaussiano. Fue necesario entonces generar un modelo motivado por las características físicas propias del sistema que se analiza.

Debido a que la profundidad de interacción de las lluvias iniciadas por hadrones o fotones sigue una distribución exponencial, es esperable que esta característica se vea reflejada en la distribución del discriminante de Fisher asociado a las lluvias más profundas. Bajo esta hipótesis se realizó un ajuste exponencial sobre la cola de las distribuciones en la región  $[1\sigma, 3\sigma]$  (con esta notación denominamos al intervalo  $[\mu + 1\sigma, \mu + 3\sigma]$ , donde  $\mu$  y  $\sigma$  son la media y el RMS de la distribución de fondo). El resultado se expone en la columna izquierda de la Fig. 6.10. Las zonas  $[3\sigma, 4\sigma]$ ,  $[4\sigma, 5\sigma]$ ,  $[5\sigma, 6\sigma]$  y  $[6\sigma, 7\sigma]$  no forman parte del ajuste del ajuste y se utilizan para poner a prueba el modelo

Multiplicidad	evts. bkg./20 años	error estadístico.
Eventos pequeños ( $4 \leq N \leq 6$ )	1	0.3
Eventos medianos ( $7 \leq N \leq 11$ )	1	0.3
Eventos grandes ( $12 \leq N$ )	1	0.9
Total (error en cuadratura)	3	1.0

Tabla 6.1: Error estadístico en el número de eventos background obtenidos a partir de la extrapolación de las colas de las distribuciones de la muestra de entrenamiento.

exponencial. En la Figura 6.10 puede observarse que la cantidad de eventos de la muestra de entrenamiento en cada una de las zonas está en perfecto acuerdo con la predicción dada por el modelo propuesto.

El error estadístico en la extrapolación se obtuvo a partir de las matrices de covarianza de los ajustes realizados. En la tabla 6.1 se resume el resultado de la propagación de las incertezas en los parámetros del ajuste a la cantidad esperada de eventos background sobre el corte de 20 años.

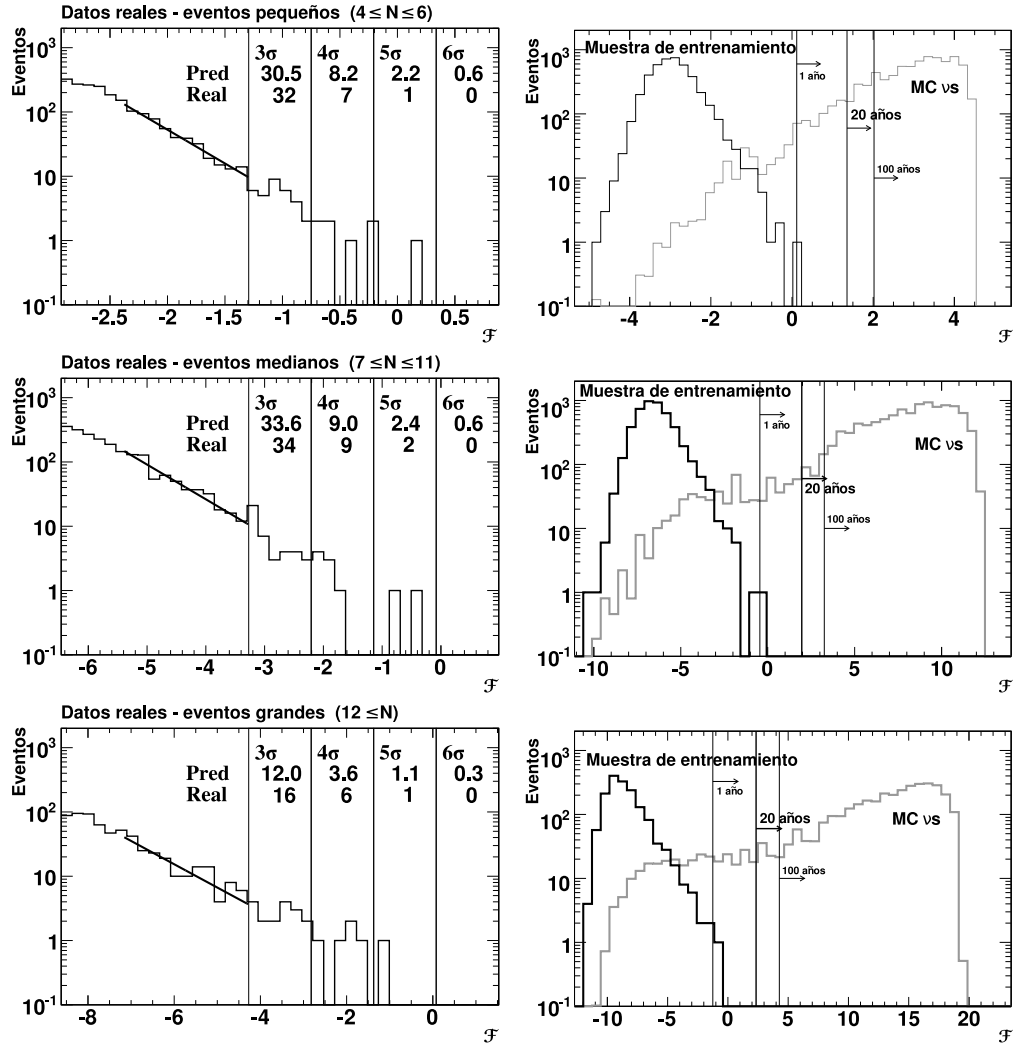


Figura 6.10: *columna izquierda*: ajuste exponencial sobre el intervalo  $[1\sigma, 3\sigma]$  de la cola de la distribución de Fisher  $\mathcal{F}$  para la muestra de entrenamiento. Se indica también el número de eventos predicho (Pred.) y medido (Real) para cada una de las zonas de prueba ( $[3\sigma, 4\sigma]$ ,  $[4\sigma, 5\sigma]$ ,  $[5\sigma, 6\sigma]$  y  $[6\sigma, 7\sigma]$ ). *derecha*: distribuciones del discriminante de Fisher ( $\mathcal{F}$ ) de las muestras background (datos del 1-ene-04 al 31-oct-07) y señal (MC de neutrinos) para los tres grupos de multiplicidad: eventos pequeños (*arriba*), medianos (*mitad*) y grandes (*abajo*). Las líneas verticales indican el corte en el valor del discriminante de Fisher correspondientes a un evento de background cada 1, 20 y 100 años.

# Capítulo 7

## Eficiencia del detector

En este capítulo se analiza la eficiencia de identificación del algoritmo presentado en la sección anterior. Para desarrollar una intuición sobre el comportamiento y desempeño del método de identificación, es útil primero considerar el caso idealizado de un detector infinito. En la práctica, “detector infinito” significa suficientemente grande tal que las lluvias simuladas estén, en todos los casos, completamente contenidas en su interior. Más adelante, en la Sec. 7.2, se discute el caso de un detector real cuyo tamaño es finito y es importante considerar la contribución dada por los eventos que caen en el borde y están solo parcialmente contenidos.

### 7.1. Eficiencia de identificación en un detector infinito

En el análisis del caso ideal que se discute a continuación, se utilizó el conjunto de simulaciones descrito en la Sec. 4.4. Estos eventos, iniciados por neutrinos, fueron generados sobre la zona central de un detector de  $50 \times 50$  estaciones en un arreglo hexagonal perfectamente regular de 1500 mts de lado, muy similar a la disposición del SD real (aunque éste último no es perfectamente regular y su tamaño es menor).

En esta sección se discute la dependencia de la eficiencia de identificación  $\epsilon$  en función de los siguientes parámetros de las lluvias simuladas:

- sabor del neutrino primario ( $e, \mu, \tau$ ).
- tipo de interacción (CN o CC).
- energía del neutrino  $E_\nu$ .

- ángulo cenital  $\theta$ .
- profundidad de interacción  $D$ .

Usando el conjunto de simulaciones MC mencionado, la eficiencia  $\epsilon$  puede obtenerse del cociente:

$$\epsilon(E_\nu, \theta, D) = \frac{N_{\text{id}}^X(E_\nu, \theta, D)}{N_{\text{sim}}^X(E_\nu, \theta, D)} \quad (7.1)$$

en donde  $X$  indica el sabor y tipo de interacción,  $N_{\text{sim}}^X$  la cantidad de eventos simulados para el bin  $(E_\nu, \theta, D)$  y  $N_{\text{id}}^X$  el número de estos eventos identificados como neutrinos. Es importante notar que esta definición de  $\epsilon(E_\nu, \theta, D)$  implica que se está promediando de manera automática sobre los parámetros de la lluvia que no se incluyen en la especificación del bin (ángulo azimutal  $\phi$ , inelasticidad de la interacción primaria  $y$ , etc.).

En el panel izquierdo de la Fig. 7.1 se muestra, como ejemplo, las eficiencias de disparo T3 e identificación en función de la profundidad de interacción  $D$  para lluvias iniciadas por  $\nu_e$  vía CC con  $E_\nu = 10^{18}$  y  $\theta = 80^\circ$ . Puede observarse como, a esta energía, las lluvias iniciadas a menos de  $500 \text{ g cm}^{-2}$  tienen una eficiencia de T3 muy baja debido a que no logran desarrollarse lateralmente lo suficiente como para disparar tres o más estaciones antes de alcanzar el detector. En el otro extremo (lluvias iniciadas a más de  $2000 \text{ g cm}^{-2}$ ), la eficiencia T3 también es muy pequeña debido a que la componente EM es absorbida en la atmósfera y los muones restantes se encuentran muy dispersos al nivel del detector. Entre estos límites hay un rango en el que la eficiencia de disparo T3 es cercana al 100% y la de identificación al 60%. Esta diferencia es producida por los cortes de selección de lluvias inclinadas de alta calidad (ver Sec. 5.3). El requisito de cuatro o más estaciones por evento (la cantidad mínima para T3 es de tres) es el responsable de la mitad de esta diferencia. La caída restante se debe a que, para este ángulo, el 20% de los eventos tiene un  $\theta_{\text{rec}} < 75^\circ$  producto del bias en la reconstrucción angular que ocurre en lluvias iniciadas por neutrinos (ver Fig. 5.7 y Sec. 5.2.1 para una explicación del origen del bias). Como hecho destacable, puede observarse que el discriminante de Fisher es capaz de identificar la gran mayoría de los eventos que pasan el corte de selección de eventos inclinados.

En el panel inferior de la Fig. 7.1 puede apreciarse que la diferencia entre las curvas de T3 e identificación se reduce enormemente para lluvias iniciadas con  $\theta_{\text{MC}} = 85^\circ$ . Esto es debido a dos efectos independientes que ocurren al aumentar el ángulo cenital. Por un lado, la probabilidad de obtener un  $\theta_{\text{rec}} < 75^\circ$  es menor. A la vez, al aumentar  $\theta$ , crece la fracción de eventos con cuatro o más estaciones. Este efecto, puramente geométrico, se debe a que la

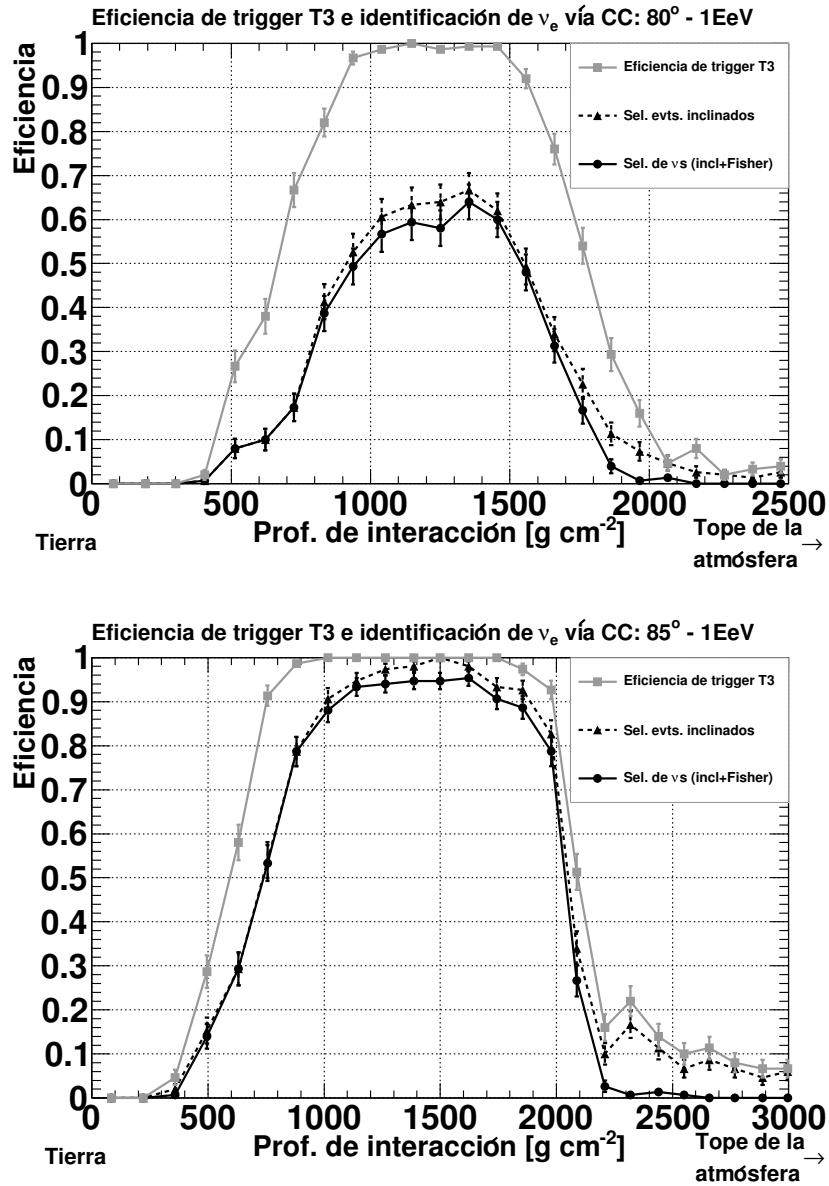


Figura 7.1: Eficiencias de disparo T3 e identificación en función de la profundidad de interacción medida desde el detector. La curva discontinua corresponde a aplicar, sobre los eventos T3, los cortes de selección de lluvias inclinadas dados en la Sec. 5.3. Como puede observarse, el discriminante de Fisher es capaz de identificar la gran mayoría de estos eventos.



longitud de la huella de las lluvias sobre el detector crece aproximadamente como  $1/\cos\theta$  (ver Fig. 7.2).

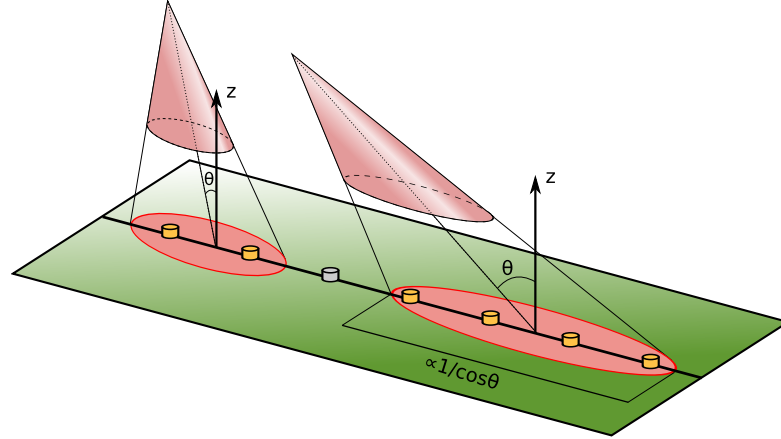


Figura 7.2: La cantidad promedio de estaciones disparadas por evento aumenta con el ángulo cenital  $\theta$  debido a que la huella de las lluvias sobre el detector crece como  $1/\cos\theta$ .

Es también interesante estudiar la dependencia de las curvas de eficiencia con la energía de la partícula primaria. En el panel superior de la Fig. 7.3 se muestran las eficiencias de disparo T3 y de identificación para lluvias iniciadas por  $\nu_e$  vía CC con  $E_\nu = 10^{19}$  y  $\theta = 85^\circ$ . Puede verse que, a  $D \sim 3500 \text{ g cm}^{-2}$ , la eficiencia de disparo T3 es del 70% mientras que la de identificación es cercana a cero. A esta energía, las lluvias producen suficiente cantidad de muones como para generar un disparo T3 incluso cuando su componente EM ha sido totalmente absorbida en la atmósfera. Sin embargo, no son identificadas ya que, al contar solo con la componente muónica, son muy similares a las lluvias hadrónicas iniciadas alto en la atmósfera. En el panel inferior de la misma figura se muestran las eficiencias de identificación de lluvias iniciadas por  $\nu_e$  vía CC con  $\theta = 85^\circ$  para  $E = 10^{17}$ ,  $10^{18}$  y  $10^{19}$ . Aunque a las energías más bajas la eficiencia es pequeña, su contribución es importante ya que los modelos actuales predicen una dependencia del tipo  $E^{-2}$  para el espectro de energía de los neutrinos de origen cósmico.

### 7.1.1. Eficiencia de las lluvias iniciadas vía CN

En la Fig. 7.4 se compara, para  $E_\nu = 10^{18}$  y  $\theta = 85^\circ$ , la eficiencia de identificación de lluvias iniciadas por  $\nu_e$  vía CC y  $\nu_X$  vía CN. Puede observarse como la eficiencia de CN es siempre menor. Esto se debe a que, en el primer

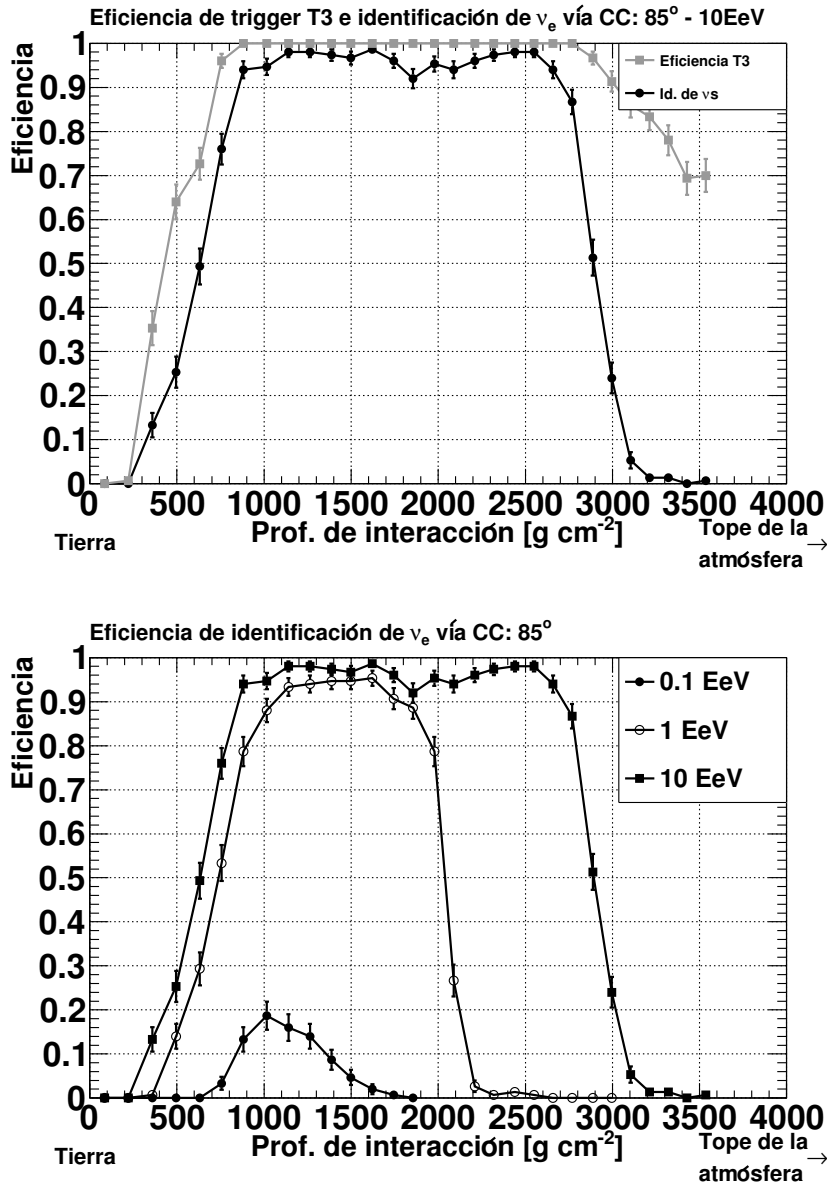


Figura 7.3: *Panel superior:* eficiencias de disparo T3 y de identificación en función de la profundidad de interacción medida desde el detector para lluvias iniciadas por  $\nu_e$  vía CC con  $E_\nu = 10^{19}$  y  $\theta = 85^\circ$ . *Panel inferior:* eficiencia de identificación de lluvias iniciadas por  $\nu_e$  vía CC con  $\theta = 85^\circ$  para  $E = 10^{17}$ ,  $10^{18}$  y  $10^{19}$ .

caso, el 100 % de la energía del neutrino primario  $E_\nu$  se transmite a la lluvia, mientras que en el segundo, en promedio solo el 20 % de  $E_\nu$  se traduce en partículas detectables (ver paneles 1 y 4 de Fig. 2.6).

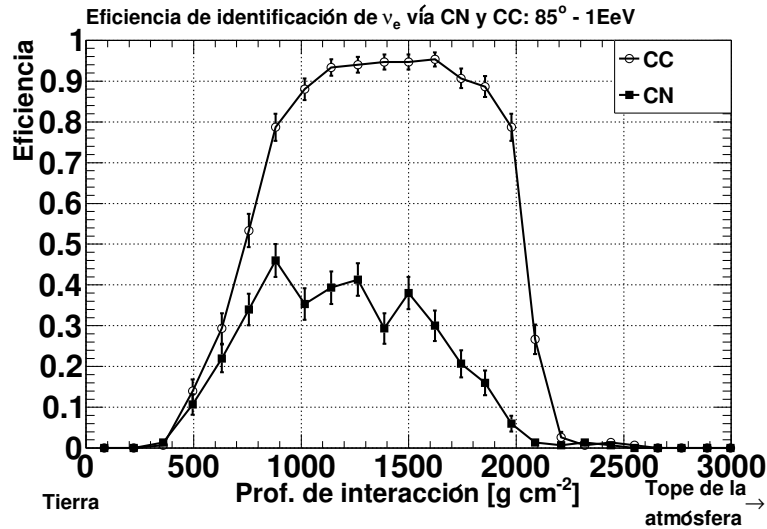


Figura 7.4: Eficiencia de identificación en función de la profundidad de interacción medida desde el detector para lluvias iniciadas por  $\nu_e$  vía CC y  $\nu_\mu$  vía CN con  $E_\nu = 10^{18}$  y  $\theta = 85^\circ$ .

Es interesante notar que, independientemente de la energía del neutrino, hay una probabilidad apreciable de que la interacción primaria ocurra con un valor bajo de inelasticidad (ver Fig. 4.1). En estos casos, solo una fracción muy pequeña de  $E_\nu$  es transmitida a la lluvia. Por esta razón, la eficiencia de identificación en CN no satura en ningún rango de profundidad, ni siquiera a las energías más altas consideradas.

### 7.1.2. Eficiencia de las lluvias DB

Las curvas de eficiencia de identificación de lluvias iniciadas por  $\nu_\tau$  vía CC son particularmente instructivas. Su estudio permite comprender la contribución de este canal de una manera intuitiva.

Como se menciona en la Sec. 4.2.1, el leptón  $\tau$  de alta energía producido en la interacción primaria puede viajar e iniciar una nueva lluvia más cerca de la superficie. Así, aún si el neutrino primario interactúa alto en la atmósfera existe la posibilidad de que pueda ser identificado a través de la

lluvia secundaria producida al decaer el  $\tau$  de alta energía. En el otro extremo, si la primera interacción ocurre profundo en la atmósfera, el  $\tau$  producido tiene una alta probabilidad de undirse en la tierra antes de decaer. Por esta razón, es esperable que la eficiencia de este canal sea similar a la de CN para lluvias iniciadas cerca del SD.

En la Fig. 7.5 puede observarse que ésto es exactamente lo que sucede. El rango en que el neutrino primario puede interactuar y ser detectado se extiende mucho más alto en la atmósfera. A profundidades cercanas al detector, la eficiencia es similar a la de CN. Vemos que, al comparar con la eficiencia del canal CN, el  $\tau$  de alta energía contribuye agregando  $\sim 0.1$  en todo el rango de profundidades.

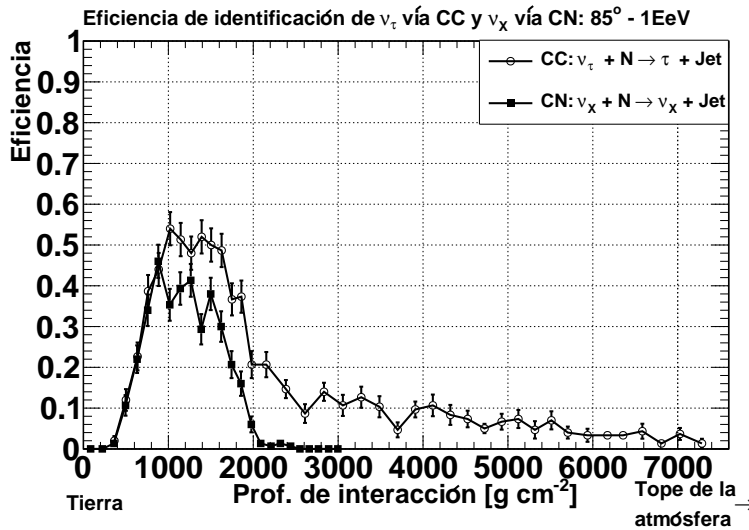


Figura 7.5: Eficiencia de identificación en función de la profundidad de interacción medida desde el detector para lluvias iniciadas por  $\nu_\tau$  vía CC y  $\nu_\chi$  vía CN con  $E_\nu = 10^{18}$  y  $\theta = 85^\circ$ .

## 7.2. Eficiencia de un detector finito

En el caso de un detector finito, la eficiencia  $\epsilon$  de identificación de lluvias iniciadas por neutrinos es una función de el punto de impacto  $\vec{r}$ . Como veremos a continuación, esta eficiencia puede no ser nula aún si  $\vec{r}$  se encuentra fuera del área cubierta por detector.

Las cascadas inclinadas se caracterizan por tener una huella elongada, que puede extenderse más de una decena de kilómetros, y pueden disparar el SD y ser identificadas incluso si solo parte de su huella se superpone con el área instrumentada (ver Fig. 7.6).

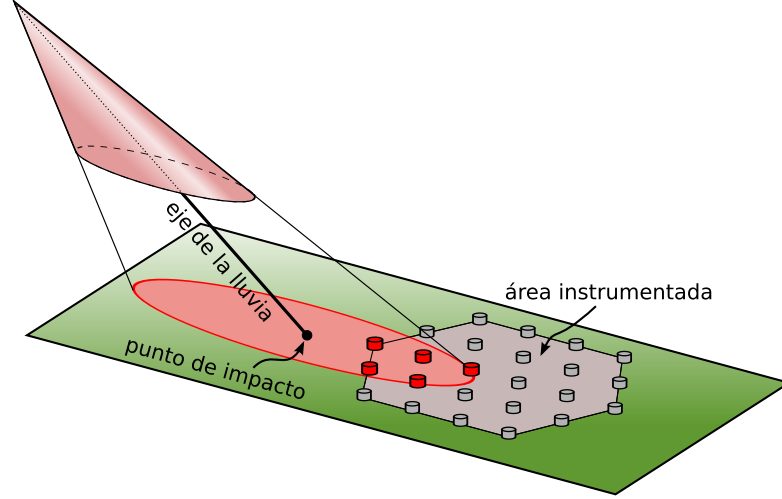


Figura 7.6: En una lluvia inclinada el punto de impacto puede caer muy por fuera del área instrumentada y aún así producir un trigger T3 en el SD.

En este contexto, se define un área circular extendida que contiene al detector finito y es suficientemente grande como para contemplar la contribución de las lluvias cuyo punto de impacto  $\vec{r}$  cae fuera del detector\* (ver Fig. 7.7).

A los fines de este trabajo, la magnitud relevante es la eficiencia de identificación promedio en el área circular extendida  $A$ .

$$\langle \epsilon(\vec{r}, E_\nu, \theta, D) \rangle_A = \epsilon(E_\nu, \theta, D) = \frac{\int \epsilon(\vec{r}, E_\nu, \theta, D, t) dA}{A} \quad (7.2)$$

Esta eficiencia depende de la cantidad y distribución espacial (configuración) de las estaciones de superficie que conforman al detector finito que se está considerando. Es importante notar que si bien  $\epsilon(E_\nu, \theta, D)$  depende de la elección del área extendida  $A$  (cae al aumentar esta), su producto  $\epsilon(E_\nu, \theta, D) \times A$  es una constante que define una propiedad intrínseca del detector llamada área efectiva  $A_{\text{ef}}$ :

$$A_{\text{ef}}(E_\nu, \theta, D, t) = \int \epsilon(\vec{r}, E_\nu, \theta, D, t) dA \quad (7.3)$$

\*En otras palabras, el tamaño del círculo se selecciona tal que las lluvias que caen fuera de él tengan un probabilidad nula de disparar el detector.

Este área representa la superficie de un detector equivalente 100 % eficiente. Para calcular esta magnitud, se podría en principio, repetir para cada configuración, la cadena de simulación completa desde la generación de la primera interacción a la respuesta del detector (finito en este caso). Sin embargo, este camino es impráctico y requeriría un volumen de cómputo inaceptable. Por esta razón, se decidió tomar un enfoque diferente en el que fuera posible reusar las simulaciones producidas sobre el detector infinito para calcular la eficiencia de identificación de todas las posibles configuraciones del SD real. Los puntos de impacto  $\vec{r}$  de las lluvias simuladas sobre un arreglo ideal son ubicados al azar dentro de la circunferencia del área extendida. Las estaciones de los eventos simulados sobre el arreglo infinito que no coinciden con una estación activa del arreglo finito son descartadas (ver Fig. 7.7). De esta manera se calcula el evento que se obtendría si la simulación se hubiera realizado sobre el detector finito. Utilizando las estaciones así seleccionadas, se reevalúan las condiciones de trigger T3 y, en caso de que se satisfagan, se recomputan las variables globales, los cortes de selección de lluvias inclinadas y el valor del discriminante de Fisher del evento. En la Fig. 7.7 se resume, a modo de ejemplo, los resultados posibles de reevaluar un evento que se identifica como neutrino sobre un arreglo infinito. El cociente de eventos identificados sobre eventos totales, determina la eficiencia de identificación promedio  $\epsilon(E_\nu, \theta, D)$  de la configuración:

$$\epsilon(E_\nu, \theta, D) = \frac{N_{\text{id}}(E_\nu, \theta, D)}{N_{\text{sim}}(E_\nu, \theta, D)} \quad (7.4)$$

El  $A_{\text{ef}}(E_\nu, \theta, D, t)$  se obtiene multiplicando este valor por la superficie del área extendida  $A$ .

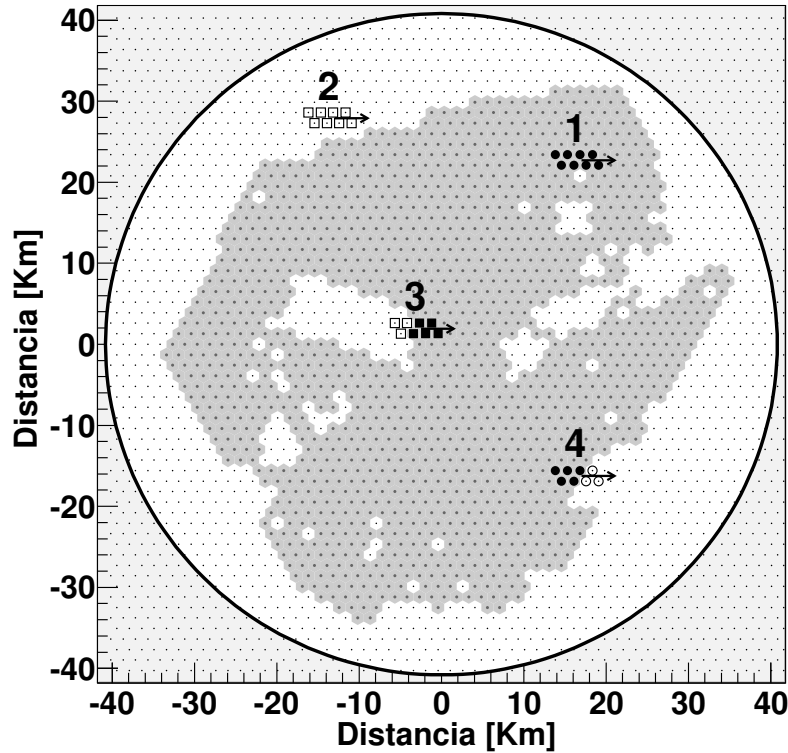


Figura 7.7: Ejemplo del resultado de ubicar la misma lluvia simulada, iniciada por un neutrino profundo, en cuatro posiciones diferentes, sobre un detector finito de referencia (área sombreada) correspondiente al 1 de noviembre de 2007. Las flechas indican la dirección de avance de la lluvia, los puntos representan el arreglo ideal e infinito de estaciones y la circunferencia el área de detección extendida (ver texto). Los símbolos sólidos (abiertos) corresponden a estaciones de la lluvia simulada que presentan trigger T2 y que (no) están activas en la configuración de referencia. Los símbolos redondos indican las lluvias identificadas como neutrinos y los cuadrados las que no. En el caso 1 la lluvia está completamente contenida y es identificada como neutrino. En 2 cae completamente fuera de la configuración de referencia y, por lo tanto, no produce T3 sobre el detector real. Aunque en el caso 3 la lluvia está parcialmente contenida y dispara el SD, no es identificada como neutrino debido a que sus estaciones tempranas no son registradas en el detector real. En 4, la lluvia pierde sus estaciones tardías pero es aún identificada ya que conserva su región temprana que es la que más influye en la discriminación.

# Capítulo 8

## Exposición del detector

El presente capítulo está organizado en cuatro secciones. La primera discute el procedimiento para calcular, a partir de un flujo difuso, la cantidad esperada de eventos por unidad de tiempo para el caso de un detector de superficie en la tierra.

En la segunda y tercer sección se discuten los detalles del método utilizado para obtener la exposición del detector de superficie para el periodo de búsqueda y las incertezas sistemáticas asociadas.

La cuarta y última sección, utiliza los resultados obtenidos para fijar una cota al fondo esperado para protones profundos y muones atmosféricos de alta energía.

### 8.1. Exposición

Definimos la exposición como la magnitud que multiplicada por el flujo difuso da como resultado el número de eventos. Es de alguna manera un factor de calidad del experimento, pues determina que flujos se alcanzarán a medir y cuales no. Invertiendo el problema, si se observa un número de eventos  $N$ , habrá que dividir por la exposición para derivar el flujo incidente sobre la tierra.

Para ganar intuición es útil primero considerar un caso simplificado: un haz de partículas, con flujo lineal  $F$  (medido en partículas por unidad de área por unidad de tiempo), que incide sobre un blanco con  $N$  elementos dispersores. En esta situación la cantidad de colisiones  $n$  por unidad de tiempo está dada por:

$$n = F \sigma N \tag{8.1}$$

en donde  $\sigma$  es la sección eficaz de interacción entre las partículas del haz y las del blanco. Si se considera un blanco de masa  $M$  formado por elementos



dispersores de masa  $m$  el número de colisiones por unidad de tiempo es simplemente:

$$n = F \sigma \frac{M}{m} \quad (8.2)$$

El resultado anterior se puede extender para analizar el caso de un flujo diferencial difuso  $\Phi(E)$  y un detector plano que registra todas las lluvias producidas por neutrinos que satisfacen las siguientes condiciones (ver Fig. 8.1):

- su dirección de arribo apunta a una región  $\Delta A$  del detector ubicada en  $\vec{r}$
- su dirección de arribo  $(\theta, \phi)$  está en un rango  $\Delta\Omega = \sin\theta \Delta\theta \Delta\phi$
- su energía  $E$  está en un rango  $\Delta E$
- interactúa a una profundidad másica  $D$  en el rango  $[D, D + \Delta D]$ .

En este caso el número de lluvias observadas por unidad de tiempo está dado por

$$n = \Phi(E) \Delta E \Delta\Omega \sigma(E) \frac{\Delta M}{m} \quad (8.3)$$

donde la cantidad de masa  $\Delta M$  contenida en un espesor  $\Delta D$  depende del ángulo cenital,  $\Delta M = \Delta D \Delta A \cos\theta$  (ver Fig. 8.1). La profundidad másica  $D$  tiene unidades de masa sobre área. Para el caso del Observatorio Auger, en Malargüe, el espesor másico de la atmósfera vertical es de  $860 \text{ g/cm}^2$ .

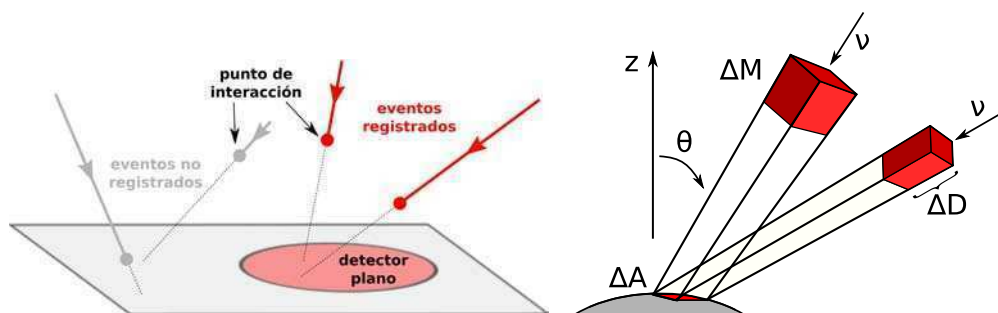


Figura 8.1: *Panel izquierdo:* vista esquemática de un detector plano imaginario que registra todos los eventos producidos por partículas cuya dirección de arribo cruza su superficie. *Panel derecho:* diagrama de diferencial de masa  $\Delta M$  según se define en el texto. Puede observarse que  $\Delta M$  crece al disminuir el ángulo cenital  $\theta$ .

Si el detector tiene una eficiencia  $\epsilon$  menor que uno, sólo una fracción de las lluvias serán detectadas. En el caso más general  $\epsilon$  es función de  $E$ ,  $\theta$ ,  $D$ ,  $\vec{r}$  y  $\phi$ :

$$n = \frac{1}{m} \Phi(E) \sigma(E) \Delta E \Delta D \Delta A \cos \theta \sin \theta \Delta \theta \Delta \phi \epsilon(E, \theta, D, \vec{r}, \phi) \quad (8.4)$$

Integrando en  $\phi$  tenemos:

$$n = \frac{1}{m} \Phi(E) \sigma(E) \Delta E \Delta D \Delta A \cos \theta \sin \theta \Delta \theta 2\pi \epsilon(E, \theta, D, \vec{r}) \quad (8.5)$$

donde  $\epsilon(E, \theta, D, \vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \int \epsilon(E, \theta, D, \vec{r}, \phi) d\phi$  es el promedio de la eficiencia respecto del ángulo azimutal.

Es útil en este punto definir dos conceptos. El primero es el área efectiva del detector

$$A_{\text{ef}}(E, \theta, D) \equiv \int \epsilon(E, \theta, D, \vec{r}) dA$$

que representa la superficie de un detector equivalente 100 % eficiente para lluvias producidas por neutrinos con energía  $E$  y ángulo cenital  $\theta$  que interactúan a una distancia  $D$  de la superficie. Es importante notar el paralelismo entre esta magnitud y la definida en la ecuación 7.3 del capítulo anterior. El segundo concepto es el de apertura de masa  $M_{\text{ef}}$ , que resulta de integrar sobre todos los ángulos y espesores:

$$M_{\text{ef}}(E) \equiv 2\pi \iint \sin \theta \cos \theta A_{\text{ef}}(E, \theta, D) dD d\theta \quad (8.6)$$

$$= 2\pi \iint \sin \theta \cos \theta \epsilon(E, \theta, D, \vec{r}) dA dD d\theta \quad (8.7)$$

La apertura de masa es una propiedad intrínseca del detector que provee una medida de su calidad, de su potencialidad para detectar partículas. Es el equivalente a la luminosidad para un experimento de partículas.

Integrando la ecuación 8.5 en  $\theta$ ,  $D$ ,  $A$  y  $t$  se obtiene  $\Delta N$ , la cantidad de lluvias producidas por neutrinos con energía en el rango  $(E, E + \Delta E)$  que se espera detectar en un tiempo  $T$ :

$$\Delta N = \Phi(E) \sigma(E) \frac{M_{\text{ef}}(E)}{m} T \Delta E \quad (8.8)$$

Como la exposición  $\mathcal{E}(E)$  se define como la magnitud que, multiplicada por el flujo difuso  $\Phi(E)$ , da el número de eventos por unidad de energía, encontramos finalmente que

$$\mathcal{E}(E) = \frac{1}{m} \sigma(E) M_{\text{ef}}(E) T \quad (8.9)$$

## 8.2. Exposición del detector real

Calcular la exposición del detector real integrada en el tiempo para el periodo de búsqueda no es una tarea simple. El SD se encontraba en construcción durante este intervalo de tiempo, pasando de  $\sim 1400$  estaciones en Nov/2007 a  $\sim 1600$  en May/2010. Además, la cantidad de estaciones activas también varía con el tiempo debido a fallas de funcionamiento o periodos de mantenimiento. Fue necesario, por lo tanto, desarrollar un método capaz de contemplar esta evolución temporal.

### 8.2.1. Variación temporal del SD

El estado del detector es monitoreado cada segundo mediante la frecuencia de disparo T2 de todas las estaciones. A partir de esta información se generan archivos que registran las configuraciones (conjunto de estaciones activas) del SD con una resolución de un segundo. De manera ideal, habría que evaluar la exposición de todas las configuraciones por las que pasa el detector y realizar una suma pesada por la cantidad de tiempo que se mantiene en cada una. Como no es posible considerar individualmente esta enorme cantidad, se dividió el periodo de búsqueda de 943 días en 314 intervalos de 3 días y se tomó, para cada uno de ellos, una configuración de referencia representativa. A cada una de estas configuraciones se le asignó un peso determinado por la fracción del tiempo en que el detector se encuentra en dicha configuración representativa, o en una de mayor eficiencia dentro del intervalo de 3 días.

Para cada periodo de tiempo, no es evidente cual de las configuraciones por las que pasa el SD es conveniente elegir. Para abordar este problema se trabajó bajo la aproximación de que, dentro de los 3 días de duración del periodo, la exposición es una función de la cantidad de estaciones activas y no de su distribución espacial particular. Si bien es claro que esta aproximación no es válida en general (a misma cantidad de estaciones, una fila de estaciones no tiene la misma exposición que un arreglo cuadrado), es muy buena al restringirse a periodos de tiempo lo suficientemente cortos tal que las configuraciones, con muchas estaciones activas, por las que pasa el detector son muy similares.

En la Fig. 8.2 se muestra, a modo de ejemplo, la cantidad de estaciones activas en función del tiempo para el periodo 22 (del 3/01/08 al 5/01/08). Las zonas sombreadas corresponden a periodos, conocidos como “bad periods”, en los que el detector se encontraba particularmente inestable y que son removidos del análisis. Como puede verse, la cantidad de estaciones activas es esencialmente constante la mayor parte del tiempo con la excepción de

breves periodos en los que puede caer significativamente. En estos intervalos la configuración espacial del detector puede ser significativamente diferente y la aproximación de que la exposición depende solo del número de estaciones deja de ser válida. Es por ello que estos intervalos son eliminados y se restan de la fracción de tiempo en que se considera activa a la configuración de referencia. Esta se elige entonces de manera tal que se maximice el producto  $N \times F$ , en donde  $N$  es la cantidad de estaciones activas y  $F$  la fracción de tiempo que el detector permanece en la configuración de referencia o en una equivalente (esto es, con igual o mayor número de estaciones activas). Así, cada uno de los 314 periodos de 3 días es analizado y se seleccionan las 314 configuraciones que maximizan el anterior criterio. Si para un periodo existe más de una configuración, se toma la que ocurre primero en el tiempo (es indistinto bajo la aproximación en que se trabaja). Este método permite obtener una cota inferior para la exposición del detector, ya que siempre se subestima la cantidad de tiempo que este permanece activo. Con el fin de estimar este error sistemático se estudió, para un intervalo de tiempo reducido, como varía la exposición al considerar periodos de duración inferior a los 3 días. Se obtuvo como resultado que la diferencia es del orden del 1%, muy por debajo de las otras fuentes de error que se discuten en el Cap. 8.3.

### 8.2.2. Apertura del detector real

Una vez elegidas las configuraciones de referencia se procedió a calcular el área efectiva  $A_{\text{ef}}(E_\nu, \theta, D, t)$  de cada una de ellas tal como se describe en la Sec. 7.2. A partir de ellas se obtuvo la apertura de masa  $M_{\text{ef}}(E_\nu, t)$  integrando sobre el ángulo cenital y profundidad de interacción:

$$M_{\text{ef}}(E_\nu, t) = \iint \sin \theta \cos \theta A_{\text{ef}}(E_\nu, \theta, D, t) d\theta dD \quad (8.10)$$

Para calcular esta integral se utilizó el método de interpolación por “splines” en la grilla de tres dimensiones en la que  $A_{\text{ef}}$  está definida. La apertura de masa total  $M_{\text{ef}}(E_\nu)$  se calcula sumando sobre todos los 314 periodos de 3 días que constituyen la muestra de búsqueda.

En la Fig. 8.3 y la Tabla 8.1 se presenta la apertura de masa total integrada en el tiempo del periodo de búsqueda en función de la energía del neutrino primario. Como era de esperar a partir de las curvas de eficiencia calculadas en la Sec. 7.1,  $M_{\text{ef}}$  aumenta con  $E_\nu$  debido a que al aumentar la energía se extiende el rango de profundidades con alta eficiencia de detección.

Una de las grandes ventajas de la apertura de masa es que es independiente de la sección eficaz  $\nu$ -nucleón que no ha sido medida a estas energías.

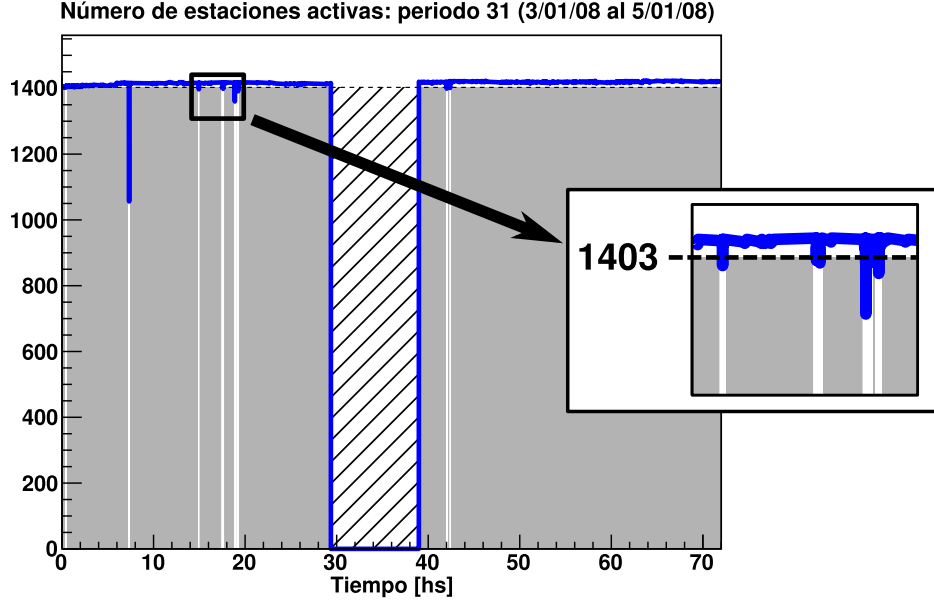


Figura 8.2: Cantidad de estaciones activas en función del tiempo para el periodo periodo 22 (del 3/01/08 al 5/01/08). La zona tachada corresponden a un “bad period” (ver texto). La configuración de referencia elegida para este periodo cuenta con 1403 estaciones activas. La zona sombreada corresponde a  $N \times T$  en donde  $N$  es la cantidad de estaciones activas y  $T$  el tiempo en que el detector permanece en la configuración de referencia o en una equivalente (esto es, con igual o mayor número de estaciones activas).

La exposición del SD puede ser fácilmente calculada, dado un modelo de sección eficaz, utilizando la siguiente expresión:

$$\mathcal{E}(E_\nu) = \frac{1}{m} \sum_{\substack{\alpha=e,\mu,\tau \\ i=CC,NC}} \left[ \omega^\alpha \sigma^{\alpha,i}(E_\nu) \int M_{\text{eff}}^{\alpha,i}(E_\nu, t) dt \right] \quad (8.11)$$

en donde  $m$  es la masa de un nucleón y la suma se realiza sobre todos los canales considerados. El índice  $\alpha$  recorre los 3 sabores de neutrino y el  $i$  los dos diferentes tipos de interacción (CC y NC). El peso  $w^\alpha$  indica la relación de intensidad entre los flujos de los tres sabores de neutrinos. En este trabajo consideramos el modelo conocido en la literatura con el nombre de “full-mixing” [61], en el que  $w^\alpha = 1$  para los tres sabores.

La Fig. 8.4 muestra la exposición total, para el periodo de búsqueda, que se obtiene al utilizar la sección eficaz de referencia adoptada [55] en este trabajo.

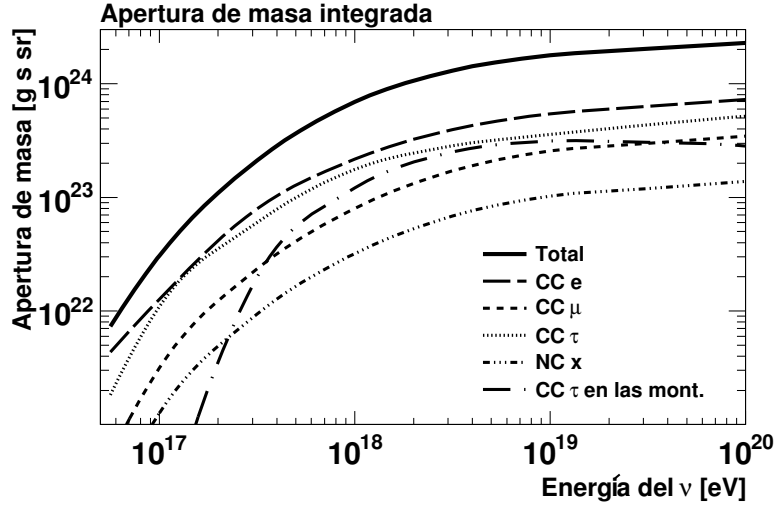


Figura 8.3: Apertura de masa del SD integrada en el tiempo del periodo de búsqueda (01/Nov/2007 a 31/May/2010). Se muestra también la contribución de los canales individuales.

### 8.2.3. Sensitividad del detector

A partir de la la exposición  $\mathcal{E}$  calculada, puede obtenerse el número esperado de eventos para un flujo difuso de neutrinos  $\Phi$  por simple integración en energía:

$$N_{\text{esperado}} = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \Phi(E_\nu) \mathcal{E}(E_\nu) dE_\nu \quad (8.12)$$

Utilizando las ecuaciones 8.11 y 8.10, esta expresión puede reescribirse como:

$$N_{\text{esperado}} = \iint_{E_\nu, \theta} \underbrace{\frac{1}{m} \sin \theta \cos \theta \Phi(E_\nu) \sigma(E_\nu) \int_D A_{\text{ef}}(E_\nu, \theta, D) dD}_{\text{sensitividad diferencial } S(E_\nu, \theta)} d\theta dE_\nu \quad (8.13)$$

En donde la llave indica una función de  $E_\nu$  y  $\theta$  que definimos como sensibilidad diferencial  $S(E_\nu, \theta)$ . Esta magnitud permite identificar, en el espacio de parámetros  $(E_\nu, \theta)$ , las regiones que más contribuyen a la cantidad total de eventos. En la Fig. 8.5 se muestra la sensibilidad diferencial relativa  $S(E_\nu, \theta) / \max_{E_\nu, \theta} S(E_\nu, \theta)$  para un flujo típico de la forma  $\Phi(E_\nu) = k \cdot E_\nu^{-2}$ .

Puede observarse que, en función de la energía, la sensibilidad máxima se alcanza para  $E_\nu \sim 10^{18}$  eV. Esto se debe a que, como puede verse en

$\log(E/\text{eV})$	$\nu_e$ CC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_\tau$ CC	$\nu_x$ CN	$\nu_\tau$ Mont.
16.75	$4.35 \cdot 10^{21}$	$5.27 \cdot 10^{20}$	$1.82 \cdot 10^{21}$	$2.11 \cdot 10^{20}$	-
17	$1.27 \cdot 10^{22}$	$3.16 \cdot 10^{21}$	$1.09 \cdot 10^{22}$	$1.26 \cdot 10^{21}$	-
17.5	$7.94 \cdot 10^{22}$	$2.34 \cdot 10^{22}$	$6.02 \cdot 10^{22}$	$9.37 \cdot 10^{21}$	$1.98 \cdot 10^{22}$
18	$2.17 \cdot 10^{23}$	$8.01 \cdot 10^{22}$	$1.77 \cdot 10^{23}$	$3.20 \cdot 10^{22}$	$1.21 \cdot 10^{23}$
18.5	$3.95 \cdot 10^{23}$	$1.71 \cdot 10^{23}$	$2.84 \cdot 10^{23}$	$6.84 \cdot 10^{22}$	$2.51 \cdot 10^{23}$
19	$5.44 \cdot 10^{23}$	$2.56 \cdot 10^{23}$	$3.58 \cdot 10^{23}$	$1.03 \cdot 10^{23}$	$3.13 \cdot 10^{23}$
19.5	$6.32 \cdot 10^{23}$	$2.99 \cdot 10^{23}$	$4.36 \cdot 10^{23}$	$1.20 \cdot 10^{23}$	$3.06 \cdot 10^{23}$
20	$7.29 \cdot 10^{23}$	$3.45 \cdot 10^{23}$	$5.19 \cdot 10^{23}$	$1.38 \cdot 10^{23}$	$2.82 \cdot 10^{23}$

Tabla 8.1: Apertura de masa (en [g sr s]), discriminada por canales, del SD integrada en el tiempo del periodo de búsqueda (01/Nov/2007 a 31/May/2010).

la Fig. 8.3, la  $M_{\text{ef}}$  aumenta muy lentamente a partir de esta energía y, por lo tanto, la exposición solo aumenta por el incremento en la sección eficaz que, de manera aproximada, va como  $\sim E^{1/3}$ . Por otro lado  $\Phi(E_\nu) \propto E_\nu^{-2}$  por lo que, en efecto, la cantidad esperada de eventos decrece rápidamente a energías superiores a  $10^{18}$  eV.

Es también interesante analizar la dependencia de  $S(E_\nu, \theta)$  con el ángulo cenital. Para valores de  $\theta$  cercanos a  $75^\circ$  los cortes de selección de lluvias inclinadas (ver Sec. 5.3) suprimen la mayor parte de los eventos debido a que  $\theta_{\text{rec}} \simeq \theta_{\text{MC}} - 3^\circ$  en promedio, producto del bias en la reconstrucción angular de eventos inclinados profundos que se discute en la Sec. 5.2.1. En el otro extremo ( $\theta \sim 90^\circ$ ), el ángulo sólido subtendido tiende a cero y, en consecuencia, también lo hace la sensibilidad.

Entre estos límites existe una zona, alrededor del punto ( $E_\nu \sim 10^{18}$  eV,  $\theta \sim 85^\circ$ ), en la que se espera se detecten la mayoría de los eventos (dado suficiente tiempo!).

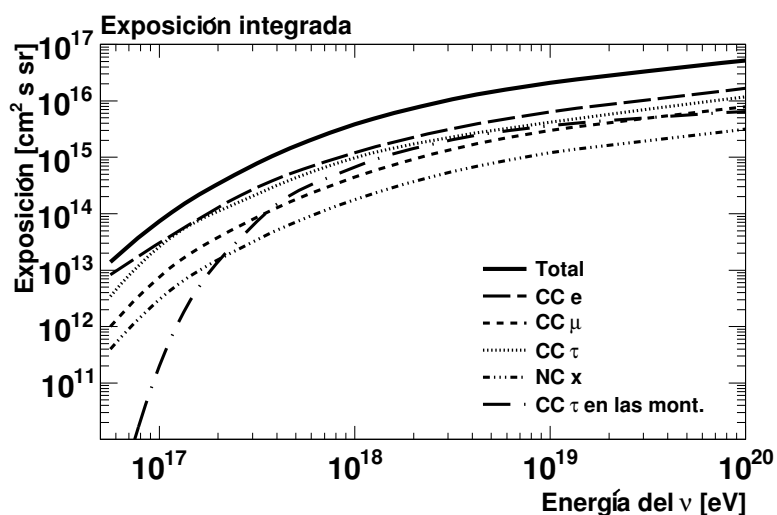


Figura 8.4: Exposición del SD integrada en el tiempo del periodo de búsqueda (01/Nov/2007 a 31/May/2010) que se obtiene usando la sección eficaz dada en [55].

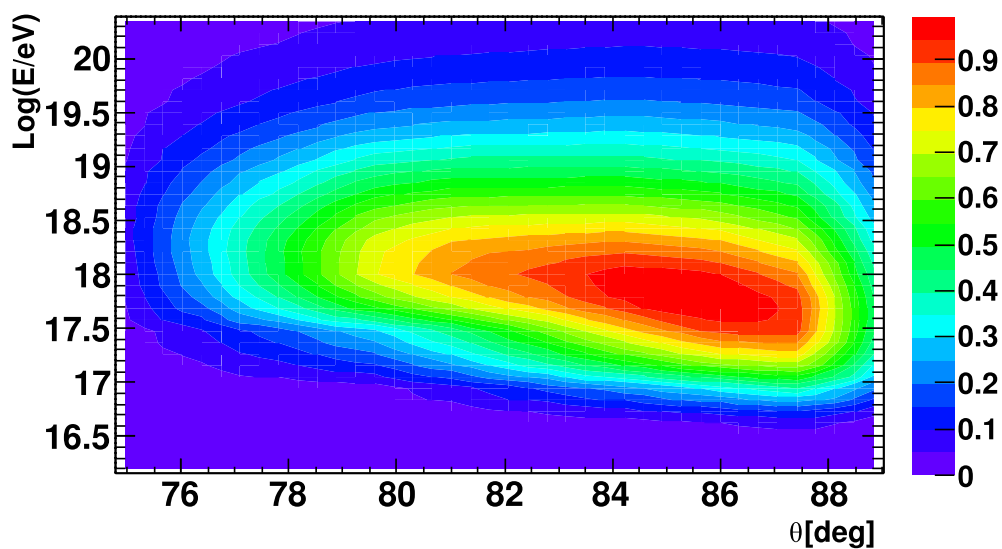


Figura 8.5: Sensitividad diferencial relativa  $S(E_\nu, \theta) / \max_{E_\nu, \theta} S(E_\nu, \theta)$  de detección de neutrinos. La zona en rojo indica la región del espacio de parámetros que contribuye más al número de eventos.



### 8.3. Incertezas sistemáticas

El cálculo de la exposición descrito en la Sec. 8.2 involucra una gran cantidad de factores. Algunos de ellos, como la sección eficaz y el modelo hadrónico, no son conocidos con precisión y la comunidad científica convive con una variedad de opciones a las que asigna un similar grado de creencia. Es importante entonces estimar la incerteza sistemática asociada a la particular selección de ingredientes utilizada en este trabajo. En este contexto, es útil clasificar las elecciones realizadas en las siguientes categorías:

- **simulaciones de  $\nu$ s profundos:** algunos de los pasos de las simulaciones MC descritas en la Sec. 4.4 se basan en modelos que describen física que no se conoce con detalle.
- **sección eficaz  $\nu$ -nucleón:** su valor no ha sido medida a estas energías y existen extrapolaciones alternativas a la adoptada en este trabajo.
- **flujo de  $\tau$ s desde las montañas:** su incerteza está dominada por la elección del modelo de sección eficaz  $\nu$ -nucleón y de propagación del  $\tau$  en la roca.

El objetivo de ésta sección es describir la estrategia utilizada para estimar la incerteza asociada a cada una de estos grupos y discutir su propagación al resultado final.

#### 8.3.1. Incertezas asociadas a la simulación de lluvias iniciadas por $\nu$ s profundos en la atmósfera

La simulación de eventos MC iniciados por neutrinos involucra los siguientes componentes que son susceptibles de introducir errores sistemáticos:

- generador de la interacción primaria: HERWIG 6.5.10 [42].
- distribuciones partónicas (PDFs): CTEQ06m [62].
- evolución de la lluvia atmosférica: AIRES 2.8 [44] con thinning relativo de  $10^{-6}$ .
- modelo de interacción hadrónico de alta energía: QGSJETII [47].

en cada uno se indica la opción elegida al producir la muestra MC de neutrinos profundos utilizada en este trabajo (ver Sec. 4.4). Para estimar la incerteza sistemática asociada a cada elemento, se decidió utilizar las simulaciones MC descritas en la Sec. 4.4 como referencia y compararlas con las

variaciones que se obtienen al cambiar, de uno a la vez, los modelos involucrados. Al modificar los ingredientes, la eficiencia  $\epsilon(E_\nu, \theta, D)$  –definida en la ecuación 7.1– puede verse afectada dando como resultado una exposición diferente.

Una comparación exhaustiva de  $\epsilon(E_\nu, \theta, D)$  en todo el espacio de parámetros requeriría generar  $\mathcal{O}(10^7)$  eventos simulados\*. Este procedimiento es claramente impracticable y fue necesario buscar una alternativa. El camino elegido fue el de restringir la comparación a una pequeña región representativa del espacio de parámetros. Para la selección de esta zona considerarse varios factores. En la Fig. 8.5 puede observarse que la máxima sensibilidad se encuentra en la región ( $E \simeq 10^{18}$ ,  $\theta \simeq 85^\circ$ ). A partir de este resultado es posible sentirse inclinado a realizar la comparación en esta zona del espacio de parámetros, que es la que más contribuye al número de eventos esperados (y por lo tanto al límite). Sin embargo, por las razones que se discuten a continuación ésta no es una buena elección.

Llamaremos  $\epsilon_{\text{REF}}$  a la eficiencia que corresponde a utilizar los ingredientes de referencia y  $\epsilon_{\text{ALT}}$  a la que se obtiene al variar uno de ellos (p.e. reemplazar HERWIG por PYTHIA como generador de la interacción primaria). Estas eficiencias representan, para cada muestra, la fracción de eventos que pasan los tres cortes siguientes:

- eficiencia de disparo T3.
- selección de eventos inclinados.
- identificación de lluvia iniciada por neutrino profundo.

Dejando de lado las fluctuaciones estadísticas, cada uno de los cortes anteriores es responsable de una porción de la diferencia sistemática que pueda existir entre  $\epsilon_{\text{REF}}$  y  $\epsilon_{\text{ALT}}$ .

En general, cuanto mayor sea la cantidad de cortes de selección aplicados, mayor será la discrepancia relativa entre  $\epsilon_{\text{REF}}$  y  $\epsilon_{\text{ALT}}$ . A modo de ejemplo es útil considerar dos casos límite: por un lado, si no se impone ningún corte es evidente que la discrepancia será nula. En el otro extremo, si se aplica una gran cantidad de cortes, tal que se selecciona un tipo muy particular de eventos, es razonable esperar que cualquier modificación mínima en el procedimiento utilizado para generarlos tendrá un efecto importante sobre la eficiencia de identificación. Este efecto fue considerado al seleccionar la zona del espacio de parámetros que se utilizó para realizar la comparación. En lluvias simuladas con  $\theta = 85^\circ$  los cortes de selección de eventos inclinados de alta calidad producen un efecto mucho más pequeño que sobre las lluvias de

---

\*Durante la realización de este trabajo se generaron  $\mathcal{O}(10^6)$  eventos en total.

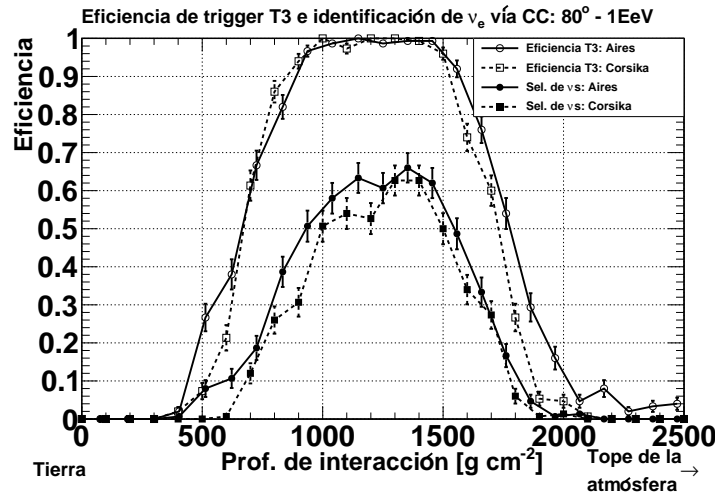


Figura 8.6: comparación de las curvas de eficiencia de disparo T3 e identificación que se obtienen usando AIRES y CORSIKA como simuladores de la evolución de la cascada.

$80^\circ$  (ver Fig. 7.1). Por esta razón, si se toma la región ( $E \simeq 10^{18}$ ,  $\theta \simeq 85^\circ$ ) para realizar la comparación de la eficiencias, pueden subestimarse las diferencias sistemáticas. Utilizar la zona ( $E \simeq 10^{18}$ ,  $\theta \simeq 80^\circ$ ) permite considerar las fuentes de fluctuaciones de una manera más segura. Sobre esta región del espacio de parámetros, se procedió a comparar la variación de la eficiencia de identificación.

Debido a que la exposición  $\mathcal{E}$  es proporcional a la integral en profundidad de la eficiencia  $\int \epsilon dD$ , fue esta magnitud la que se utilizó para realizar la comparación. A modo de ejemplo, la Fig. 8.6 muestra la curvas de eficiencia que se obtuvieron al modificar el simulador de la evolución de la cascada: AIRES  $\rightarrow$  CORSIKA. Puede observarse que ambas curvas son similares tanto en forma como en área integrada.

La Tab. 8.2 resume todas las comparaciones realizadas. Las diferencias expuestas dan una estimación de la incerteza asociada a los modelos actuales siempre que se asuma que la realidad está contenida entre las predicciones de las distintas teorías consideradas. Si la física de estos procesos fuera esencialmente diferente a nuestra concepción actual, los valores de la Tab. 8.2 carecerían de sentido. En otras palabras, al comparar modelos se estiman solo las incertezas que las teorías vigentes permiten imaginar. En este sentido, la Tab. 8.2 es una cota mínima al error sistemático asociado a cada uno de los ingredientes. Por esta razón, se decidió sumar los valores extremos de

cada categoría (en vez de combinarlos en cuadratura) al estimar la incerteza total asociada a la simulación de las lluvias. De esta manera se tiene un rango [-30 %, +10 %] para la exposición.

Parámetro	Referencia	Modificación	DR
	(A)	(B)	$\frac{f_B - f_A}{(f_B + f_A)/2}$
Interacción primaria	HERWIG	PYTHIA [63]	-7 %
		HERWIG++ [64]	-7 %
PDF (interacción primaria)	CTEQ06m	CTEQ66 [65]	+2 %
		MSTW08nlo	-6 %
		MSTW08nnlo	-7 %
Evolución de la lluvia	AIRES	CORSIKA 6.9 [43]	-17 %
Modelo hadrónico	QGSJETII	QGSJETI [46]	+2 %
		SIBYLL [45]	-2 %
		SIBYLL ( $E = 0.3$ EeV)	-1 %
		SIBYLL ( $E = 3$ EeV)	-2 %
		SIBYLL ( $\theta = 85^\circ$ )	0 %
		SIBYLL ( $\theta = 89^\circ$ )	+4 %
Thinning	$10^{-6}$	$10^{-7}$	+7 %

Tabla 8.2: Resumen de las diferencias relativas (DR) entre la eficiencia de referencia y la que se obtiene al modificar uno de los ingredientes en la generación de las lluvias MC. Estas DR corresponden al  $\theta=80^\circ$  y  $E_\nu=1$  EeV salvo en los casos que se explicita lo contrario. El error estadístico en las DR es de 4 %.

### 8.3.2. Incerteza asociada a la sección eficaz $\nu$ -nucleón

La determinación de la exposición del observatorio requiere del conocimiento de la sección eficaz de dispersión inelástica  $\nu$ -nucleón (ecuación 8.11) en un rango de energías al menos cuatro órdenes de magnitud por encima de los datos experimentales más recientes. Es necesario entonces recurrir a extrapolaciones de las funciones de distribución de partones, las cuales sufren de incertezas asociadas al modelo elegido. En este trabajo se utilizó la sección eficaz  $\nu$ -nucleón que se expone en [55] junto con su incerteza  $\Delta\sigma(E_\nu)$  asociada. Partiendo de la ecuación 8.12 se puede calcular el impacto de esta

fuente de error como:

$$\Delta N_{\text{esperado}} = \int_{E_\nu} \Phi(E_\nu) \Delta\sigma(E_\nu) \frac{M_{\text{ef}}(E_\nu)}{m} dE_\nu \quad (8.14)$$

en donde  $\Delta N_{\text{esperado}}$  es la variación en el número de eventos detectados para un flujo de neutrinos  $\Phi(E_\nu)$  dado. Utilizando la masa efectiva  $M_{\text{ef}}(E_\nu)$  que se expone en la Sec. 8.2 y un flujo de la forma  $k/E^{-2}$  se obtiene una incerteza del 7% en el número total de eventos esperados  $N_{\text{esperado}}$  y, por consiguiente, en el límite (ver Sec. 9.2).

Es importante resaltar que nuevas extrapolaciones para las funciones de distribución de partones (PDFs) publicadas recientemente [66] dan como resultado predicciones de la sección eficaz  $\nu$ -nucleón que se encuentran dentro del error utilizado en este trabajo.

En cualquier caso, la masa efectiva dada en la Tabla 8.1 permite calcular, de manera inmediata, la cantidad esperada de eventos y el límite para cualquier otro modelo de sección eficaz que se desee considerar.

### 8.3.3. Incerteza asociada al flujo de $\nu_\tau$ s desde las montañas

Como fue explicado en la Sec. 4.2.2, los  $\nu_\tau$  que interactúan en las montañas que rodean el Observatorio dan como resultado un flujo de leptones  $\tau$  que incide sobre el SD. La intensidad y espectro de energía de este flujo determinan la contribución de este canal a la exposición total. Es por lo tanto importante estudiar las incertezas sistemáticas asociadas a la simulación MC utilizada para calcularlo.

La sección eficaz junto con el modelo de pérdida de energía del  $\tau$  al viajar por la roca son las fuentes de incerteza dominantes. Afortunadamente existe un efecto de compensación debido a que extrapolaciones de las PDFs que producen secciones eficaces altas, también dan como resultado modelos con mayor pérdida de energía. Así, aunque un aumento en la sección eficaz incrementa la producción de  $\tau$ s dentro de la montaña, la mayor pérdida de energía da como resultado que sea menos probable que logren atravesarla y escapar hacia el detector.

Para estimar el impacto de la incerteza en el flujo de  $\tau$ s, se repitió la simulación MC utilizando modelos alternativos basados en las extrapolaciones de las PDFs dadas en [65]. A partir de este procedimiento se obtuvo una incerteza relativa del 30% en la sensibilidad de este canal. Los eventos iniciados en las montañas constituyen solo  $\sim 15\%$  del total esperado para todos

los canales. Por esta razón, se traduce en una contribución del  $\sim 5\%$  en la incerteza de la exposición total.

## 8.4. Otras fuentes de fondo físico

La exposición de la Fig. 8.4 permite calcular el fondo producido por procesos que, al ser muy poco probables, pueden no ser bien descriptos por el tratamiento estadístico presentado en el Sec. 6.2.

### 8.4.1. Protones profundos

El algoritmo de identificación de eventos iniciados por neutrinos es, en esencia, un criterio de selección de lluvias inclinadas profundas. Un protón que, por azar, lograra penetrar en la atmósfera y alcanzar esta región podría ser catalogado como candidato a neutrino. Es importante entonces estimar esta contribución al fondo esperado.

Para protones, la longitud de interacción  $\lambda$  es de solo a g cm<sup>-2</sup>. Por esta razón es muy poco probable que una fracción apreciable del flujo incidente logre atravesar los más de 3000 g cm<sup>-2</sup> que los separan, como mínimo, de la región en la que la eficiencia de identificación de neutrinos es alta. Para cuantificar esta afirmación, puede calcularse el número de eventos iniciados por protones profundos a partir de la siguiente ecuación:

$$N_{p\text{prof.}} = 2\pi \iiint_{E, \theta, D} \frac{1}{\lambda} \exp \left[ -\frac{D_{\text{top}} - D}{\lambda} \right] \Phi_p A_{\text{ef}}^p(E, \theta, D) dE d\theta dD \quad (8.15)$$

en donde  $\Phi_p$  es el flujo de protones al tope de la atmósfera,  $\frac{1}{\lambda} \exp \left[ -\frac{D_{\text{top}} - D}{\lambda} \right] dD$  es la probabilidad de que uno de estos protones alcance la profundidad  $D$  (medida desde la superficie) y  $A_{\text{ef}}^p$  es el área efectiva para protones (que corresponde al periodo de búsqueda).

Tanto en las lluvias iniciadas por protones como en aquellas originadas por  $\nu_e$ s vía CC, el 100 % de la energía del primario es transmitida a la cascada. Por esta razón es posible tomar  $A_{\text{ef}}^p \simeq A_{\text{ef}}^{\nu_e \text{ CC}}$  para aproximar la integral anterior (a los fines de este trabajo alcanza con conocer el orden de magnitud de  $A_{\text{ef}}^p$ ).

El flujo de protones  $\Phi_p$  es, sin duda, menor al flujo total de CR  $\Phi_{\text{CR}}$  registrado [67]. Este hecho puede utilizarse para obtener una cota máxima al fondo producido por protones profundos durante el periodo de búsqueda:

$$N_{p\text{prof.}} \leq 2\pi \iiint_{E, \theta, D} \frac{1}{\lambda} \exp \left[ -\frac{D_{\text{top}} - D}{\lambda} \right] \Phi_{\text{CR}} A_{\text{ef}}^{\nu_e \text{ CC}}(E, \theta, D) dE d\theta dD$$

$$N_{p\text{prof.}} \leq 10^{-7} \quad (8.16)$$

Este valor se encuentra muy por debajo del esperado a partir de la extrapolación de la cola de la distribución de Fisher (ver Tab. 6.1) y puede ser despreciado.

### 8.4.2. Muones atmosféricos de alta energía

Las primeras etapas de las cascadas producidas por UHECR ordinarios involucran procesos de muy alta energía. En ellos, es posible que se produzca un muón que lleve una fracción apreciable de la energía del primario. Debido a que es una partícula muy penetrante, el muón producido puede viajar e internarse profundo en la atmósfera. A estas energías, la probabilidad de que decaiga antes de alcanzar la tierra es despreciable y no constituye una fuente de fondo. Por otro lado, el muón puede iniciar una lluvia profunda si interactúa en la atmósfera transfiriendo una fracción importante de su energía. Los canales posibles para este tipo de reacción son:

1. producción de pares.
2. bremsstrahlung.
3. dispersión inelástica profunda (DIS por sus siglas en inglés).

Si bien la sección eficaz del primer proceso es la más alta, su inelasticidad es tal que la probabilidad de transferir una energía superior a  $10^{17}$  eV es despreciable incluso para muones de  $10^{20}$  eV [68]. Los otros dos canales deben ser tenidos en cuenta. En el panel izquierdo de la Fig. 8.7 se muestra, a modo de ejemplo, la sección eficaz diferencial en aire para una energía de  $10^{17}$  eV. El panel derecho de la misma figura expone la sección eficaz integrada  $\sigma_{E_{\gamma} > 10^{16}}^{\text{BR+DIS}}$  de que un muón transfiera una energía superior a  $10^{16}$  eV (por bremsstrahlung o DIS). Por debajo de ésta energía, la probabilidad de que el fotón producido dispare el SD es despreciable.

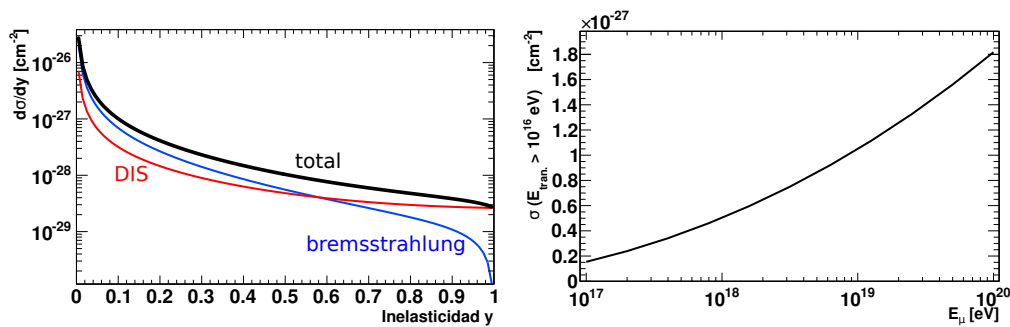


Figura 8.7: sección eficaz diferencial de bremsstrahlung [69] y DIS [70] en aire para muones de  $10^{17}$  eV (*panel izquierdo*). Sección eficaz integrada de que muón transfiera una energía superior a  $10^{16}$  eV por bremsstrahlung o DIS en aire. (*panel derecho*).



Una aproximación, sobrestimada, de la exposición  $\mathcal{E}_\mu$  correspondiente a este tipo eventos puede obtenerse a partir de la siguiente expresión:

$$\mathcal{E}_\mu \leq \frac{1}{m_{\text{aire}}} \sigma_{E_\gamma > 10^{16}}^{\text{BR+DIS}} M_{\text{ef}} \quad (8.17)$$

en donde  $m_{\text{aire}}$  es la masa promedio de los átomos de la atmósfera y  $M_{\text{ef}}$  es la masa efectiva de identificación dada en la ecuación 8.10. Usando este resultado es inmediato obtener una cota a la cantidad de eventos esperados:

$$N_\mu \leq \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \Phi_\mu \sigma_{E_\gamma > 10^{16}}^{\text{BR}} M_{\text{ef}} dE \quad (8.18)$$

en donde  $\Phi_\mu(E)$  el flujo de muones de alta energía producidos en las primeras etapas de lluvias iniciadas por UHECRs y  $M_{\text{ef}}$  es la correspondiente al periodo de búsqueda. Aunque el flujo  $\Phi_\mu(E)$  no ha sido medido, existe una gran cantidad de modelos que predicen su espectro (p.e. [71, 72]). Tomando la predicción mas reciente dada en [71], se obtiene la siguiente cota a la cantidad esperada de eventos producidos por muones atmosféricos ultra energéticos:

$$N_\mu \leq 10^{-4} \quad (8.19)$$

Este valor se encuentra muy por debajo del esperado a partir de la extrapolación de la cola de la distribución de Fisher (ver Tab. 6.1).

# Capítulo 9

## Resultados y discusión

Tal como se describe en el Cap. 6, éste trabajo adoptó un esquema de búsqueda ciega. El conjunto de datos experimentales fue dividido en dos grupos: el primero, denominado “muestra de entrenamiento”, fue utilizado para caracterizar el detector y desarrollar el algoritmo de identificación de neutrinos. El segundo, llamado “muestra de búsqueda”, se reservó y no fue examinado hasta después de definir el criterio de identificación. El procedimiento de aplicar los cortes de identificación a los eventos de la muestra de búsqueda es coloquialmente denominado como “abrir la caja”.

### 9.1. Búsqueda ciega: abriendo la caja

Una vez definido el criterio de identificación, se procedió a explorar la muestra de búsqueda (eventos adquiridos entre 1-Nov-07 y 31-May-10) aplicando la siguiente cadena de procedimientos:

1. selección de eventos inclinados de alta calidad (cortes detallados en la Sec. 5.3).
2. cálculo del valor del discriminante de Fisher de cada uno de los eventos (ver Sec. 6.2).
3. corte de identificación de lluvias inclinadas profundas iniciadas por neutrino ( $\mathcal{F} > \mathcal{F}_{\text{corte}}$ ).

Como resultado se obtuvieron cero eventos candidatos. En la columna izquierda de la Fig. 9.1 se exponen las distribuciones del discriminante de Fisher ( $\mathcal{F}$ ) de la muestra de búsqueda para los tres grupos de multiplicidad. Las líneas verticales indican el valor de corte por sobre el cual los eventos son clasificados como candidatos a neutrino.

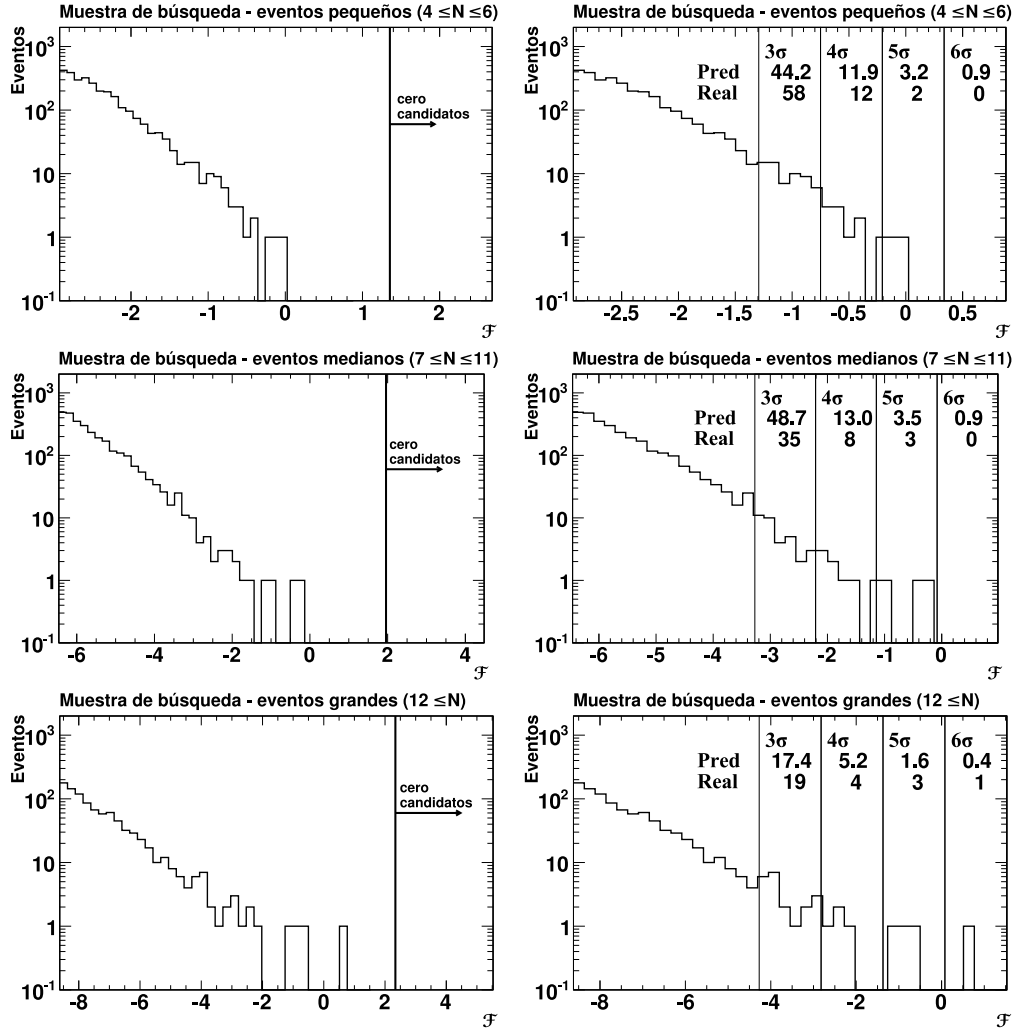


Figura 9.1: *Columna izquierda*: distribución del discriminante de Fisher ( $\mathcal{F}$ ) de la muestra de búsqueda (eventos adquiridos entre 1-Nov-07 y 31-May-10) para los tres grupos de multiplicidad: eventos pequeños (*superior*), medianos (*mitad*) y grandes (*inferior*). Las líneas verticales indican el valor de corte en el discriminante de Fisher. *Columna derecha*: número de eventos predicho (Pred.) y medido (Real) para cada una de las zonas de prueba ( $[3\sigma, 4\sigma]$ ,  $[4\sigma, 5\sigma]$ ,  $[5\sigma, 6\sigma]$  y  $[6\sigma, 7\sigma]$ ). La predicción se obtuvo a partir del ajuste exponencial realizado sobre la muestra de entrenamiento (ver Fig. 6.10).

Puede observarse que ningún evento se encuentra cerca del valor de corte. La zona de prueba más alta que presenta eventos es la región  $[6\sigma, 7\sigma]$ . Contiene un único evento en acuerdo con los 2.2 esperados de la extrapolación del modelo exponencial utilizado para describir las colas de la distribución de Fisher. En la columna derecha de la Fig. 9.1 se expone la cantidad de eventos predichos para cada una de las zonas de prueba junto con la cantidad de eventos efectivamente registrados. Puede observarse que la predicción realizada utilizando el ajuste sobre los datos de la muestra de entrenamiento describe correctamente la cola de la distribución de la muestra de búsqueda.

Como prueba extra, se realizó un test de Kolmogorov sobre las colas de las distribuciones de entrenamiento y de búsqueda, resultando compatibles para los tres grupos de multiplicidad con p-valores de 0.37 (eventos pequeños), 0.16 (medianos) y 0.17 (grandes).

## 9.2. Cálculo del límite

Al no encontrarse candidatos se procedió a fijar un límite al flujo de neutrinos. Usando la exposición  $\mathcal{E}(E_\nu)$  dada en la ecuación 8.11, la cantidad esperada de eventos  $N_{\text{esperado}}$  para un flujo difuso de neutrinos  $\Phi(E_\nu)$  puede obtenerse por simple integración en energía:

$$N_{\text{esperado}} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E_\nu) \mathcal{E}(E_\nu) dE_\nu \quad (9.1)$$

Antes de que  $N_{\text{esperado}}$  pueda calcularse es necesario elegir una forma funcional para el flujo de neutrinos  $\Phi$ . Si para los tres sabores se asume un flujo diferencial típico de la forma  $\Phi^{\nu_x} = k^{\nu_x} \cdot E_\nu^{-2}$  se tiene:

$$N_{\text{esperado}}^{\text{total}} = N_{\text{esperado}}^{\nu_e} + N_{\text{esperado}}^{\nu_\mu} + N_{\text{esperado}}^{\nu_\tau} \quad (9.2)$$

en donde cada uno de los  $N_{\text{esperado}}^{\nu_x}$  puede escribirse como:

$$N_{\text{esperado}}^{\nu_x} = k^{\nu_x} \underbrace{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E_\nu^{-2} \mathcal{E}^{\nu_x}(E_\nu) dE_\nu}_{\equiv \mathcal{N}(\mathcal{E}^{\nu_x})} = k^{\nu_x} \cdot \mathcal{N}(\mathcal{E}^{\nu_x}) \quad (9.3)$$

la magnitud  $\mathcal{N}(\mathcal{E})$  tiene unidades de  $[\text{GeV}^{-1} \text{ cm}^2 \text{ s sr}]$  y solo depende de la exposición  $\mathcal{E}$ . Si se toma una relación 1:1:1 para los tres sabores ( $k^{\nu_e} = k^{\nu_\mu} = k^{\nu_\tau} \equiv k$ ) consistente con el entendimiento actual sobre oscilaciones de neutrinos, la ecuación 9.2 adquiere una forma más compacta:

$$N_{\text{esperado}}^{\text{total}} = k \cdot (\mathcal{N}^{\nu_e} + \mathcal{N}^{\nu_\mu} + \mathcal{N}^{\nu_\tau}) = k \cdot \mathcal{N}^{\text{total}} \quad (9.4)$$

Como veremos a continuación, esta expresión permite obtener un límite sobre la magnitud del flujo de cada sabor  $k$ .

Para explicar el método utilizado, es instructivo primero considerar un caso simplificado en que suponemos el fondo despreciable y la exposición  $\mathcal{E}$  conocida sin error. El número  $n$  de neutrinos observados es una variable aleatoria de distribución poissoniana  $P_\alpha(n)$  con parámetro  $\alpha$  igual a la cantidad de neutrinos esperada  $N_{\text{esperado}}^{\text{total}}$  dada por 9.4. Si conociéramos  $\alpha$ , la probabilidad de observar al menos un neutrino está dada por  $P_\alpha(n \geq 1) = 1 - P_\alpha(0)$ . A la inversa, sabiendo que el experimento no observó ningún neutrino, se define como rango estimado de  $\alpha$  con un nivel de confianza (CL) de  $p \times 100\%$  al conjunto de valores que satisfacen  $P_\alpha(n \geq 1) < p$ . Este conjunto es el intervalo  $[0, \tilde{\alpha}]$  donde la cota superior  $\tilde{\alpha}$  se obtiene de:

$$P_{\tilde{\alpha}}(n \geq 1) = p \Rightarrow 1 - P_{\tilde{\alpha}}(0) = p \Rightarrow P_{\tilde{\alpha}}(0) = 1 - p \quad (9.5)$$

En particular, la cota superior con un 90% CL es:

$$1 - \mathcal{P}_{\tilde{\alpha}}(0) = 0.9 \Rightarrow 1 - e^{-\tilde{\alpha}} = 0.9 \Rightarrow \tilde{\alpha} \simeq 2.3 \quad (9.6)$$

Junto con la ecuación 9.4 este resultado permite fijar una cota máxima para  $k$  con un CL del 90%:

$$\left. \begin{array}{l} N_{\text{esperado}}^{\text{total}} = k \cdot \mathcal{N}^{\text{total}} \\ N_{\text{esperado}}^{\text{total}} \leq 2.3 \end{array} \right\} \Rightarrow k \leq \frac{2.3}{\mathcal{N}^{\text{total}}} \quad (9.7)$$

Si se utiliza la exposición total dada en la Fig. 8.4 se obtiene:

$$k \leq 1.41 \times 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (9.8)$$

Es importante resaltar que este resultado se presenta solo a fines ilustrativos. El tratamiento simplificado utilizado, entre otras falencias, no incluye la predicción del fondo esperado ni la incerteza en la exposición.

Aunque el método anterior puede extenderse para incorporar el fondo [73], tiene el problema de que no provee un marco unificado para el cálculo de límites superiores e inferiores (descubrimiento de un flujo). Con el fin de superar este inconveniente, Feldman y Cousins propusieron en [74] una forma particular del método conocido como “cinturón de confianza” [75] que implica, para el caso de un 90% CL y un experimento sin fondo, reemplazar el 2.3 en 9.7 por 2.44. Si bien su esquema provee un marco unificado para el cálculo de límites (superiores e inferiores) con fondo, no incluye el tratamiento de las incertezas sistemáticas. Conrad y otros desarrollaron en [76] una extensión semi Bayesiana del método que permite incorporar ésta información en el

cálculo del límite. La idea es simple: a  $\mathcal{N}$  y a  $b$  se les asigna una distribución de probabilidad (PDF) que cuantifica la incerteza asociada a cada una de estas magnitudes \*. A continuación se promedia sobre todas las posibilidades y se obtiene un límite “empeorado” que incluye la incerteza en la eficiencia de identificación y el fondo.

Antes de poder aplicar el método es necesario entonces definir las PDFs que caracterizan a  $\mathcal{N}$  y  $b$ .

- **PDF de la exposición:** la PDF de  $\mathcal{N}$  está determinada por la incerteza en la exposición total. Tal como se discute en la Sec. 8.3.1 se le puede asignar una distribución uniforme en el intervalo [-30 %, +10 %].
- **PDF del fondo esperado:** a  $b$  se le asignó una distribución gaussiana con un ancho dado por la propagación de la incerteza estadística en el modelo exponencial utilizado para describir la distribución de Fisher del fondo (ver Tab. 6.1). La incerteza sistemática proveniente de otras fuentes de fondo físico, como protones profundos, es despreciable.

Es relevante destacar que el método no es muy sensible a la elección de la forma funcional de las distribuciones. Se obtienen resultados muy similares al utilizar gaussianas y uniformes de igual varianza.

Utilizando los ingredientes antes mencionados se fijó un límite al flujo de neutrinos de cada sabor:

$$k < 1.65 \times 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (9.9)$$

Es interesante comparar este resultado con el dado en la ecuación 9.8. Puede observarse que al incluir las incertezas el límite empeora solo  $\sim 15\%$ .

Vale destacar que el valor dado en la ecuación 9.9 es directamente comparable con los últimos límites publicados por las colaboraciones IceCube y ANITA, debido a que ellos utilizaron esta misma técnica y adoptaron la misma sección eficaz que la utilizada en este trabajo. En la Fig. 9.2 se muestra el límite obtenido junto con resultados de otros experimentos en el mismo rango de energía.

En la tabla 9.1 se resume la contribución de cada canal al límite total. El principal canal es  $\nu_e$  vía CC debido a que el 100 % de la energía del primario es transmitida a la cascada. Lo sigue en importancia el canal  $\nu_\tau$  vía CC gracias al aporte de las lluvias double-bang.

---

\*Es la asignación de estas PDFs a priori la razón por la que el método es denominado “semi Bayesiano”.

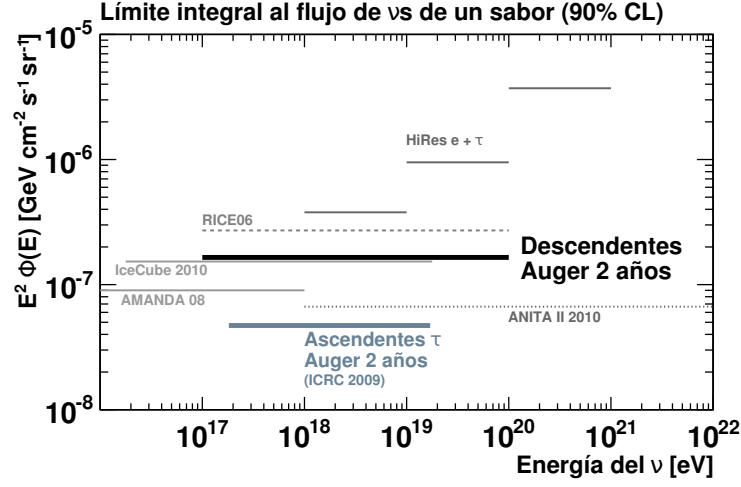


Figura 9.2: Límite integrado al flujo de neutrinos de cada sabor (90% CL) obtenido para neutrinos descendentes utilizando los datos adquiridos por el SD del Observatorio Pierre Auger Observatory en el periodo 1-Nov-2007 a 31-May-2010. A fines de comparación se muestra el límite para  $\nu_\tau$  ascendentes (1-Ene-2004 a 28-Feb-2009) [77] y resultados de otros experimentos en el mismo rango de energía [78].

### 9.2.1. Límite diferencial

En el cálculo del límite integrado fue necesario asumir que el flujo de neutrinos sigue la forma  $k/E^{-2}$  en el rango de energía que va desde  $10^{17}$  a  $10^{20}$  eV. Esta hipótesis, si bien razonable, puede no ser correcta y es interesante estudiar el efecto de reemplazarla por una menos restrictiva: considerar que la intensidad del flujo  $k$  es una función suave de la energía y que, por lo tanto, la aproximación de que el flujo se comporta como  $\sim 1/E^{-2}$  es válida en intervalos de energía más pequeños. De esta manera, alrededor de toda energía  $\tilde{E}$  hay un entorno en el que el flujo es aproximadamente  $k(\tilde{E})/E^{-2}$  (con  $k(\tilde{E})$  constante) para el que puede calcularse un límite integrado. Si se trabaja (para ganar intuición) en el marco simplificado dado por la ecuación 9.7, el límite superior en un intervalo de integración  $\Delta E(E_\nu)$  que depende de la energía puede escribirse como:

$$k(E_\nu) \leq \frac{2.3}{\mathcal{N}(E_\nu)} = 2.3 \int_{\Delta E(E_\nu)} E_\nu'^{-2} \mathcal{E} dE_\nu' \quad (9.10)$$

Canal	CC	NC	Total
$e$	$4.9 \times 10^{-7}$ (33 %)	$3.2 \times 10^{-6}$ (5 %)	$4.3 \times 10^{-7}$ (38 %)
$\mu$	$1.3 \times 10^{-6}$ (13 %)	$3.2 \times 10^{-6}$ (5 %)	$9.2 \times 10^{-7}$ (18 %)
$\tau$ aire	$6.7 \times 10^{-7}$ (24 %)	$3.2 \times 10^{-6}$ (5 %)	$5.6 \times 10^{-7}$ (29 %)
$\tau$ montañas	$1.1 \times 10^{-6}$ (15 %)	–	$1.1 \times 10^{-6}$ (15 %)
<b>Total</b>	$1.9 \times 10^{-7}$ (85 %)	$1.1 \times 10^{-6}$ (15 %)	$1.65 \times 10^{-7}$ (100 %)

Tabla 9.1: Contribución discriminada por canal al límite total obtenido. Los valores de la última fila asumen una relación 1:1:1 para el flujo de neutrinos de los tres sabores ( $k^{\nu_e} = k^{\nu_\mu} = k^{\nu_\tau} \equiv k$ ). Todos los valores están en  $\text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-2} \text{sr}^{-1}$ .

al tomar  $\Delta E(E_\nu)$  tal que todos los rangos de integración tienen igual ancho en escala logarítmica, se obtiene:

$$k(E_\nu) \leq 2.3 / \frac{1}{\log e} \int_{\log(E_\nu) - \Delta E/2}^{\log(E_\nu) + \Delta E/2} E_\nu'^{-1} \mathcal{E} d(\log E_\nu') \quad (9.11)$$

Esta manera de presentar el límite superior es comúnmente denominada “forma diferencial”. El mismo tratamiento utilizado para incluir las incertezas en el límite integrado puede aplicarse a este caso. En la Fig 9.3 se expone una serie de límites diferenciales que corresponden a tomar diferentes valores para el ancho de integración  $x$  (todas estas curvas incluyen las incertezas sistemáticas). Puede observarse como, al tomar un intervalo de integración de longitud igual a la utilizada para calcular el límite integrado, el valor del límite diferencial coincide para una energía intermedia cercana a  $10^{18.3}$ . Alrededor de este valor la sensibilidad es máxima, para un flujo que se comporta  $\sim k/E^{-2}$ , tal como se muestra en la Fig. 8.5.

A fines de comparación, la Fig. 9.4 muestra el límite diferencial obtenido en este trabajo junto al de  $\nu_\tau$  ascendentes [77] y otros resultados experimentales en el mismo rango de energía [78]. Es interesante notar que, para el caso de los límites que utilizan el SD de Auger, la región de máxima sensibilidad coincide con la zona de energía en donde se espera que el flujo de neutrinos cosmogénicos sea máximo.

Es importante resaltar que si la forma funcional del flujo es conocida, éste tratamiento “diferencial” no es necesario ya que se puede obtener el límite integrado en el rango que se desee utilizando la ecuación 9.1.



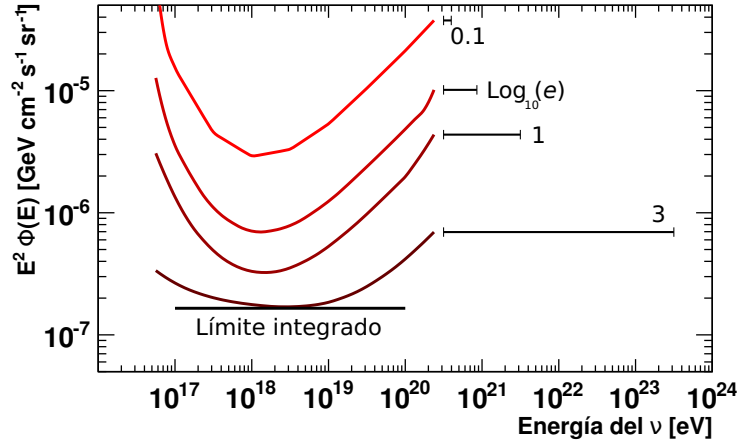


Figura 9.3: Límites diferenciales obtenidos al considerar rangos de integración de diferente ancho en  $\log e$ . Los segmentos horizontales indican la longitud del rango utilizado en cada caso.

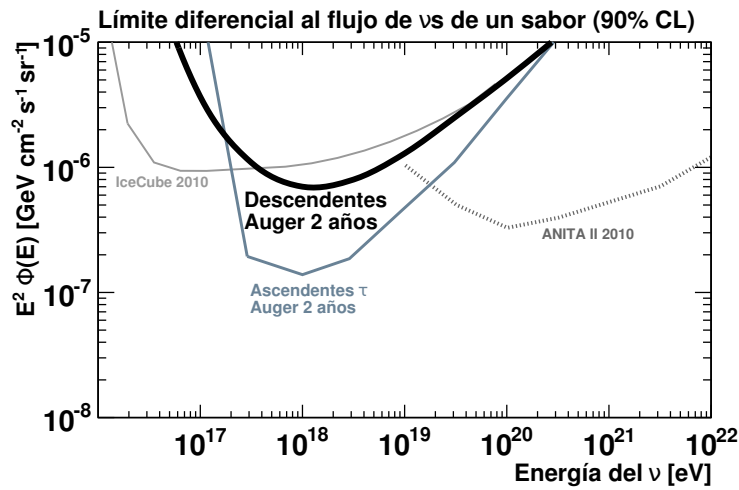


Figura 9.4: Límite diferencial al flujo de neutrinos de cada sabor. A fines de comparación se muestran también el correspondiente a  $\nu_\tau$  ascendentes [77] y otros resultados experimentales en el mismo rango de energía [78]. En el cálculo de todos estos límites diferenciales se utilizó un rango de integración de ancho  $\log e$ .

### 9.3. Comparación con predicciones teóricas

La tabla 9.1 junto al hecho de que no se han detectado neutrinos son los resultados experimentales de este trabajo. A partir de esta información es inmediato calcular el número de eventos esperados para cualquier sección eficaz y modelo de flujo de neutrinos que se desee considerar.

En la actualidad existe una gran variedad de modelos teóricos que predicen flujos de neutrinos con energía en el rango del EeV [79]. Estos modelos son usualmente clasificados en tres grupos:

- neutrinos cosmogénicos: producidos por UHECRs al propagarse a través del CMB [80, 81]. Se los denomina también neutrinos GZK.
- neutrinos producidos en los sitios de aceleración: muchos de los mecanismos propuestos para explicar la producción de UHECRs en objetos astrofísicos (núcleos galácticos activos, quasares, etc) predicen también un flujo de neutrinos asociado [82, 83].
- neutrinos de origen exótico: producidos por el decaimiento de partículas pesadas o por fenómenos desconocidos [84]. Se los suele llamar modelos “top-down” debido a que los UHE $\nu$ s son producidos por entidades que poseen una energía mayor (generalmente en forma de masa).

En todos estos modelos hay parámetros de valor desconocido que pueden cambiar la forma espectral y la intensidad del flujo predicho. A fines de comparación, se eligieron dos modelos representativos para cada grupo. La cantidad de eventos esperada en el periodo de búsqueda para cada flujo se obtiene a partir de la ecuación 9.1 y se resume en la Tab. 9.2 para el conjunto de modelos seleccionados. A continuación se discute brevemente el principio de producción de neutrinos de estos seis modelos:

Tanto GZK-Fermi como GZK-evolFRII describen el flujo de neutrinos originados en la interacción de protones y núcleos con el CMB. La intensidad y forma espectral de estos modelos está determinada principalmente por la composición que se asuma para los CR de más alta energía. Esto se debe a que mientras que los protones interactúan con el CMB creando piones, que posteriormente decaen en neutrinos, los núcleos lo hacen mediante reacciones de fotodesintegración que no aportan al flujo. Los dos modelos seleccionados difieren en la intensidad y composición que asumen para los CR.

Los modelos astrofísicos MPR-max y BBR utilizan, esencialmente, el mecanismo descrito en la Sec. 1.4.2 para la generación de neutrinos. Asumen fuentes astrofísicas en las que se produce aceleración de Fermi de protones que interactúan mientras están confinados produciendo piones que generan el flujo de neutrinos. Los dos modelos difieren en el tipo de objeto astronómico en

Modelo	$N_{\text{esperado}}$
GZK-Fermi [80]	0.12
GZK-evolFRII [81]	0.30
MPR-max [82]	2.08
BBR [83]	0.89
TD-Necklaces [84]	0.84
SHR [84]	8.16

Tabla 9.2: Predicción, para el conjunto de modelos seleccionados [80, 81, 82, 83, 84], del número esperado de eventos para el periodo de búsqueda (1-Nov-07 a 31-May-10).

el que ocurre la aceleración: MPR-max considera BL-lacs y BBR radiogalaxias. Ambos objetos astrofísicos pertenecen a una clase más grande que lleva el nombre de “galaxias con núcleo activo” (AGN). Estas son consideradas en la actualidad las más probables fuentes de los CR de más alta energía [85]. Otra característica general de los modelos astrofísicos es que suelen asumir que la intensidad de las fuentes era mayor en el pasado. Para cuantificar este comportamiento introducen un modelo que relaciona la intensidad con la distancia (corrimiento al rojo  $z$ ) a la que se encuentran las fuentes. La forma funcional más utilizada para describir esta variación es:

$$(1 + z)^\Gamma \tag{9.12}$$

en donde  $\Gamma$  es un parámetro que depende del tipo de fuente que se considere. Los dos modelos anteriores también difieren en este punto. El MPR-max asume un valor para  $\Gamma$  superior y, en consecuencia, predice un flujo más intenso.

Los modelos exóticos suelen proponer la existencia de partículas  $X$  súper-masivas producidas en las primera etapas de la evolución del universo. Típicamente estas partículas  $X$  tienen una vida media del orden de la edad actual del universo y pueden decaer en leptones y hadrones. El modelo TD-Necklaces propone partículas  $X$  con una masa del orden de  $10^{23}$  eV que al decaer producen hadrones de muy alta energía. Estos generan neutrinos de manera indirecta al interactuar vía el canal de fotoproducción de piones con el CMB y el fondo universal de radio. El modelo SHR es muy similar con la diferencia de que las partículas  $X$  decaen exclusivamente en neutrinos.

Los neutrinos cosmogénicos son la fuente teórica con más probabilidad de existir (en muchos casos se refiere a ellos como “flujo mínimo garantizado”).

Lamentablemente las predicciones más aceptadas se encuentran fuera de alcance de la sensibilidad actual de este análisis. En el tiempo de duración planeado para el Observatorio Auger se espera adquirir una muestra diez veces mayor, con lo que las posibilidades de detección son considerables.

Para los modelos contenidos en los otros dos grupos la situación es diversa y debe ser analizada caso a caso. Varios de las propuestas teóricas más populares que describen neutrinos producidos en sitios de aceleración predicen flujos detectables en los próximos años (MPR-max y BBR en la Tab. 9.2). Respecto de los modelos de producción exótica, algunos de ellos, como el denominado SHR en la Tab. 9.2, predicen flujos que están ya fuertemente desfavorecidos.



# Apéndice A

## Marco Offline

En el proyecto Auger diversos grupos trabajan paralelamente en las diferentes fases involucradas en la reconstrucción y simulación de las lluvias por lo que es importante fijar un marco de desarrollo que permita el intercambio de código y asegure la compatibilidad entre programas. El proyecto Auger ha elegido C++ como lenguaje base de programación y ha desarrollado un marco de desarrollo llamado Offline. El Offline provee a los programadores con soluciones para una gran cantidad de problemas engorrosos (como lectura/escritura de archivos con diversos formatos) y le garantiza la compatibilidad a cambio de que se adopte un esquema de programación predefinido y normado. En la base del diseño del Offline está el requerimiento de serialización de las tareas e intercambiabilidad de algoritmos que se expresa en su funcionamiento modular. De esta manera, el trabajo del desarrollador se limita a la programación de módulos específicos compatibles con el marco de desarrollo. El Offline está formado por tres componentes principales:

- Marco (Framework): se encarga de secuenciar y proveer la información necesaria a los módulos.
- Descripción del detector: provee al framework de la información propia del detector y las condiciones climáticas.
- Evento: es un contenedor que permite el intercambio de información entre los módulos. Estos sólo se comunican a través de él.

## A.1. Marco

### A.1.1. RunControler

El `RunControler` es un objeto único (singleton) que se crea al iniciar el programa y se encarga de secuenciar la ejecución de los diferentes módulos. Durante la ejecución, el `RunControler` crea instancias de todos los módulos que se ejecutarán y guarda su ubicación en memoria (puntero), junto con su nombre de fantasía, en un registro privado. El orden de ejecución de los módulos es especificado mediante un archivo XML que es interpretado por el `RunControler`. Además de la lista y el orden de ejecución el archivo de secuenciado puede contener bucles sobre una porción o la totalidad de los módulos. Para poder ser manejados por el `RunControler` todos los módulos deben heredar desde una clase virtual llamada `VModule`. Esta clase provee a los módulos de algunos pocos servicios y define tres métodos que deben ser implementados necesariamente en todos ellos:

- `Init()`: el código que contiene se ejecuta por única vez antes de procesar los eventos. Por ejemplo, creación de archivos de salida o cálculo de constantes comunes que serán utilizadas posteriormente.
- `Run()`: este método es ejecutado una vez por evento. Contiene el grueso de las operaciones que realiza el módulo. Por ejemplo, reconstrucción ó simulación de la lluvia.
- `Finish()`: en este método se implementan las operaciones que deben realizarse una vez procesados todos los eventos. Por ejemplo, clausura de los archivos de salida o destrucción de los objetos creados dinámicamente durante la ejecución del módulo.

Estos tres métodos tienen como tipo de dato de retorno una enumeración llamada `ResultFlag`, definida en `VModule`, que puede tomar los valores `eSuccess`, `eFailure`, `eBreakLoop` y `eContinueLoop`. Dependiendo del valor de `ResultFlag` devuelto al `RunControler` por los módulos, éstos pueden modificar la secuencia de ejecución, por ejemplo, pidiendo la salida de un bucle ó la terminación de la ejecución.

### A.1.2. CentralConfig

Dentro de los servicios que provee el marco se encuentra el `CentralConfig`. Este objeto singleton se encarga de organizar y manejar de manera unificada los parámetros de configuración de todos los módulos y del marco en si.

En esencia, es una interfaz que permite acceder a información repartida en diversos archivos mediante una etiqueta única de identificación. Dentro del marco Offline los parámetros de configuración deben estar contenidos en archivos XML. La elección de este formato se debe a que los archivos XML son de cómoda lectura para las personas y a la vez son fácilmente interpretables para las computadoras. El `CentralConfig` funciona como un diccionario que relaciona las etiquetas con los datos contenidos en los archivos de configuración.

## A.2. Descripción del detector

Durante el análisis o la simulación de datos es frecuente la necesidad de contar con los valores de una gran variedad de parámetros de diseño y funcionamiento del detector. También es frecuente que se necesite acceder a una registro de información meteorológica histórica. El `DetectorDescriptor` (DD) es la herramienta que provee el Offline para acceder a toda esta información de manera unificada. El DD es capaz de acceder a bases de datos MySQL y archivos XML para obtener la información que se le solicita. El usuario accede a estos datos a través de un conjunto de clases que organizan la información en una estructura jerárquica que se asocia intuitivamente con la del detector. Por ejemplo, para obtener el nombre y la altura\* del tanque con id 100:

```
det::Detector& detector = det::Detector::GetInstance();
string nombre = detector.GetSDetector().GetStation(100).GetName();
double altura = detector.GetSDetector().GetStation(100).GetHeight();
```

Es ilustrativo discutir la primera línea de código con un poco más de detalle. El objeto `det::Detector` es, así como el `CentralConfig` y el `RunController`, un singleton, por lo que no puede existir más de una instancia de él simultáneamente. En el contexto del Offline, el método `GetInstance()` está definido para todos los objetos singleton y su función es la de crear una instancia del objeto, en el caso de que no haya ninguna, o devolver un puntero a la existente en caso de que el objeto ya haya sido creado. Sin embargo, dadas la particularidades del objeto `Detector`, el comportamiento de `GetInstance()` para este caso es ligeramente diferente. El objeto `Detector` es creado siempre por el Offline al iniciarse la ejecución del programa y la única función del método `GetInstance()` es la de devolver el objeto en sí.

---

\*1.2m para todos los tanques del PA



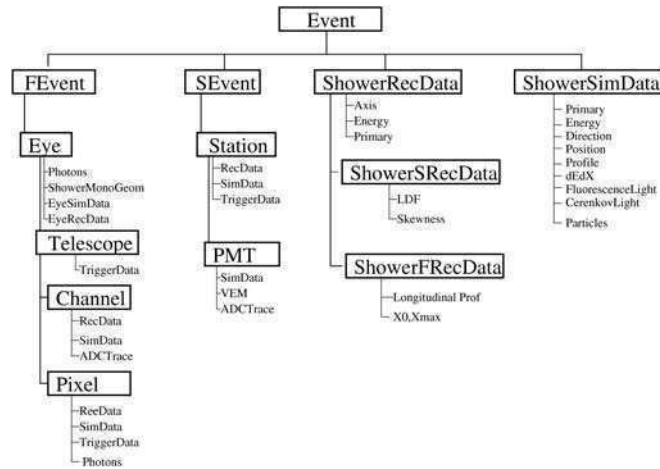


Figura A.1: Esquema de la organización del Event Interface

### A.3. Evento

Todos los módulos leen y escriben sobre un conjunto común de clases que representan el evento. Estas clases están organizadas en dos capas, una de interfaz y otra de acceso a medios de almacenamiento persistente. La primera lleva el nombre de `EventInterface` (EI) y se encarga de proveer a los módulos de la información que estos van requiriendo durante la ejecución y de contener la información que necesiten intercambiar\*. La segunda se conoce como `EventDataStructure` (EDS) y sólo se comunica con los módulos a través de la capa de interfaz. A fines prácticos los usuarios sólo deben conocer la interfaz puesto que ella posee todas las herramientas necesarias para utilizar al EDS de manera transparente. El EI está diseñado para contener tanto datos crudos como simulados así como la información propia de las reconstrucciones. Del mismo modo que el DD, el EI está organizado en ramas que intentan reproducir de manera intuitiva la jerarquía de los datos (Figura A.1). Es importante notar que la rigidez de la interfaz es uno de los pilares del Offline puesto que es un requisito fundamental para asegurar la compatibilidad entre módulos desarrollados por diferentes grupos.

\*De hecho esta es la única manera en que se comunican entre si.

# Apéndice B

## Coeficientes de Fisher

Nombre de la variable	Multiplicidad del evento		
	$4 \leq N \leq 6$	$7 \leq N \leq 11$	$12 \leq N$
AOP <sub>1</sub>	3.20	4.33	3.92
AOP <sub>2</sub>	2.94	4.64	3.92
AOP <sub>3</sub>	1.79	3.85	3.51
AOP <sub>4</sub>	2.19	3.20	3.22
(AOP <sub>1</sub> ) <sup>2</sup>	-0.37	-0.41	-0.28
(AOP <sub>2</sub> ) <sup>2</sup>	-0.35	-0.45	-0.26
(AOP <sub>3</sub> ) <sup>2</sup>	-0.17	-0.37	-0.22
(AOP <sub>4</sub> ) <sup>2</sup>	-0.22	-0.31	-0.20
$\prod_{i=1..4} \text{AOP}_i$	-0.03	-0.016	-0.007
Asimetría	0.05	-0.81	-1.50
Termino ind.	-13.13	-23.21	-25.00
Valor de corte	1.35	1.96	2.34



# Bibliografía

- [1] [Pierre Auger Collaboration], Phys. Lett. B **685**, 239-246 (2010).
- [2] G. Cocconi, Nuovo Cimento **3**, 1422 (1956).
- [3] M. Longair, High Energy Astrophysics, Vol. 1, Cambridge University Press, Cambridge (1992).
- [4] M. de Avillez, Astrophysics and Space Science **292**, 207-214 (2004).
- [5] P.O. Lagage and C.J. Cesarsky, A&A **118**, 223 (1983).
- [6] F. M. Rieger, Proc. JEM-EUSO Workshop (2008).
- [7] L O'C Drury, Rep. Prog. Phys. **46**, 973-1027 (1983).
- [8] A.A. Penzias y R.W. Wilson, Astrophysical Journal **142**, 419–421 (1965).
- [9] D.N. Spergel *et al.*, Astrophysical Journal **148**, 175–194 (2003).
- [10] R.A. Alpher, Nature **162**, 774 (1948).
- [11] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966).
- [12] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, JETP Lett. **4**, 78 (1966).
- [13] J. W. Cronin, Nuclear Physics, 29B, (1992).
- [14] G. Setti *et al.*, Nature Physical Science **231**, 57-59 (1971).
- [15] R. J. Protheroe y P. L. Biermann, Astropart. Phys. **6**, 45 (1996)  
[Erratum-ibid. **7**, 181 (1997)] astro-ph/9605119.
- [16] M. Risse *et al.*, Mod. Phys. Lett. A **22**, 749-766 (2007).
- [17] Q.R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001).

- 
- [18] Y.Fukudaa *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **81**, 1562-1567 (1998).
- [19] E. Waxman y J. Bahcall, Phys. Rev. D **59** 023002-1 (1999).
- [20] P. A. Toale *et al.* [IceCube Collaboration], Proc. 27th Inter. Cosmic Ray Conf., Hamburg, Germany, (2001).
- [21] I. Kravchenko *et al.* [RICE Collaboration], Phys.Rev. D **73** 082002 (2006).
- [22] Peter Gorham *et al.*, Phys. Rev. E **62**, 8590 (2000).
- [23] N. G. Lehtinen *et al.*, Particle Astrophysics Instrumentation, Proc. SPIE **4858**, 296-304 (2003).
- [24] J. T. Link *et al.* [ANITA Collaboration], Proc. 29th Inter. Cosmic Ray Conf., Pune, India, (2005).
- [25] V. Aynutdinov *et al.* [BAIKAL Collaboration], Astropart. Phys. **25**, 140 (2006).
- [26] R. Wischnewski *et al.* [AMANDA Collaboration] Nucl. Phys. B **11**, 0510 (2002).
- [27] A. Kouchner *et al.* [ANTARES Collaboration], Proc. 30th Inter. Cosmic Ray Conf., Mérida, México (2007).
- [28] G. Aggouras *et al.* [NESTOR Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **567**, 452 (2006).
- [29] C. Amsler *et al.* [Particle Data Group], Physics Letters B **667**, 1 (2009).
- [30] H. Athar *et al.*, Phys. Rev. D **62**, 103007 (2000).
- [31] J. Abraham *et al.* [Pierre Auger Collaboration], Astropart. Phys. **27**, 155 (2007); J. Abraham *et al.* [Pierre Auger Collaboration], Astropart. Phys. **31**, 399-406 (2009).
- [32] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, third ed., Oxford University Press, London, p. 386 (Section38), (1954).
- [33] I. Valiño (tesis de doctorado) Univ. de Santiago de Compostela, ISBN: 9788497509664 (2008).
- [34] [Pierre Auger Collaboration], Phys. Rev. D **79**, 102001 (2009).

- 
- [35] M. Fukushima, Prog. Theor. Phys. Supplement **151** 206-210 (2003).
- [36] G. I. Rubtsov *et al.*, Phys. Rev. D **73**, 063009 (2006)
- [37] N. Chiba NIM *et al.* [AGASA Collaboration], NIM **311**, 338-349 (1992).
- [38] R. N. Coy *et al.*, Astroparticle Physics, **6**, (1997).
- [39] J. Abraham *et al.* [Pierre Auger Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **523**, 50 (2004).
- [40] Pierre Auger Project Design Report, (1997).
- [41] Auger Colaboration, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A523, 50-95, (2004).
- [42] HERWIG 6.5, G. Corcella *et al.*, JHEP **0101**, 010 (2001). hep-ph/0210213.
- [43] <http://www-ik.fzk.de/corsika>
- [44] S. Sciutto, AIRES. <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires>
- [45] <http://arxiv.org/abs/0906.4113>
- [46] <http://arxiv.org/abs/0706.3784>
- [47] <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0412591v1> and <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0412332>
- [48] A. M. Hillas, Proceedings of the 17<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference, Paris Vol. 8, 193 (1981).
- [49] E. Zas, New Jour. Phys. **7**, 130 (2005).
- [50] S. Jadach *et al.*, Comput. Phys. Commun. **76**, 361 (1993).
- [51] O. Blanch-Bigas *et al.*, Phys. Rev. D **77**, 103004 (2008)
- [52] P. L. Ghia1 [Pierre Auger Collaboration], Procs. 30<sup>th</sup> International Cosmic Ray Conference 2007, #0300, Merida, Mexico.
- [53] P. Billoir, Astropart. Phys. **30**, 270-285 (2008).
- [54] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [55] A. Cooper-Sarkar and S. Sarkar, JHEP **0801**, 075 (2008).

- [56] J. Abraham *et al.* [Pierre Auger Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A **613**, 29-39 (2010).
- [57] P. Lipari, Astropart. Phys. **1**, 195–227 (1993).
- [58] A. Roodman, PHYSTAT2003, 166-169 (2003).
- [59] R. Fisher, Ann of Eugenics **7**, 179 (1936).
- [60] S.Roe, PHYSTAT2003, 215-217 (2003).
- [61] J. G. Learned *et al.*, Astropart. Phys. **3**, 267 (1995). H. Athar *et al.*, Phys. Rev. D **62**, 103007 (2000).
- [62] <http://zebu.uoregon.edu/parton/partonCTEQ.html>
- [63] <http://home.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>
- [64] <http://projects.hepforge.org/herwig/>
- [65] <http://hep.pa.msu.edu/cteq/public/cteq6.html>
- [66] F.D. Aaron *et al.* [H1 and ZEUS], JHEP01 109, 1 (2010).
- [67] J. Abraham *et al.* [Pierre Auger Collaboration], Phys. Rev. Lett. **101**, 061101 (2008). R.U. Abbasi *et al.* [HiRes], Phys. Rev. Lett. **100**, 101101 (2008).
- [68] R. P. Kokoulin *et al.*, in Procs. XII International Conference on Cosmic Rays, Hobart, Tasmania, Australia (1971).
- [69] A. A. Petrukhin *et al.*, Can. J. Phys. **46**, S377 (1968).
- [70] L. B. Bezrukov *et al.*, Yad. Fiz. **33**, 1195 (1981) y Sov. J. Nucl. Phys. **33**, 635 (1981).
- [71] R. Enberg *et al.*, Phys. Rev. D **78**, 043005 (2008).
- [72] M. Thunman *et al.*, Astropart.Phys. **5**, 309-332 (1996).
- [73] J. Neyman, Philos. Trans. R. Soc. London **A236**, 333 (1937).
- [74] G. J. Feldman and R.D Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
- [75] W. T. Eadie *et al.*, Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland, Amsterdam, (1971).

- 
- [76] J. Conrad *et al.*, Phys. Rev. D **67** 12002 (2003).
- [77] J. Tiffenberg [Pierre Auger Collaboration], Procs. 31<sup>st</sup> ICRC 2009, 0180, Lodz, Polonia (2009).
- [78] M. Ackermann *et al.* [AMANDA], Astrophys. J. 675, 1014-1024 (2008); R. Abbasi *et al.* [IceCube], Phys. Rev. D in press, arXiv:1009.1442; Private communication, IceCube Collaboration, (2010); I. Kravchenko *et al.* [RICE], Phys. Rev. D **73**, 082002 (2006); P.W. Gorham *et al.* [ANITA], arXiv:0812.2715v1; R. Abbasi *et al.* [HiRes], Astrophys. J. 684, 790-793 (2008); K. Martens [HiRes], arXiv:0707.4417.
- [79] F. Halzen *et al.* Rep. Prog. Phys. **65**, 1025 (2002); P. Bhattacharjee *et al.* Phys. Rep. **327**, 109 (2000); J.K. Becker, Phys. Rep. **458**, 173-246 (2008).
- [80] M. Ahlers *et al.*, Astropart. Phys. **34**, 106 (2010).
- [81] K. Kotera *et al.*, JCAP **10**, 013 (2010).
- [82] K. Mannheim *et al.*, Phys. Rev. D **63** 23003, (2001).
- [83] J. K. Becker *et al.*, Astropart. Phys. **23** 355, (2005).
- [84] O. Kalashev *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 063004 (2002).
- [85] [Pierre Auger Collaboration], Science **318**, 5852, 938-943 (2007)