

UNIVERSIDAD DE GUADALAJARA
CENTRO UNIVERSITARIO DE LOS VALLES



“ANISOTROPÍA DE RAYOS CÓSMICOS A ENERGÍAS DE 10 TEV
CON LOS DETECTORES ICECUBE Y HAWC”

TESIS QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE DOCTORADO EN CIENCIAS FÍSICO
MATEMÁTICAS CON ORIENTACIÓN EN PROCESAMIENTO DIGITAL DE
SEÑALES

PRESENTA

JUAN CARLOS DÍAZ VÉLEZ BERGHUSE

DIRECTOR: DR. EDUARDO DE LA FUENTE ACOSTA

CO-DIRECTOR: DR. PAOLO DESIATI



UNIVERSIDAD DE GUADALAJARA
CENTRO UNIVERSITARIO DE LOS VALLES

Ameca, Jalisco a 23 de noviembre de 2017

**Junta Académica del Programa
Doctorado en Ciencias Físico Matemáticas
del Centro Universitario de los Valles**
Presente

En mi carácter de Director del trabajo recepcional titulado: “**Anisotropía de Rayos Cósmicos a Energías de 10 TeV con los Detectores IceCube y HAWC**” que presenta el Mtro. **Juan Carlos Díaz Vélez Berghouse** con código **214806105**, expongo que lo he revisado y que a mi juicio cumple con los requisitos metodológicos y de contenido, para que pueda ser turnado a los lectores y de ser considerado, programado para el examen recepcional correspondiente al Doctorado en Ciencias Físico Matemáticas con orientación en procesamiento digital de señales.

Atentamente

Dr. Eduardo de la Fuente Acosta
Profesor Investigador Titular C
Departamento de Física, CUCEI



UNIVERSIDAD DE GUADALAJARA

Ameca, Jalisco a 22 de noviembre de 2017

**Junta Académica del Programa
Doctorado en Ciencias Físico Matemáticas
del Centro Universitario de los Valles.**

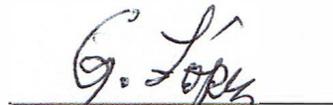
Presente

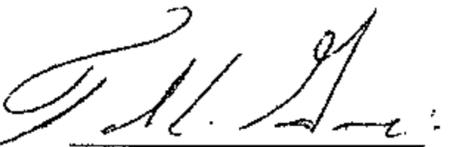
En nuestro carácter de lectores del trabajo recepcional titulado: **“Anisotropía de Rayos Cósmicos a Energías de 10 TeV con los Detectores IceCube y HAWC”** que presenta el Mtro. **Juan Carlos Díaz Vélez Berghouse** con código **214806105**, exponemos que se ha revisado y que a nuestro juicio cumple con todos los requisitos metodológicos y de contenido, para que pueda ser sometida al examen de grado correspondiente al Doctorado en Ciencias Físico Matemáticas con Orientación en Procesamiento Digital de Señales

Por lo antes expuesto, nos permitimos emitir el presente oficio de liberación del trabajo recepcional, con la finalidad de que pueda llevarse a cabo la defensa del mismo.

Atentamente


Dr. Paolo Desiati
Lector


Dr. Gustavo Lopez
Velázquez
Lector


Dra. Claudia Janet Amparo
Torrealba García
Lector


Dr. Alberto Carramiñana
Alonso
Lector

Agradecimientos

El autor agradece al Centro Universitario de los Valles (CUValles) de la Universidad de Guadalajara y a la Universidad de Wisconsin. Agradece en particular al Dr. Paolo Desiati por su dirección y apoyo en el trabajo de esta tesis. A los profesores Eduardo de la Fuente y Victor Rentería agradezco el apoyo y dirección y al los lectores Dr. Gustavo LÚpez Vel-zquez, la Dra. Claudia Janet Amparo Torrealba García y el Dr. Alberto Carramiñana Alonso por haber aportado su conocimiento y experiencia para tener un mejor trabajo de tesis.

Agradezco las discusiones con los doctores Markus Ahlers, Daniel Fiorino y Juan Marcos Santander, y con el profesor Stefan Westerhoff. Por último, quisiera agradecer la enorme paciencia y el apoyo de mi esposa Amy e hijo Antoni Carlos y de mi familia en general.

La colaboración IceCube reconoce el apoyo de las siguientes agencias: U.S. National Science Foundation-Office of Polar Programs, U.S. National Science Foundation-Physics Division, University of Wisconsin Alumni Research Foundation, the Grid Laboratory Of Wisconsin (GLOW) grid infrastructure at the University of Wisconsin - Madison, the Open Science Grid (OSG) grid infrastructure; U.S. Department of Energy, and National Energy Research Scientific Computing Center, the Louisiana Optical Network Initiative (LONI) grid computing resources; Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada, WestGrid and Compute/Calcul Canada; Swedish Research Council, Swedish Polar Research Secretariat, Swedish National Infrastructure for Computing (SNIC), and Knut and Alice Wallenberg Foundation, Sweden; German Ministry for Education and Research (BMBF), Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG), Helmholtz Alliance for Astroparticle

Physics (HAP), Research Department of Plasmas with Complex Interactions (Bochum), Germany; Fund for Scientific Research (FNRS-FWO), FWO Odysseus programme, Flanders Institute to encourage scientific and technological research in industry (IWT), Belgian Federal Science Policy Office (Belspo); University of Oxford, United Kingdom; Marsden Fund, New Zealand; Australian Research Council; Japan Society for Promotion of Science (JSPS); the Swiss National Science Foundation (SNSF), Switzerland; National Research Foundation of Korea (NRF); Villum Fonden, Danish National Research Foundation (DNRF), Denmark

La colaboración HAWC reconoce el apoyo de: the US Department of Energy Office of High-Energy Physics; the Laboratory Directed Research and Development (LDRD) program of Los Alamos National Laboratory; Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), Mexico (grants 271051, 232656, 167281, 260378, 179588, 239762, 254964, 271737, 258865, 243290); Red HAWC, Mexico; DGAPA-UNAM (grants RG100414, IN111315, IN111716-3, IA102715, 109916); VIEP-BUAP; the University of Wisconsin Alumni Research Foundation; the Institute of Geophysics, Planetary Physics, and Signatures at Los Alamos National Laboratory; Polish Science Centre grant DEC-2014/13/B/ST9/945.

Dedicado a la memoria de mi padre, quien inculcó en mí el deseo que estudiar y explorar el Universo.

Índice general

Índice de cuadros	xii
Índice de figuras	xiii
Resumen	xvii
1. Introducción	1
1.1. Planteamiento del problema	2
1.2. Objetivos	4
2. Rayos Cósmicos	5
2.1. Mecanismos de aceleración	9
2.1.1. Aceleración de Fermi de segundo orden	9
2.1.2. Aceleración Fermi de primer orden	12
2.2. Fuentes de rayos cósmicos	17
2.3. Propagación de los rayos cósmicos	18
3. Detección y medición de rayos cósmicos	24
3.1. Principio de detección	24
3.2. Detectores de rayos cósmicos	26
3.2.1. La propagación de leptones con carga eléctrica	26
3.2.2. Radiación Cherenkov	27
4. El observatorio IceCube	32
4.1. Fotomultiplicadores	34

4.2. Módulos ópticos digitales	35
5. El observatorio HAWC	39
5.1. Fotomultiplicadores de HAWC	42
5.2. Sistema de adquisición de datos (DAQ)	43
5.3. Tanques estabilizadores (outriggers)	43
6. Métodos de reconstrucción de sucesos	46
6.1. IceCube	46
6.1.1. Reconstrucción de dirección de arribo	46
6.1.2. Estimación de la energía	48
6.2. HAWC	51
6.2.1. Localización del núcleo	51
6.2.2. Reconstrucción de dirección de arribo	52
6.2.3. Estimación de la energía	52
6.2.4. Identificación de chubascos	55
6.3. Codificación de datos en IceCube	61
6.4. El Software DST	62
7. Sistema de coordenadas	64
7.1. Coordenadas locales	64
7.2. Marco celeste ecuatorial	64
7.3. Marco solar de coordenadas	68
7.4. Marcos de tiempos no-físicos	69
7.5. Pixelización y visualización de mapas celestes	69

8. Simulaciones	72
8.1. Simulación de cascadas atmosféricas	72
8.2. Propagación de fotones en IceCube	74
8.3. Simulación de IceCube	76
8.4. HAWCSim	76
9. Metodología	78
9.1. Intensidad relativa	78
9.2. Estimación de fondo y mapas de referencia	81
9.2.1. Integración directa	81
9.2.2. Método de aleatorización del tiempo	82
9.3. Análisis de armónicos esféricos	84
9.4. Sustracción de los momentos dipolar, cuadrupolar y octopolar	86
10. Método iterativo de máxima verosimilitud	89
10.1. Método iterativo de máxima verosimilitud	90
10.1.1. Invariancia bajo escalamiento de declinación	93
10.2. Simulación y Rendimiento	96
10.3. Comparación con otros métodos	101
10.4. Análisis armónico	103
10.5. Anisotropía de gran escala	104
10.6. Significancia estadística	105
10.7. Generalización del método para multiples sectores	108
11. Selección de datos	110
11.1. Selección de datos de HAWC	111

11.2. Selección de datos de IceCube	115
11.3. Conjunto de datos	116
12. Efectos sistemáticos	121
12.1. Contaminación del dipolo solar	122
12.2. Variaciones locales en tiempo solar	125
12.2.1. Variaciones atmosféricas en IceCube	127
12.3. Componente vertical de la anisotropía	129
12.4. Cobertura parcial del cielo	130
12.5. Contaminación de rayos- γ	135
12.6. Comparación de datos en la región de traslape	139
13. Resultados	142
13.1. Integración directa y aleatorización de tiempo	142
13.2. Aplicación del método de máxima verosimilitud	143
13.3. Análisis armónico	144
13.4. Ajuste multipolar	148
13.5. Anisotropía de pequeña escala	152
14. Interpretaciones	156
14.1. Difusión	157
14.2. Interpretaciones de la anisotropía de pequeña escala	158
14.3. Efectos de propagación en campos magnéticos turbulentos	159
14.4. La heliósfera	160
14.5. Efecto Compton–Getting	164
14.6. Transporte no difusivo de rayos cósmicos galácticos	165

14.7. Modelos exóticos	165
14.8. Resultados del análisis en el contexto de los modelos teóricos	166
15. Conclusiones y Discusión	171
15.1. Conclusiones	171
15.2. Discusión	173
Bibliografía	175
A. Codificación de datos DST	185
A.1. Módulos de IceTray	185
A.2. Encabezado I3DSTHeader	186
A.3. Formato I3DST	186
A.4. Información de la etiqueta del disparador	188
B. Algoritmo de máxima verosimilitud	190

Índice de cuadros

11.1. Comparación de los datos provenientes de los observatorios IceCube y HAWC. . .	110
11.2. Composición química de datos de acuerdo a simulaciones Monte Carlo. Los elementos carbono, nitrógeno y oxígeno se agrupan como un solo núcleo con masa equivalente al promedio de los tres. Lo mismo con neón, magnesio y silicio.	120
13.1. Coeficientes del ajuste multipolar	149
13.2. Ajuste dipolar	150
13.3. Resultados de ajuste dipolar	150
A.1. Suceso I3DST	187
A.2. Cuadro de disparadores	189

Índice de figuras

2.1. Espectro de flujo de rayos cósmicos en función de energía	5
2.2. Variación de la intensidad de la radiación cósmica con la altura	7
2.3. Colisión de una partícula cargada con campos magnéticos.	10
2.4. Representación esquemática de la aceleración de Fermi de segundo orden . .	10
2.5. Aceleración de Fermi de primer orden.	14
2.6. Diagrama de Hillas	23
3.1. Desarrollo de una cascada atmosférica producida por un protón (fuente: www.hawc-observatory.org)	25
3.2. Radiación Cherenkov	28
3.3. Espectro Cherenkov	30
4.1. El detector IceCube	32
4.2. Módulo óptico digital de IceCube	36
4.3. Diagrama de módulo óptico digital	37
5.1. Representación esquemática de un tanque de HAWC	39
5.2. Diseño del arreglo de sensores en HAWC	41
5.3. Vejiga de agua de un tanque de HAWC	42
5.4. Arreglo de HAWC con tanques estabilizadores	44
6.1. Visualización de un muón atravesando IceCube	48
6.2. Logaritmo de la energía media en función del coseno del ángulo cenital y el número de sensores activados.	49

6.3.	Resolución energética en IceCube	50
6.4.	Reconstrucción del frente del chubasco de partículas en HAWC	53
6.5.	Distribución del sesgo de energía en HAWC	55
6.6.	Resolución energética en HAWC	56
6.7.	Cascada atmosféricas simuladas	57
6.8.	Visualización de sucesos en HAWC	58
6.9.	Distribución lateral en HAWC	59
6.10.	La distribución de \mathcal{P} en la región del Cangrejo	60
7.1.	Definición del sistema de coordenadas local.	65
7.2.	Definición del sistema de coordenadas ecuatoriales	66
7.3.	Pixelización de HEALPix.	70
8.1.	Espectro energético de rayos cósmicos.	73
8.2.	Propiedades de dispersión y absorción del hielo.	75
9.1.	Mapa de intensidad relativa de simulación	80
9.2.	Distribuciones de direcciones de arribo de sucesos en coordenadas locales.	83
9.3.	Espectro de potencia angular de IceCube y HAWC-250	85
10.1.	Simulación de anisotropía para el método iterativo	89
10.4.	Espectro de pseudo-potencia de los de anisotropía anticipada y reconstruida de simulaciones	101
11.1.	Distribución de brechas temporales en HAWC	112
11.2.	Cobertura de HAWC	113
11.3.	Tasa de disparo de HAWC	114

11.4. Cortes energéticos de IceCube	115
11.5. Distribución de datos por ángulo de declinación	117
11.6. Distribución de energías después de cortes	118
11.7. Energía media después de cortes	119
12.1. Proyección 1D de distribución anti-sidereal	122
12.2. Proyección 1D de la anisotropía a gran escala.	123
12.3. Proyección 1D de la anisotropía a gran escala.	124
12.4. Tasa de disparo y presión atmosférica	126
12.5. Contaminación de dipolo solar en los datos de HAWC	127
12.6. Variaciones atmosféricas en IceCube	128
12.7. Proyección 1D de la anisotropía a gran escala.	129
12.8. Dipolo simulado: La cobertura parcial de cielo produce un cuadrupolo artificial.	131
12.9. Dipolo simulado: Ajuste multipolar con cobertura parcial con $\ell = 2$ en el caso que solo se observa el hemisferio sur.	132
12.10Dipolo simulado: Ajuste multipolar con cobertura parcial con $\ell = 2$ en el caso que solo se observa el hemisferio norte.	133
12.11Espectro de potencia angular con cielo parcial	134
12.12Distribución PINC	136
12.13Identificación de rayos gamma	137
12.14Distribución de datos por ángulo de declinación	139
12.15Distribución de sucesos en declinación	141
13.1. Anisotropía de HAWC y IceCube con el método de integración de tiempo .	143

13.2. Proyección unidimensional de la anisotropía con el método de integración de tiempo	144
13.3. Anisotropía de HAWC300+IC86 con método iterativo después de una sola iteración	145
13.4. Anisotropía de HAWC300+IC86 con método iterativo después de 20 iteraciones.	146
13.5. Mapa de significancia estadística	147
13.6. Ajuste multipolar	148
13.7. Comparación de potencia angular	149
13.8. Diagrama de fase	151
13.9. Ajuste multipolar con $\ell \leq 3$	153
13.10. Sustracción de ajuste multipolar.	154
13.11. Significancia estadística.	155
14.1. Anisotropía de gran escala por turbulencia magnética de Giacinti y Kirk.	158
14.2. Simulaciones de anisotropía por turbulencia magnética de Giacinti y Sigl	159
14.3. Diagrama esquemático de la heliosfera	161
14.4. Espiral de Arquímedes	162
14.5. Radio de Larmor en función de energía para núcleos con diferentes cargas eléctricas	163
14.6. Diagrama de fase	167
14.7. Proyecciones de la anisotropía sobre el CMIL	169
14.8. Modelo de cinta IBEX tridimensional.	170

Resumen

Las observaciones sobre la anisotropía sidereal en la distribución de la dirección de arribo de los rayos cósmicos galácticos anteriormente publicadas por observatorios en forma individual están restringidas por la cobertura limitada del cielo. Como resultado, el espectro de potencia de la anisotropía obtenida a partir de dichas mediciones muestra una correlación sistemática entre diferentes modos multipolares C_ℓ . En esta tesis describimos los métodos utilizados para combinar los datos de IceCube y HAWC, abordamos los errores sistemáticos de cada detector en forma individual y estudiamos la región de campo de visión superpuesto entre los dos observatorios. Presentamos también un nuevo método de procesamiento de señales basado en la máxima verosimilitud que se ajusta simultáneamente a las anisotropías de los rayos cósmicos y la aceptación del detector. Este método proporciona una reconstrucción de anisotropía óptima y la recuperación de la anisotropía dipolo para observatorios de rayos cósmicos en tierra ubicados en las latitudes medias. Los resultados del análisis de anisotropía conjunta incluyen un mapa celeste combinado y un espectro de potencia angular para todo el cielo en el rango de energía superpuesto de los dos experimentos a alrededor de 10 TeV en todas las escalas angulares utilizando datos de rayos cósmicos recopilados durante 2 años de funcionamiento del Observatorio de rayos gamma HAWC (ubicado a 19° N) y datos recolectados durante 5 años de operación del Observatorio de neutrinos IceCube (ubicado a 90° S). Finalmente hacemos un resumen de las teorías sobre éste fenómeno y la interpretación de los resultados de nuestro análisis.

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

A lo largo de los últimos sesenta años, varios estudios han medido una pequeña pero apreciable variación en la distribución de la dirección de arribo de los rayos cósmicos galácticos con intensidad relativa al nivel de 0.1 % en medianas y altas energías en función del tiempo sideral. A través de estos estudios también se ha descubierto que la fase y amplitud de dicha variación depende de la energía del rayo cósmico primario. Una anisotropía dipolar con amplitud de 10^{-4} fue observada a energías de 1 TeV por los detectores Milagro y ARGO-YBJ en el hemisferio norte y su estudio reveló tanto la presencia de una estructura de gran escala angular como de estructuras de escalas angulares pequeñas y con menor amplitud [1,2]. A su vez, en el hemisferio sur, el kilométrico detector de neutrinos IceCube detectó, por primera vez, una anisotropía en la distribución sideral de muones producidos en la atmósfera por rayos cósmicos. La orientación del componente a gran escala observado es consistente entre las observaciones de ambos hemisferios [3].

El origen de esta anisotropía se desconoce aún. Se esperaría que los rayos cósmicos perdieran toda correlación con su dirección original debido a la difusión de estos al atravesar campos magnéticos interestelares. Existen varias teorías respecto al posible origen de esta anisotropía, incluso algunos que postulan un origen heliosférico [4] pero el máximo radio de curva para un protón cósmico de 10 TeV en un campo magnético de $1\mu G$ es aproximadamente 0.01 parsecs y por lo tanto mucho mayor al tamaño de la heliósfera. Por lo tanto, es más probable que el origen de la anisotropía se deba a características del campo magnético interstellar a distancias menores a 1 parsec, o incluso al flujo difuso de fuentes

galácticas cercanas [3]. En el capítulo 14 se describirán algunos de los modelos teóricos más relevantes.

1.1. Planteamiento del problema

La medición de las anisotropías de rayos cósmicos con intensidad relativa por debajo de 10^{-3} es un desafío observacional ya que es necesario tomar en cuenta pequeñas variaciones en la aceptación y la exposición del detector en dicha medición. Se puede asumir que la anisotropía de los rayos cósmicos se mantiene constante en el sistema de coordenadas celestes durante el período de la observación, sin embargo, observatorios cósmicos basados en la superficie de la Tierra con un campo de visión limitado, están expuestos a diferentes partes de la esfera celeste en lo que la Tierra gira durante un día sideral. La distribución de sucesos observados acumulada durante muchos días siderales depende no sólo de la anisotropía de rayos cósmicos sino también de la exposición no uniforme y el funcionamiento del detector a través del tiempo. Por ello es necesario reconstruir un mapa de referencia que represente la respuesta del detector a un flujo isotrópico de rayos cósmicos el cual pueda ser comparado con el mapa de sucesos registrados. Una desviación significativa entre el mapa de referencia isotrópico y el mapa original de sucesos implica la detección de anisotropía en las direcciones de incidencia.

Los experimentos terrestres observan rayos cósmicos de forma indirecta. Esto es, detectan los chubascos de partículas secundarias producidas en cascadas atmosféricas, producidas por las colisiones de los rayos cósmicos primarios en la atmósfera. Para estos experimentos, en los que la atmósfera actúa como parte del observatorio, es por lo general muy difícil producir simulaciones suficientemente precisas para modelar la exposición del detector al nivel de precisión requerido. Por ello, la mayoría de los estudios se basan en

los mismos datos para estimar la intensidad relativa y la exposición del detector de forma simultánea. Un método común es el de hacer una estimación de la intensidad relativa y la exposición del detector simultáneamente utilizando métodos de integración de tiempo sobre las direcciones de arribo de rayos cósmicos durante un tiempo integral Δt , para escalas angulares de $15^\circ(\Delta t/1\text{hr})$. Ejemplos de esto son los métodos de *aleatorización de tiempo* [5, 6] e *integración directa* [7]. Para los detectores situados en latitudes medias, el campo de visión integrado con $\Delta t = 24\text{hr}$ es mucho mayor que el campo instantáneo observado. Como resultado, las estructuras a gran escala, como un dipolo, se ven fuertemente atenuadas [8].

Una herramienta útil para el estudio de anisotropías es el uso del espectro de potencia angular. La amplitud del espectro de potencia en un cierto orden multipolar ℓ está asociada a la presencia de estructuras en el cielo en escalas angulares de aproximadamente $180^\circ/\ell$. Teniendo cobertura uniforme y completa del cielo, una descomposición Fourier de los mapas de intensidad relativa puede producir una estimación no sesgada del espectro de potencia. Sin embargo, debido a la limitada exposición en detectores terrestres, sólo se tiene acceso directo al llamado espectro de pseudo-potencia, el cual es la convolución del espectro de potencia real subyacente y el espectro de potencia causado por la exposición relativa del detector en coordenadas ecuatoriales. En el caso en que exista una cobertura parcial del cielo (tal como es el caso de IceCube y HAWC en forma individual) los armónicos esféricos no forman una base ortonormal que podamos utilizar para expandir el campo de intensidad relativa directamente. Como consecuencia, el espectro de pseudo-potencia muestra una correlación sistemática entre los diferentes modos.

1.2. Objetivos

Con este trabajo se espera extender el conocimiento sobre la anisotropía de los rayos cósmicos. En particular, se espera obtener una mejor medición del espectro de potencia angular y un ajuste del dipolo, cuadrupolo y octopolo de la distribución de direcciones de rayos cósmicos utilizando una combinación de datos provenientes del detector del Observatorio de rayos γ , HAWC (localizado a 19° N) y del Observatorio de neutrinos, IceCube (a 90° S). Se pretende utilizar la combinación de ambos detectores para proporcionar una mayor cobertura del cielo y reducir el sesgo que puede resultar de una cobertura parcial de la esfera celeste en coordenadas ecuatoriales.

En el capítulo 10 presentaremos un método de reconstrucción a base de máxima verosimilitud que puede ser utilizado para separar la anisotropía de los efectos del detector y mejorar las estimaciones de anisotropía a gran escala utilizando detectores en las latitudes medias [8]. La técnica se basa en el mismo *ansatz* utilizado por el método de integración directa, donde la exposición total acumulada del detector se puede factorizar en una tasa de sucesos dependientes del tiempo y un mapa aceptación relativa independiente del tiempo.

En el capítulo 13, se presentan los resultados de un análisis conjunto de la anisotropía de gran y pequeña escala angular utilizando datos combinados de ambos observatorios incluyendo un mapa celeste combinado y un espectro de potencia angular de todo el cielo en el rango de energías común entre ambos experimentos a ~ 10 TeV. Describiremos los métodos utilizados para combinar los datos de IceCube y HAWC, y abordaremos las incertidumbres y los efectos sistemáticos de ambos detectores en un estudio de la región de campo de visión común entre ambos observatorios. Por último, presentamos un resumen de las teorías e interpretaciones más relevantes respecto al origen de la anisotropía de rayos cósmicos de gran y pequeña escala.

Capítulo 2

RAYOS CÓSMICOS

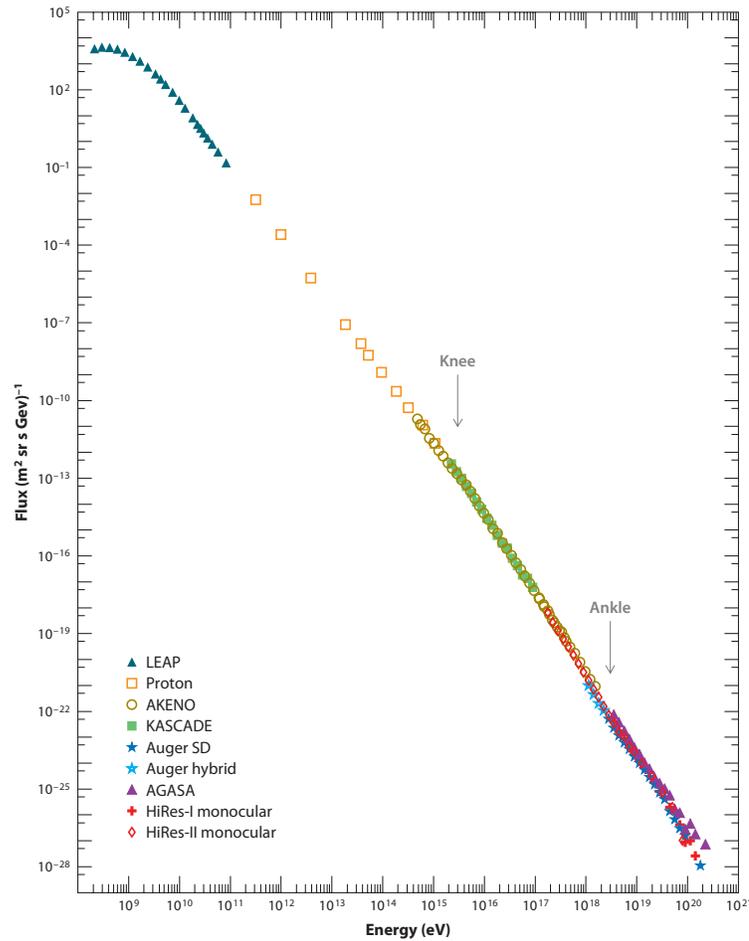


Figura 2.1: Espectro de flujo de rayos cósmicos en función de energía medido por varios experimentos (J. Beatty & S. Westerhoff [9]). El flujo de rayos cósmicos disminuye con la energía siguiendo aproximadamente una ley de potencia con un índice diferencial de $\alpha = \gamma + 1 \sim 2.7$ para energías menores a 10^{15} eV seguido por un empinamiento de $\Delta\gamma \sim 0.5$, a unos varios PeV, en la llamada “rodilla” y un aplanamiento a varios EeV y una supresión del flujo a ultra altas energías [10].

El estudio de los rayos cósmicos hace poco cumplió un siglo de edad. Éste se da a partir del descubrimiento de los rayos cósmicos tras una serie de experimentos al comienzo del siglo XX sobre la llamada *corriente oscura* de la electricidad. Este fenómeno, en el cual un electroscopio pierde su carga eléctrica, había sido observado desde 1785. Dichos experimentos llevaron a C. T. R. Wilson a postular la existencia de una radiación misteriosa que continuamente regeneraba iones en el aire del interior del electroscopio mediante los cuales se facilitaba conducción eléctrica que descargaba los electroscopios. A su vez, en 1895, W. C. Roentgen había descubierto los rayos X y H. Becquerel había descubierto la radiactividad tan solo un año más tarde. Tras varios estudios, se descubrió que ambas radiaciones eran capaces de descargar electroscopios, por lo que la misteriosa radiación fue atribuida a la presencia de materiales radiactivos en el medio ambiente.

Al cabo de la primera década del siglo XX, se llevaron acabo varios experimentos a diferentes altitudes con el fin de medir el grado de ionización producida por esta radiación. Siendo la superficie terrestre la principal fuente de materiales radiactivos, se anticipaba que la ionización disminuyera con la altura. En 1910 y 1911, T. Wulf y A. Gockel hicieron mediciones de dicha radiación ionizante, primero sobre la torre Eiffel, a una altura de 300 metros sobre la superficie y luego en globos, a alturas de hasta 4500 metros. En estos experimentos, encontraron que la ionización decrecía con la altura, pero menos de lo que se anticipaba [11].

En 1912, durante una serie de diez ascensos en globo a altitudes de hasta 5 km, Victor Hess hizo mediciones de esta radiación ionizante ambiental con electroscopios similares a los empleados por Wulf. Como se esperaba, al ascender el primer kilómetro, se midió un decrecimiento en la tasa de radiación. Esto indicaba que por lo menos una fracción de la radiación ambiental provenía del suelo. Conforme continuó en su ascenso, los instrumentos indicaron que la radiación aumentaba continuamente con la altitud (figura 2.2). Esta obser-

vacación, llevó Hess a postular que la radiación ionizante tenía que originarse en el espacio exterior. Las mediciones de Hess fueron confirmadas más tarde por W. Kolhöster en vuelos a mayor altitud [11, 12].

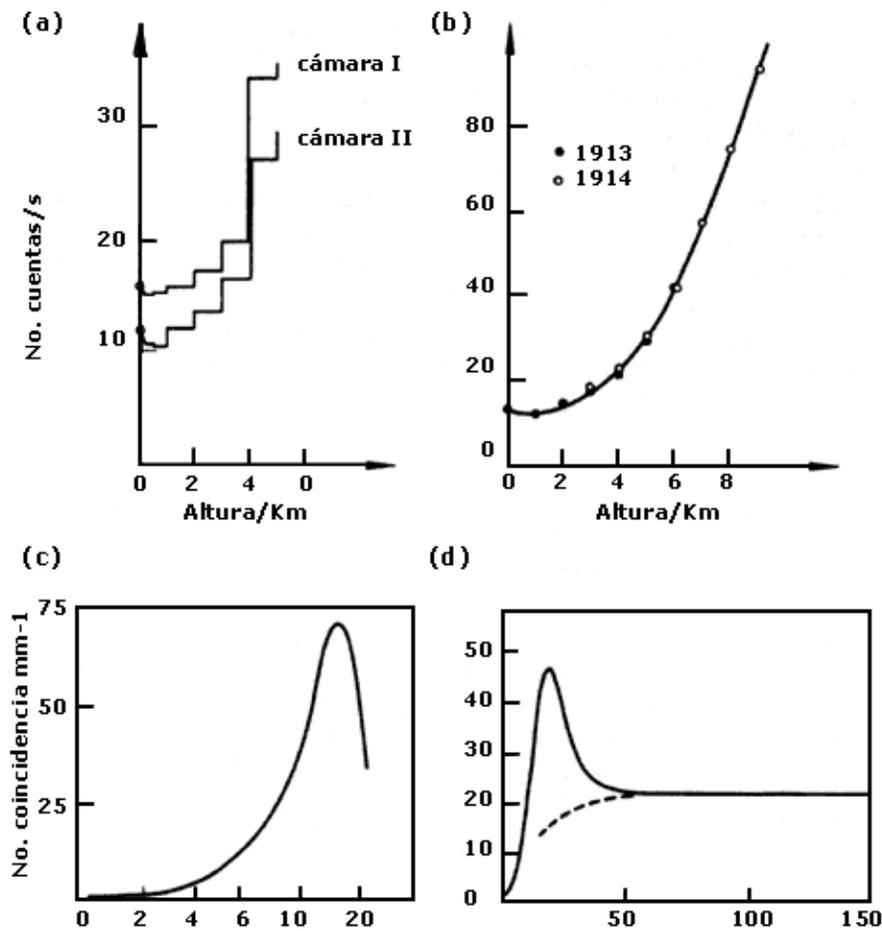


Figura 2.2: Variación de la intensidad de la radiación cósmica con la altura. Mediciones realizadas por: (a) Hess (1912); (b) Kolhöster (1913, 1914), (c) Pfozter (1936); y (d) en uno de los primeros vuelos en cohete. Las gráficas muestran el aumento de las radiaciones ionizantes con una mayor altitud sobre el nivel del mar (Fuente: Ref. [11]).

En 1938, Pierre Auger utilizó de contadores y cámaras de niebla colocadas en laboratorios en los Alpes para hacer mediciones y reveló la existencia de cascadas extensas de partículas en la atmósfera [13]. A partir de este descubrimiento se determinó que mayoría

de las partículas que llegan a la superficie de la Tierra son en realidad partículas secundarias producidas en la interacción de los rayos cósmicos primarios con átomos en la parte superior de la atmósfera. Auger estimó que un rayo cósmico primario requiere de una energía de más de 10^{15} eV para producir la densidad de las partículas observadas en la superficie. Al cumplir un siglo del descubrimiento de los rayos cósmicos, ha habido gran progreso en la comprensión de las principales características de estas partículas extraterrestres incluyendo su composición y espectro de energía. Sin embargo, la identificación de fuentes de rayos cósmicos continúa siendo un problema persistente.

Gran parte de los estudios sobre el origen de rayos cósmicos típicamente se basa en la comparación de observaciones de ondas electromagnéticas de diferentes longitudes (desde emisiones de radio de baja energía, a rayos γ de alta energía) y por medio de la detección de rayos cósmicos y de otros mensajeros cósmicos como los rayos γ y los neutrinos de alta energía. Esta tarea es compleja debido a las dificultades en la interpretación de las observaciones experimentales y porque las fuentes de los rayos cósmicos no se pueden observar directamente.

El modelo más aceptado en la actualidad es que los rayos cósmicos en el rango de energías entre TeV y PeV se producen por aceleradores astrofísicos dentro de nuestra galaxia. Estas partículas, que consisten principalmente de electrones, protones y de núcleos de átomos más pesados, son aceleradas por aceleradores astrofísicos tales como los remanentes de supernovas dentro de nuestra galaxia o por chorros gigantes formados mediante la acreción de materia en agujeros negros. De la misma forma pero a más altas energías, se postula que estas partículas también son aceleradas en los núcleos galácticos activos (AGN por sus siglas en inglés) o por los destellos de rayos gamma (GRB por sus siglas en inglés). La aceleración de choque difusa generada en los remanentes de supernovas (SNR por sus siglas en inglés) de origen galáctico fue postulada por primera vez por Baade y Zwicky en

1934 [14] y posteriormente formalizada por Fermi en 1949 [15].

2.1. Mecanismos de aceleración

Las primeras teorías sobre posibles formas de acelerar los rayos cósmicos estaban basadas en la teoría clásica del electromagnetismo, siendo ésta la única herramienta de que se disponía en el momento. La primera teoría cuantitativa capaz de hacer predicciones comparables con las observaciones fue la que Enrico Fermi formuló en 1949 y que presentaremos a continuación.

2.1.1. Aceleración de Fermi de segundo orden

La aceleración de Fermi de segundo orden se basa en el principio de que las partículas cargadas pueden adquirir energía al chocar con nubes magnetizadas con velocidades distribuidas al azar. Una analogía que se utiliza frecuentemente para describir este proceso es la del impacto de una raqueta con una pelota de tenis. Si la pelota (que en este caso corresponde a la partícula) y la raqueta (que corresponde a la nube magnetizada) se mueven en dirección contraria y experimentan una colisión “de frente”, la pelota es acelerada. En cambio, si la raqueta y la pelota se mueven en la misma dirección (colisión “de cola”), la pelota sufre una desaceleración en la que pierde energía. Estas colisiones se muestran en la figura 2.3 y pueden suceder de dos formas: En el primer caso, la partícula entra en una región con un campo magnético con un gradiente. Una vez ahí, el ángulo de paso aumenta hasta que el plano de giro es perpendicular al campo y entonces la partícula se refleja. El segundo caso corresponde al de una partícula guiada por una línea de campo magnético con una fuerte curvatura. Si el campo magnético se encuentra en movimiento, la partícula puede adquirir o perder energía en el encuentro.

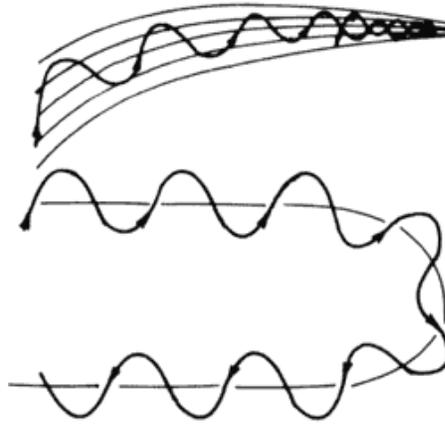


Figura 2.3: Colisión de una partícula cargada con campos magnéticos. La partícula puede rebotar (arriba) o ser guiada alrededor de la fuerte curvatura (abajo) de la línea de campo. Si el campo magnético está en movimiento, la partícula puede ganar o perder energía en el encuentro (J. A. Otaola and J. F. Valdés Galicia, 2016 [11]).

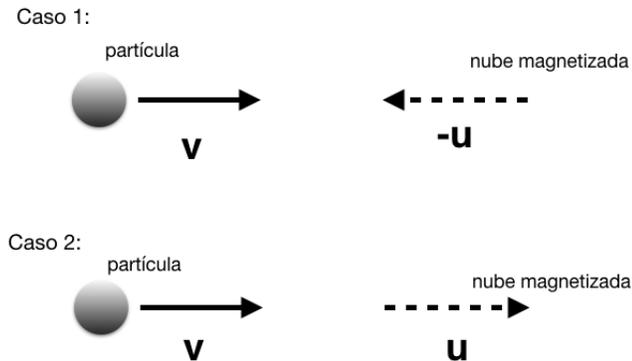


Figura 2.4: Representación esquemática de la energía adquirida por una partícula a través de la aceleración de Fermi de segundo orden. (Adaptado de Ref. [16]).

Supongamos que una partícula con carga eléctrica de masa m que se mueve a través del espacio con velocidad \mathbf{v} es reflejada magnéticamente por una nube de gas con velocidad \mathbf{u} y masa M ($M \gg m$). Si \mathbf{u} y \mathbf{v} son anti-paralelas (caso 1 en la figura 2.4), el incremento en energía de la partícula en el caso no-relativista se puede expresar de la siguiente forma:

$$\Delta E_1 = \frac{1}{2}m(v+u)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(2uv + u^2). \quad (2.1)$$

En el segundo caso de la figura 2.4, en el cual \mathbf{u} and \mathbf{v} son paralelos, la partícula pierde una energía equivalente a:

$$\Delta E_2 = \frac{1}{2}m(v-u)^2 - \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(-2uv + u^2), \quad (2.2)$$

y como $\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2 = mu^2$, en promedio, la partícula incrementa en energía con un aumento relativo de

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\left(\frac{u}{v}\right)^2. \quad (2.3)$$

En el caso relativista (véase [17]), desde el marco de reposo

$$E'_1 = \gamma E_1(1 - \beta \cos \theta_1), \quad (2.4)$$

donde $\gamma \equiv 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ es el factor Lorentz y $\beta = u/c \ll 1$ corresponde a la velocidad de la nube. Suponemos una colisión elástica tal que $E'_2 = E'_1$. En el marco del laboratorio, la energía tras la colisión es

$$E_2 = \gamma E'_2(1 - \beta \cos \theta'_2), \quad (2.5)$$

y el cambio de energía es

$$\frac{\Delta E}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1}{1 - \beta^2} - 1. \quad (2.6)$$

Suponiendo que las velocidades de las nubes están distribuidas al azar, $\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$. La probabilidad de tener colisiones depende de la velocidad relativa entre la partícula y la nube con lo cual son más probables las colisiones “de frente” que la de colisiones “de

cola". De esta forma, las partículas extraen energía neta de las nubes y así son aceleradas y $\langle \cos \theta_1 \rangle = -\beta/3$, tal que

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{1 + \beta^2/3}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta^2. \quad (2.7)$$

El mecanismo que acabamos de describir se conoce como *aceleración Fermi de segundo orden* ya que la ganancia de energía es cuadrática respecto a la velocidad de la partícula. El proceso es capaz de producir un espectro de rayos cósmicos de ley de potencias, similar al que se observa. Sin embargo, aunque este sencillo cálculo parece ser una buena aproximación a la realidad, la ganancia de energía adquirida en cada colisión ($\propto u^2$) es muy pequeña debido a las bajas velocidades de las nubes ($u \ll v \sim c$). Esto implica que el proceso requiere tiempos muy largos para acelerar las partículas. Otro problema es que, mientras que las partículas adquieren energía en las colisiones, también la pierden por medio de la ionización. Por esta razón, la aceleración de segundo orden sólo es eficiente para partículas que cuentan con una mínima energía de inyección (alrededor de los 10^8 eV en el caso de protones, y aún mayor para núcleos más pesados) [11].

2.1.2. Aceleración Fermi de primer orden

En vista de los problemas que presenta el modelo de aceleración de Fermi de segundo orden, en 1954 surgió una nueva idea: si, en lugar de acelerar las partículas en nubes magnéticas distribuidas al azar, este proceso se produjera alrededor de los límites de una onda de choque fuerte, entonces podríamos conseguir que los rayos cósmicos adquirieran energía de manera mucho más rápida. Una onda de choque es una discontinuidad brusca en las propiedades de un gas que se propaga a velocidades mayores que la velocidad del sonido en el medio. Por ejemplo, una onda de choque creada por la explosión de una supernova

puede alcanzar velocidades de hasta 10^4 km/s, mucho mayores que la del sonido en dicho medio (10 km/s) [11].

Consideremos ahora lo que sucedería con una población de partículas previamente aceleradas que se encuentran en la región cercana a una onda de choque magnético moviéndose a través del medio interestelar con velocidad U , como se muestra en la figura 2.5a. Frente a la onda de choque se encuentra la región denominada “corriente abajo” con densidad ρ_d , presión P_d y temperatura T_d . Detrás de la onda de choque, correspondientemente la región denominada “corriente arriba” tiene densidad, presión y temperatura ρ_u , P_u y T_u . En el marco de referencia de la onda de choque (figura 2.5b), el material de la región “corriente abajo” se aproxima al choque con velocidad $v_d = U$, mientras que el gas en la región “corriente arriba” se aleja a una velocidad v_u . A base de conservación del número de partículas, podemos determinar la proporción de v_u a v_d :

$$\rho_u v_u = \rho_d v_d. \quad (2.8)$$

Si c_p y c_v son respectivamente, capacidad calorífica en cada región, se espera que en las ondas de choque se mantenga la relación

$$\rho_u / \rho_d = \frac{(c_p / c_v + 1)}{(c_p / c_v - 1)}, \quad (2.9)$$

En el caso de un plasma completamente ionizado, $c_p / c_v = 5/3$ por lo cual $v_d / v_u = 4$. Como se ve en la figura 2.5b, el gas fluye lejos del frente de la onda de choque con velocidad $v_u = \frac{1}{4}U$. En el marco de reposo de la región “corriente abajo”, mostrado en la figura 2.5c, las partículas de la región “corriente arriba” se aproximan al frente con una velocidad $\frac{3}{4}U$. En el marco de reposo de la región “corriente arriba”, mostrado en la figura 2.5d, las partículas corriente abajo también fluyen hacia la región con una

velocidad $\frac{3}{4}U$. Las partículas que cruzan el frente la onda de choque desde las regiones “corriente arriba” o “corriente abajo” probablemente tendrán una colisión frontal y por lo tanto incrementarán en energía. Este proceso es mucho más rápido que el proceso de

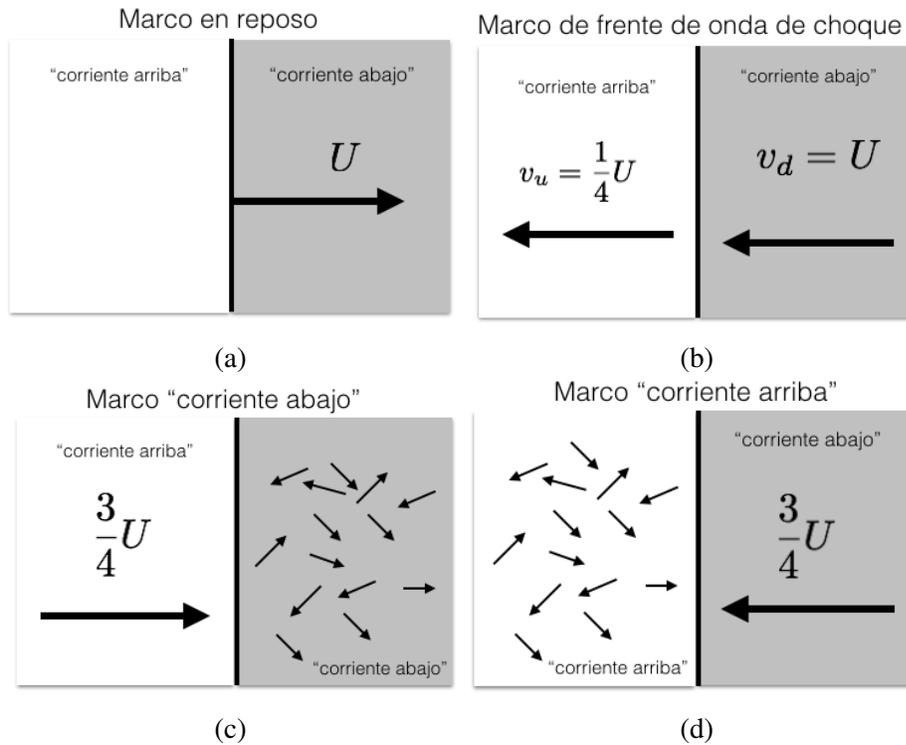


Figura 2.5: Aceleración de Fermi de primer orden como se muestra en el marco de referencia de (a) un observador en reposo, (b) el frente de choque, (c) la región corriente abajo, y (d) la región corriente arriba. Obsérvese que en los marcos de referencia tanto de las regiones aguas arriba como aguas abajo, las partículas entran con $v = 3/4U$.

aceleración de segundo orden y también produce un espectro de rayos cósmicos con una ley de potencias con exponente cercano a ~ 2.5 . Para ello, solamente se requiere que la discontinuidad sea grande y que exista una población de partículas previamente acelerada por otros mecanismos, que bien podrían ser ráfagas estelares similares a las de nuestro Sol o algunos otros procesos que mencionaremos en la siguiente sección.

El incremento en energía total de una partícula que se encuentra con el frente de onda

de choque es:

$$\begin{aligned}
 \Delta E &= \frac{1}{2}m(v + (v_u - v_d))^2 - \frac{1}{2}mv^2 & (2.10) \\
 &= \frac{1}{2}m(2v(v_u - v_d) + (v_u - v_d)^2) \\
 &\approx mv(v_u - v_d) ,
 \end{aligned}$$

donde $(v_u - v_d) = \frac{3}{4}U$ en la figura 2.5 y la simplificación en el último paso se debe a que $v \gg u_u, u_d$, por lo cual el termino linear es el dominante. El incremento relativo es entonces $\Delta E/E \approx 2(v_u - v_d)/v$.

En el caso relativístico la ecuación 2.6 cambia a

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 - \beta \cos \theta_u + \beta \cos \theta'_d - \beta^2 \cos \theta_u \cos \theta'_d}{1 - \beta^2} - 1 . \quad (2.11)$$

En este caso, el flujo incidente al plano tiene $\langle \cos \theta_1 \rangle = -2/3$ y el flujo emergente tiene las mismas características pero dirección opuesta; $\langle \cos \theta_2 \rangle = 2/3$ y esto cambia el resultado final a

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{1 + 4\beta/3 + 4\beta^2/9}{1 - \beta^2} - 1 \sim \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3} \frac{v_u - v_d}{c} . \quad (2.12)$$

A este método se le conoce como aceleración Fermi de primer orden debido a su similitud con la teoría original de Fermi de segundo orden. Este proceso puede acelerar partículas a energías de hasta 100 TeV, lo que proporciona la energía de inyección requerida para el mecanismo de segundo orden.

Si asumimos que en cada interacción con la onda de choque la partícula experimenta un pequeño incremento ϵ en su energía original E_0 , tras n colisiones la energía sería $E_n = E_0(1 + \epsilon)^n$ y el número de colisiones necesarias para alcanzar la energía E_n , es

$$n = \frac{\log E_n/E_0}{\log 1 + \epsilon} . \quad (2.13)$$

Si p_e es probabilidad de escapar de la región de aceleración en cada encuentro, la probabilidad de no escapar es $(1 - p_e)$. Después de n colisiones, la probabilidad de que la partícula no haya escapado es $(1 - p_e)^n$. Esto implica que el número de partículas con energías superiores a E es

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - p_e)^m \sim \frac{(1 - p_e)^n}{p_e} . \quad (2.14)$$

Combinando las ecuaciones 2.13 y 2.14, obtenemos el espectro integral de energía

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{p_e} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} , \quad (2.15)$$

donde

$$\gamma = \log \frac{1}{1 - p_e} / \log(1 + \epsilon) \sim \frac{p_e}{\epsilon} . \quad (2.16)$$

En el caso en que la aceleración se produce en un frente de onda de choque,

$$\gamma = \frac{p_e}{\epsilon} = \frac{3}{v_u/v_d - 1} . \quad (2.17)$$

La onda de choque solo se forma en flujos supersónicos de tal que $v_u/v_{\text{sonido}} > 1$, donde v_{sonido} es la velocidad del sonido en el gas. Utilizando la ecuación 2.17 para la aceleración de choque y aplicando la conservación de energía a los flujos de “corriente arriba” y “corriente abajo” ($\rho_u v_u = \rho_d v_d$), más la teoría cinética de gases completamente ionizados,

$$\frac{v_u}{v_d} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(c_p/c_v + 1)(v_u/v_{\text{sonido}})^2}{(c_p/c_v - 1)(v_u/v_{\text{sonido}})^2 + 2} , \quad (2.18)$$

con $c_p/c_v = 5/3$, obtenemos

$$\gamma \approx 1 + \frac{4}{(v_u/v_{\text{sonido}})^2} . \quad (2.19)$$

En el caso de choques fuertes, $v_u \gg v_{\text{sonido}}$ por lo cual $\gamma \sim 1$ y el índice espectral diferencial es $\gamma + 1 = 2$. En realidad éste no coincide exactamente con las mediciones del espectro general de rayos cósmicos ($\gamma + 1 \sim 2.7$), pero se cree que la diferencia en el índice espectral observado se debe a efectos de propagación.

2.2. Fuentes de rayos cósmicos

Para acelerar una partícula cargada hasta las energías observadas, se requieren muchos cruces de frente de onda de choque . Esto requiere una cierta combinación de la intensidad del campo magnético y el radio de un ambiente de aceleración, conocido como el “criterio de Hillas” [18]:

$$\frac{E}{\text{PeV}} < \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{R_L}{\text{pc}} \right) Z\beta , \quad (2.20)$$

donde B es el campo magnético en unidades de μG , R_L es radio de Larmor en unidades de pársecs (pc), E es energía de rayos cósmicos en unidades de PeV, Z es número de unidades de carga y β es la velocidad de choque frontal como fracción de la velocidad de la luz. Esta relación se representa gráficamente en la figura 2.6, donde se muestran varios tipos de objetos astrofísicos según su potencial para acelerar los rayos cósmicos hasta energías de $\sim 10^{20}$ eV o más alto.

Los remanentes de supernova (SNR) en nuestra galaxia producen fuertes ondas de choque de expansión de materia ionizada que pueden acelerar partículas a altas energías de hasta 1 PeV. La posible conexión entre las supernovas y los rayos cósmicos fue sugerida por primera vez en 1934 por Baade y Zwicky [19], y posteriormente desarrollada por Ginzburg y Syrovatskii [20]. Desde un punto de vista energético, sólo el 1% de la producción de

energía de las SNR es suficiente para explicar la densidad de energía de los rayos cósmicos en el volumen de la Galaxia. Por otro lado, de acuerdo con la ecuación 2.20, los rayos cósmicos de mayor energía no pueden ser confinados dentro de nuestra galaxia

Las fuentes extragalácticas alimentadas por agujeros negros masivos en los centros de las galaxias son abundantes y lo suficientemente poderosas como para ser responsables del espectro de rayos cósmicos por encima de la llamada “rodilla” en la figura 2.1. Estos agujeros negros pueden tener tasas masivas de acreción de la materia cercana que conducen a la emisión de chorros potentes a lo largo del eje de rotación. Estos procesos son episódicos teniendo duraciones de entre millones y decenas de millones de años. Dependiendo del ángulo de visión, estos fenómenos se llaman cuasares, blazares o radio-galaxias. Todos estos objetos se clasifican como núcleos galácticos activos (AGN). También hay fuertes eventos transitorios llamados destellos de rayos gamma (GRBs) que liberan suficiente energía para ser contribuyentes significativos a la densidad de los rayos cósmicos en el universo. Por otro lado, un estudio de IceCube sobre la observación nula de neutrinos inducidos por GRBs [21] indica que éstos no pueden ser la fuente de los rayos cósmicos de mayor energía al menos que el flujo de neutrinos producidos en GRBs haya sido sobreestimado y la eficiencia de la producción de neutrinos sea mucho más baja de lo predicho en el modelo utilizado por IceCube.

2.3. Propagación de los rayos cósmicos

Mucho de lo que sabemos sobre la propagación de los rayos cósmicos en la Galaxia proviene del estudio de sus abundancias químicas. Utilizando las secciones transversales de fragmentación de las partículas, es posible estimar la cantidad de materia que los rayos cósmicos primarios necesitan atravesar para producir las abundancias secundarias observa-

das. Por mediciones de la composición química de núcleos estables en la radiación cósmica, sabemos que ésta atraviesa alrededor de 50 kg/m^2 de material interestelar al viajar desde sus fuentes hasta la Tierra. Si el medio por el que viaja una partícula tiene una densidad promedio de unos 3×10^5 átomos por m^3 ($\rho \sim 3 \times 10^{-19} \text{ g/cm}^3$) y si su velocidad es cercana a la de la luz, tardará unos cuantos millones de años para atravesar 50 kg/m^2 . Para medir esta edad de manera más precisa se necesitan isótopos cuya vida media sea comparable con la cruda estimación hecha arriba. Los isótopos más comúnmente utilizados en estos estudios son ^{10}Be y ^{26}Al , cuyas vidas medias son 1.6 y 0.87 millones de años respectivamente [11].

El alto nivel de isotropía en los rayos cósmicos galácticos también favorece largos tiempos de confinamiento sobre los cuales las trayectorias de los rayos cósmicos son codificadas por el campo magnético galáctico. La evolución de la relación de secundaria a primaria indica que los rayos cósmicos de mayor energía viajan a través de menos materia que los de baja energía. Esta observación tiene dos consecuencias importantes: los rayos cósmicos de alta energía tienen tiempos de confinamiento más cortos (porque perciben menos materia), y también que la propagación y la aceleración son dos procesos separados que ocurren en lugares distintos.

La distribución observada de las direcciones de arribo en rayos cósmicos de TeV se forma principalmente a base de la difusión de estos en el campo magnético galáctico. Reconstruir el trazo de un rayo cósmico a través de la Galaxia es un complejo problema multidimensional el cual ha sido tratado analíticamente por Ginzburg y Syrovatskii en Ref. [20]. La denominada ecuación de transporte o difusión

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{N}}{\partial t} &= \nabla \cdot (D_i \nabla \mathcal{N}_i) - \frac{\partial}{\partial E} [b_i(E) \mathcal{N}_i(E)] - \nabla \cdot \mathbf{u} \mathcal{N}_i(E) \\ &+ Q_i(E, t) - p_i \mathcal{N}_i + \frac{v \rho}{m} \sum_{k \geq i} \int \frac{d\sigma_{i,k}(E, E')}{dE} \mathcal{N}_k(E') dE' , \end{aligned} \quad (2.21)$$

describe la densidad numérica de rayos cósmicos por tiempo de una energía, posición y tipo de partículas. El primer término en el lado derecho de la ecuación (2.21) corresponde a la difusión, donde D es el coeficiente de difusión que puede expresarse como una función de la velocidad de las partículas v y el camino libre medio de difusión λ_D como

$$D = \frac{1}{3} \lambda_D v . \quad (2.22)$$

Los valores típicos de D se obtienen haciendo un ajuste de los datos de rayos cósmicos incluyendo la razón de boro a carbono B/C. A una energía de ~ 1 GeV/nucleón, $D \sim (3 - 5) \times 10^{28} \text{cm}^2/\text{s}$, y aumenta con rigidez magnética R como $R^{0.3} - R^{0.6}$ en diferentes modelos de difusión. El segundo término de la ecuación (2.21) representa el cambio en la energía de la partícula durante la propagación, $b_i(E) = dE/dt$ (ya sea por pérdidas por ionización o ganancias mediante la re-aceleración). El tercer término corresponde a la convección, caracterizado por la convección por viento galáctico. La velocidad \mathbf{u} corresponde al movimiento masivo del plasma de rayos cósmicos. El cuarto término, $Q_i(\mathbf{x}, E, t)$ es el término de fuente que se refiere a la fuente, situada en \mathbf{x} , y que inyecta partículas de tipo i con energía E en tiempo t . El quinto término, p_i , representa la pérdida de partículas de tipo i por decaimiento o por colisiones:

$$p_i = \frac{v\rho\sigma_i}{m} + \frac{1}{\gamma\tau_i} = \frac{v\rho}{\lambda_i} + \frac{1}{\gamma\tau_i} , \quad (2.23)$$

donde λ_i es el camino libre medio para colisiones en un medio con densidad ρ y $\gamma\tau_i$ es el tiempo de vida del núcleo. El último término representa la alimentación de partículas de tipo k en el tipo i mediante procesos de fragmentación, donde $\sigma_{i,k}$ es la sección transversal de la fragmentación dependiente de la energía. Sin tomar en cuenta los términos de pérdida de energía y convección y asumiendo una función delta para el término de fuente, la

solución se convierte en una función exponencial simple, con forma

$$N(E, t) = N_0(E) \exp(-t/\tau_e). \quad (2.24)$$

Esta simplificación muestra que los rayos cósmicos pueden propagarse dentro de un volumen h^3 teniendo un tiempo medio de escape $\tau_e \gg h/c$, en lo que atraviesan una cantidad de material $\lambda_e = \rho v_p \tau_e$. Un modelo más simple es el conocido como la “caja con fugas” (*leaky box*). Asumiendo equilibrio donde el lado izquierdo en la ecuación 2.21 es cero:

$$\frac{N_i(E)}{\tau_e(E)} = Q_i(E) - \left(\frac{v_p \rho}{m} \frac{1}{\gamma \tau_i} \right) N_j(E) + \frac{v_p \rho}{m} \sum_{k>i} \sigma_{i,k} N_k(E), \quad (2.25)$$

y asumiendo solo protones, podemos ignorar el término de decaimiento y por fragmentación de elementos más pesados con la sustitución $v_p \rho = \lambda_e \tau_e$, tenemos

$$N_P(E) = \frac{Q_P(E) \tau_e(E)}{1 + \lambda_e(E)/\lambda_P}. \quad (2.26)$$

Como el camino libre medio de protones es $\lambda_P \sim 55 \text{ g/cm}^2 \gg \lambda_e$,

$$N_P(E) \approx Q_P(E) \tau_e(E). \quad (2.27)$$

Para determinar la dependencia energética de τ_e , utilizamos la relación al camino medio de escape determinado experimentalmente [17]:

$$\lambda_e = 10.8 \text{ g/cm}^2 \beta \left(\frac{4}{R} \right)^{-\delta}, \quad (2.28)$$

donde $\beta = v_p c$ y R es la rigidez en unidades de GV, y a base de observaciones de la proporción de boro y carbón, $\delta \approx 0.6$. Utilizando el espectro diferencial observado ($\gamma+1 \sim$

2.7), se requiere que

$$\begin{aligned} Q(E) \propto E^{\gamma+1+\delta} &= E^{-2.7+.6} \\ &= E^{-2.1}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

lo cual concuerda con la expectativa a base de la aceleración de Fermi de primer orden.

Este modelo básico de propagación de rayos cósmicos en la Galaxia predice valores del espectro de energía en acuerdo con los datos observados. En muchos casos, la ecuación de transporte suele ser intratable y no es posible encontrar soluciones de forma analítica por lo cual es necesario utilizar software numérica como GALPROP [22] para llevar a cabo este tipo de cálculo. Este modelo de propagación predice, en promedio, una distribución completamente isotrópica de los rayos cósmicos en promedio y esto tiene el efecto de producir una redistribución de la energía de las partículas aceleradas. Por lo tanto, el espectro de energía de los rayos cósmicos observados en la Tierra es el resultado del espectro inyectado en el sitio de la aceleración y su deformación inducida por la propagación en el medio interestelar. Si bien, en promedio se predice una distribución isotrópica, en cualquier realización de dicha distribución habrá fluctuaciones además que puede haber fuentes jóvenes cercanas que contribuirían a producir una anisotropía como se verá más adelante.

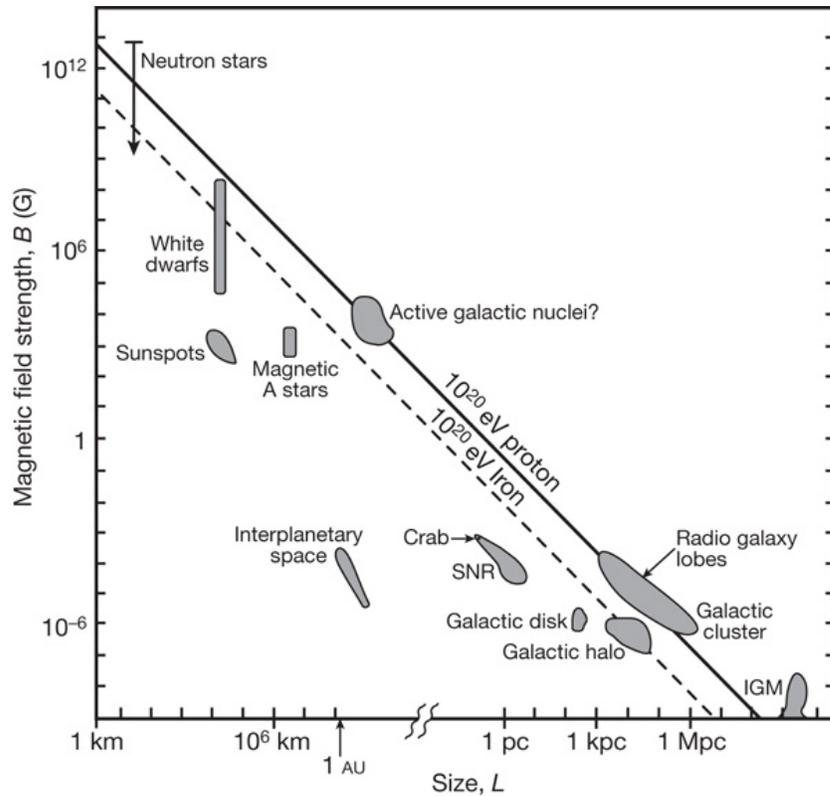


Figura 2.6: Los procesos de aceleración no exótica requieren que una partícula se confine dentro de una región (de tamaño L) donde están presentes los choques de campo magnético (con un valor de intensidad de campo de B). Una vez que la partícula alcanza su máxima energía, entonces el campo magnético no es capaz de mantener la partícula confinada dentro de la región de aceleración y la partícula escapa. Esto da un valor aproximado para la energía máxima alcanzable de $E_{\max} \propto BL$, mostrada como una línea sólida/discontinua para núcleos proton/hierro de 10^{20} eV, respectivamente [18].

Capítulo 3

DETECCIÓN Y MEDICIÓN DE RAYOS CÓSMICOS

3.1. Principio de detección

Los observatorios espaciales son capaces de detectar directamente los rayos cósmicos primarios con energías menores a 10^{15} eV. Sin embargo, como vimos en la figura 2.1, el flujo de estos se ve reducido significativamente entre mayor sea su energía. Es por eso que a altas energías, los estudios típicamente se basan en observaciones por detectores terrestres a través de la detección de las partículas secundarias que se producen después de que los rayos cósmicos primarios interactúan en la atmósfera de la Tierra. Cuando un rayo cósmico de alta energía entra en la atmósfera, este pierde su energía a través de interacciones con las moléculas de aire. Si la energía de las partículas es lo suficientemente alta, estas interacciones producen otras partículas. Estas nuevas partículas continúan creando nuevas partículas sucesivamente en un proceso de multiplicación conocido como *cascada de partículas* por su semejanza a una cascada de partículas relativistas viajando a través de la atmósfera a la velocidad de la luz. Este proceso continua hasta que la energía promedio por partícula cae por debajo de 80 MeV. Abajo de esta energía, las interacciones conducen a la absorción de las partículas y la cascada comienza a desvanecerse. El máximo de la cascada, corresponde a la altura a la que el número de partículas llega a su máximo antes de comenzar a desvanecerse. Aunque el número de partículas en la cascada puede disminuir, el tamaño de la cascada siempre aumenta debido a que las interacciones causan que las partículas se distribuyan lateralmente, alejándose unas de otras.

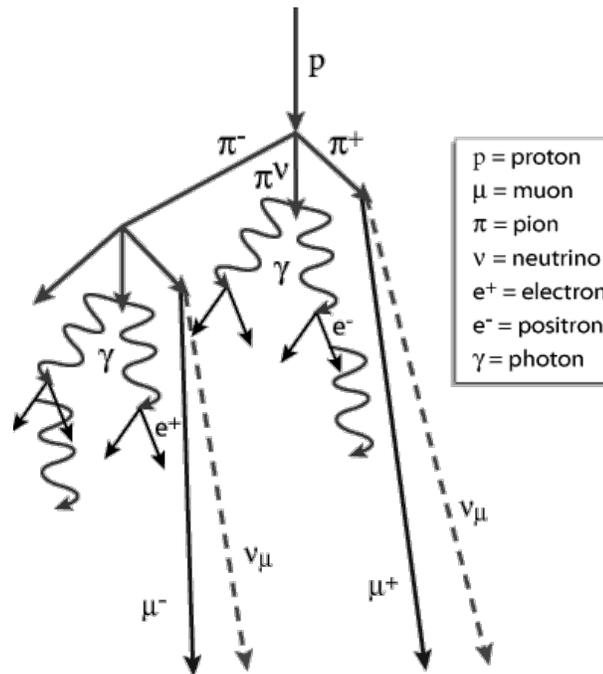


Figura 3.1: Desarrollo de una cascada atmosférica producida por un protón (fuente: www.hawc-observatory.org)

Cuando el frente de la cascada llega a la superficie terrestre, éste tiene mide de orden \sim 100 metros de longitud y de 1 á á 2 metros de ancho en el caso una cascada de 1 TeV. Si el rayo cósmico primario es un fotón (rayo- γ), la cascada contiene solo electrones, positrones y rayos γ . En cambio, si el rayo cósmico primario es un núcleo, la cascada también contiene muones, neutrinos y hadrones (protones, neutrones y piones). El número de partículas en la cascada depende de la energía del rayo cósmico primario, la profundidad dentro de la atmósfera en que se hace la observación y de las fluctuaciones en el desarrollo de la cascada. En el caso de un rayo cósmico, los muones producidos pueden atravesar a grandes profundidades bajo la superficie de la roca (o hielo en caso de IceCube).

3.2. Detectores de rayos cósmicos

3.2.1. La propagación de leptones con carga eléctrica

Los leptones de carga eléctrica (como son los electrones, muones y taus) pierden energía mientras atraviesan la materia por medio de varios procesos, los cuales incluyen ionización, radiación bremsstrahlung (o radiación de frenado), producción de pares (electrón-positrón) y radiación Cherenkov. Las pérdidas de energía continuas suelen asociarse con la ionización del material en la trayectoria de la partícula cargada, mientras que otros procesos tales como la producción de pares, bremsstrahlung, o las interacciones foto-nucleares son de naturaleza estocástica [11].

Las electrones con energías inferiores a ~ 30 MeV pierden energía predominantemente a través de la ionización, mientras que las pérdidas por bremsstrahlung dominan a energías superiores a ~ 100 MeV [23]. Las significativas pérdidas de energía que sufren los electrones limitan su rango de propagación al atravesar un medio denso. Por esta razón, los electrones por lo general no alcanzan profundidades superiores a unas cuantas unidades en equivalente de metros de agua y consecuentemente sólo pueden detectarse a nivel de la superficie. Siendo que las pérdidas por bremsstrahlung son inversamente proporcionales al cuadrado de la masa de la partícula ($\propto m^{-2}$), los muones tienen una menor tasa de pérdida de energía que los electrones y por lo tanto un rango de alcance mucho más largo ($m_\mu \sim 2000m_e$). En el caso de muones de alta energía, las pérdidas continuas de energía pueden ser parametrizadas a través de la ecuación

$$-\frac{dE}{dX} \approx a(E) + b(E) E, \quad (3.1)$$

donde $a(E)$ es la pérdida por ionización y $b(E) = b_p(E) + b_b(E) + b_n(E)$ es la suma

de coeficientes de todos los procesos radiativos: producción de pares e^+e^- (b_p), bremsstrahlung (b_b) e interacción fotonuclear (b_n). En el caso de hielo, $a \sim 0.26 \text{ GeV/mwe}^1$ y $b \sim 3.57 \times 10^{-4}/\text{mwe}$ [23], siendo ambas cantidades poco dependientes de la energía. La ecuación (3.1) implica un alcance máximo para los muones energéticos. El alcance medio X_0 de un muón con energía inicial E_0 se da por

$$X_0 \approx \frac{1}{b} \ln \left[1 + \frac{b}{a} E_0 \right]. \quad (3.2)$$

Como ejemplo, el alcance medio de un muón de 200 TeV es de aproximadamente 15.8 km en hielo.

3.2.2. Radiación Cherenkov

Cuando una partícula relativista con carga eléctrica atraviesa un medio refractivo (como es el caso de un electrón o un muón en agua o hielo), ésta produce radiación Cherenkov siempre y cuando su velocidad v_p sea mayor que la velocidad de la luz en el medio. La velocidad de la luz en un medio dieléctrico v_m se da por medio de la ley de Snell:

$$v_m = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} = \frac{c}{n}, \quad (3.3)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, ϵ_r y μ_r son respectivamente las permitividad eléctrica relativa (o constante dieléctrica) y la permeabilidad magnética relativa del medio dieléctrico, y n es el índice de refracción. En nuestro caso solo consideramos materiales transparentes no magnéticos con $\mu = 1$, lo que implica que la condición para la emisión de Cherenkov es $v_p > c/\sqrt{\epsilon}$. La interferencia constructiva de las ondas electromagnéticas crea un frente de onda en forma de cono, característico de la luz de Cherenkov. Como podemos

¹unidad equivalente a un metro de agua en la atenuación de rayos cósmicos

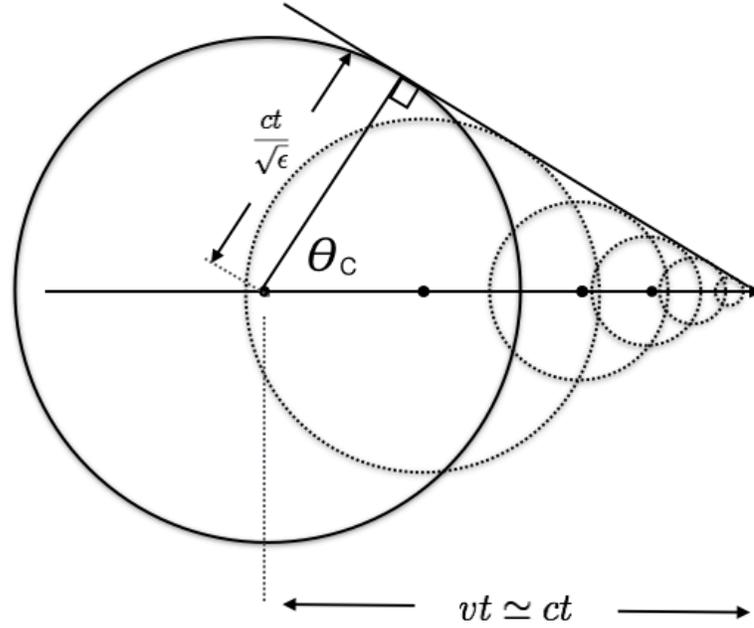


Figura 3.2: Ilustración de la emisión de radiación Cherenkov por una partícula altamente relativista ($\beta \sim 1$) la cual atraviesa un medio con índice de refracción n . Las ondas emitidas en los diferentes puntos a lo largo del trazo se suman constructivamente para formar un frente de onda cónico con ángulo de apertura θ_c .

ver en la figura 3.2, la distancia atravesada por una partícula con velocidad v_p en un tiempo t es $r_p = v_p t$, mientras que la distancia atravesada por el frente de una onda esférica desde el mismo punto de origen es $r_c = v_m t = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} t$. Por medio de geometría podemos ver en la figura 3.2 que por medio del complemento de θ_c

$$\frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} t = v_p t \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_c\right), \quad (3.4)$$

$$\frac{1}{\beta \sqrt{\epsilon_r}} = \cos(\theta_c), \quad (3.5)$$

$$\frac{1}{\beta n} = \cos(\theta_c), \quad (3.6)$$

donde $\beta = v_p/c$. Si la partícula es ultra-relativista, $\beta \sim 1$ y por lo tanto

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{n}. \quad (3.7)$$

Como ejemplo, un muón relativista que viaja a través del hielo ($n = 1.35$) produciría un cono de luz con un ángulo de $\theta_c \sim 42.2^\circ$ mientras que el mismo en agua ($n = 1.33$) produciría un cono de luz con un ángulo de $\theta_c \sim 41.2^\circ$. En realidad n no es una constante sino una función que depende de la frecuencia angular de la luz ω y de la temperatura (y salinidad en el caso del agua).

La pérdida de energía por una partícula relativista en un medio dieléctrico (polarizable) por excitación se da por medio de la fórmula Frank-Tamm [24]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \int_{n^2(\omega) > (\beta^{-2})} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right) d\omega, \quad (3.8)$$

con $z = 1$ en nuestro caso. En (3.8), $n^2(\omega)$ depende de la frecuencia angular de acuerdo a

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (3.9)$$

donde N corresponde al número de átomos por unidad de volumen en el material y ω_0 es la frecuencia natural de oscilación de éstos. El integrando de (3.8) corresponde a la intensidad de la radiación emitida como función de la frecuencia angular

$$I(\omega) \propto \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right) = \omega \sin^2(\theta_c), \quad (3.10)$$

y en términos de la longitud de onda,

$$I(\lambda) = \frac{d^2 N}{d\lambda dx} \propto \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) = \frac{1}{\lambda^2} \sin^2(\theta_c). \quad (3.11)$$

Como podemos ver, la intensidad de la radiación aumenta como el inverso del cuadrado de la longitud de onda. De acuerdo a (3.10) y (3.13) la intensidad aumenta sin límite de la misma forma que la fórmula Rayleigh-Jeans produce la *catástrofe ultravioleta*. En realidad

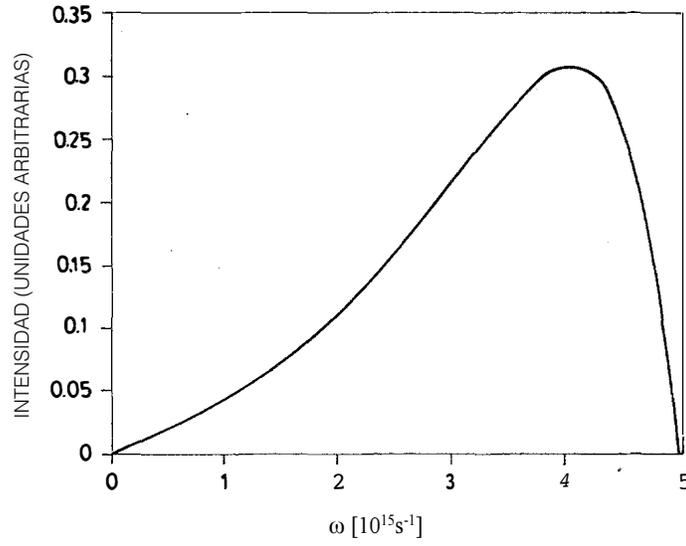


Figura 3.3: Espectro teórico de Cherenkov de radiación inducida en el agua ($n = 1.33$) con $\beta = 0.8$ (Imagen: Ref. [25]).

la constante dieléctrica ϵ que caracteriza el comportamiento óptico del medio tiene un valor complejo donde la parte real corresponde al índice de refracción n , mientras que la parte imaginaria corresponde al parámetro de absorción k :

$$n = \Re(\epsilon), \quad (3.12)$$

$$k = \Im(\epsilon).$$

El componente imaginario introduce un término de amortiguamiento en la ecuación (3.8) que reduce la intensidad de radiación a altas frecuencias de forma exponencial como se puede ver en la figura 3.3 que muestra la intensidad de radiación Cherenkov como función

de la frecuencia angular ω basada en teoría (de Ref. [25]).

La luz de Cherenkov emitida por partículas cargadas relativistas puede ser detectada por medio de sensores ópticos un medio transparente y oscuro. Tal es el caso de IceCube que utiliza hielo glacial o el de HAWC que utiliza agua líquida como medio dieléctrico. La sensibilidad de estos sensores está limitada a ciertas longitudes de onda (típicamente entre $\lambda = 300$ nm y $\lambda = 600$ nm) con lo cual la luz detectada por unidad de distancia dx es

$$\frac{dN}{dx} = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \frac{d^2N}{d\lambda dx} d\lambda. \quad (3.13)$$

En los siguientes dos capítulos vamos a describir los detectores IceCube y HAWC y presentaremos detalles sobre los sensores ópticos utilizados por estos dos experimentos para la detección de luz producida por partículas con carga eléctrica.

Capítulo 4

EL OBSERVATORIO ICECUBE

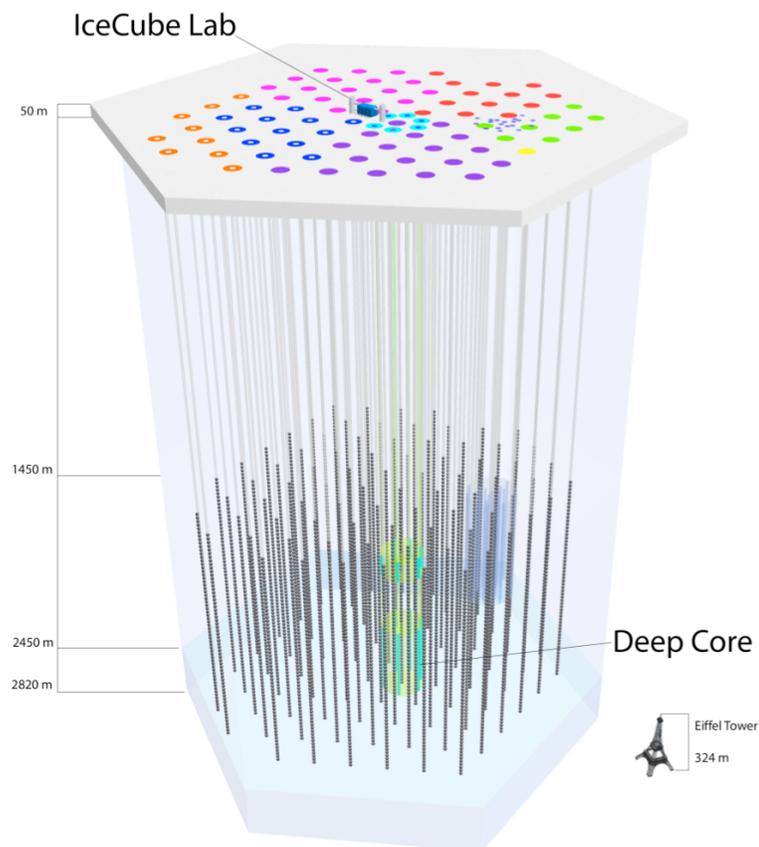


Figura 4.1: El detector IceCube. Las líneas de puntos en la parte inferior representan la porción instrumentada del hielo. Los círculos en la superficie superior representan *IceTop*, un subdirector de cascadas atmosféricas de partículas producidas por rayos cósmicos situado en la superficie del glaciar directamente sobre IceCube. En el centro de IceCube aparece el sub-detector *DeepCore* con mayor densidad y un umbral energético menor al de IceCube.

El detector IceCube (figura. 4.1) consta de 5,160 módulos ópticos instalados a una

profundidad de entre 1,450 y 2,450 metros bajo la superficie de la capa de hielo en el Polo Sur y fue diseñado para detectar neutrinos provenientes de fuentes astrofísicas [26]. Sin embargo, IceCube también es sensible a los muones provenientes de cascadas atmosféricas de partículas producidas por rayos cósmicos con energías por encima de varios TeV. IceCube registra $\sim 10^{10}$ muones inducidos por rayos cósmicos por año, los cuales representan un fondo en la mayoría de los análisis en IceCube ya que estos superan en número de muones inducidos por neutrinos a un nivel de 500000:1.

La luz Cherenkov producida en el hielo por los muones provenientes de rayos cósmicos es detectada por el arreglo tridimensional de módulos ópticos. Los módulos ópticos digitales están conectados a 86 cables verticales que proporcionan soporte mecánico, energía eléctrica y una conexión para la transmisión de datos a la superficie. Cada cable soporta 60 módulos, separados cada uno de su vecino por una distancia vertical de 17 m. La separación horizontal entre los cables es de aproximadamente 125 m. Un grupo compacto de ocho cables equipados con módulos ópticos con menor separación forman el sub-detector Deepcore [27] situado en la parte inferior de IceCube y diseñado para extender la sensibilidad del detector a neutrinos de menores energías.

Cuando los módulos ópticos captan la luz producida por muones, dicha señal se marca con el tiempo y es digitalizada y enviada a la superficie. Si un número suficiente de módulos detectan el mismo suceso, es posible reconstruir el trazo del muón entrante y mediante una transformación de coordenadas, sabemos de qué punto en el cielo proviene el neutrino (o rayo cósmico) del cual originó dicho muón.

El sub-detector IceTop es un arreglo de superficie situado directamente sobre IceCube. Éste consta de 160 tanques de agua cuidadosamente congelada para evitar la formación de burbujas, cada uno equipado con dos módulos ópticos. IceTop complementa a IceCube en la detección de cascadas atmosféricas de partículas secundarias producidas por los rayos

cósmicos de alta energía en la atmósfera. Las coincidencias de sucesos de IceTop y IceCube pueden ser utilizadas para medir la fracción relativa de los rayos cósmicos pesados (ej. núcleos de hierro) a los rayos cósmicos ligeros (ej. protones y helio). Cabe mencionar que IceTop tiene un umbral energético de 100 TeV para detectar chubascos de rayos cósmicos. En este estudio, pretendemos estudiar los rayos cósmicos en la gama de energías común entre IceCube y HAWC por lo cual en nuestro análisis nos enfocaremos en los rayos cósmicos de ~ 10 TeV detectados por medio de muones penetrantes dentro del hielo con el arreglo de IceCube.

4.1. Fotomultiplicadores

Los fotomultiplicadores o PMTs son dispositivos sensibles capaces de detectar hasta un solo fotón. Estos están compuestos de un fotocátodo de aleación metálica con un alto diferencial voltáico. Los fotoelectrones (PE) se liberan del fotocátodo por medio del efecto fotoeléctrico cuando un fotón impacta la superficie y desprende electrones que luego son acelerados a través del diferencial. El gran voltaje diferencial provoca un campo eléctrico que guía a los fotoelectrones a una cadena de dinodos que amplifican la señal por un factor de $\sim 10^5$ para producir un cambio de voltaje medible. En IceCube se utilizan dos tipos de PMT. La mayoría de ellos son PMTs de 10 pulgadas de diámetro, modelo R7081-02, fabricados por Hamamatsu Photonics [28]. Los PMTs utilizados en el sub-detector DeepCore son de modelo R7081MOD y cuentan con mayor eficiencia cuántica. La eficiencia cuántica de un PMT es la fracción de fotones incidente que el fotocátodo convierte a electrones libres. El R7081MOD es idéntico al PMT estándar de IceCube, pero con un fotocátodo “super bialkali” que mejora la eficiencia cuántica en la longitud de onda del fotón de $\lambda = 390$ nm por aproximadamente un 40 % en las mediciones de laboratorio hechas por

Hamamatsu [27].

4.2. Módulos ópticos digitales

La unidad básica del detector IceCube es el módulo óptico digital (o DOM por sus siglas en inglés). Éste se muestra de forma esquemática en la figura 4.2. Cada módulo óptico contiene un tubo fotomultiplicador o PMT. El módulo óptico además cuenta con un tablero electrónico donde se realiza la digitalización de señales del PMT y una fuente de alimentación [28]. Los PMTs funcionan a voltajes de entre 1300 y 1500 V con lo cual se obtiene una amplificación electrónica de alrededor de $10^7 \times$. Cada módulo también cuenta con diodos emisores de luz (LEDs) como fuentes de luz para realizar calibraciones de los sensores. Un transformador toroidal proporciona el acoplamiento inductivo de corriente alterna entre el ánodo y la electrónica de digitalización con el fin de minimizar el ruido de la fuente de alimentación de alto voltaje. El fotocátodo bialkali del PMT tiene una eficiencia cuántica máxima de aproximadamente 25 % a una longitud de onda de 390 nm. El PMT y los componentes electrónicos se encuentran encerrados dentro de una esfera de presión con un diámetro de 35 cm hecha de vidrio de borosilicato de 0.5 pulgadas de espesor y es capaz de soportar presiones de hasta 690 atm (69 MPa) como las que se encuentran en las profundidades de hasta 3000 metros en el hielo polar. El PMT y el vidrio de la esfera de presión están acoplados ópticamente con capa de gel. El vidrio introduce un corte de longitud de onda corta a aproximadamente 350 nm lo cual coincide con la sensibilidad espectral del PMT, la cual es de 300 á 650 nm. El fotocátodo está rodeado por una rejilla de mu-metal la cual sirve para aislar el PMT del campo magnético terrestre.

El impulso eléctrico producido por un solo fotoelectrón (SPE) tiene una amplitud típica de 10 mV y dura 5 ns. La resolución temporal para fotoelectrones individuales es

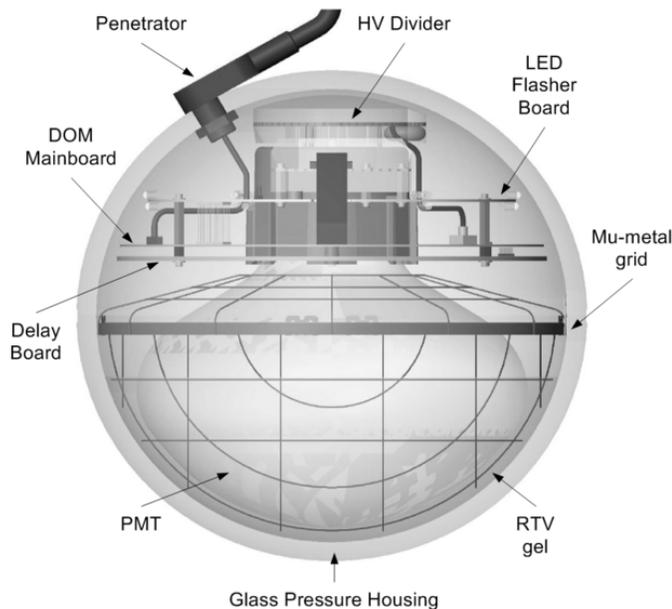


Figura 4.2: Dibujo esquemático de un módulo óptico digital (DOM) de IceCube

de aproximadamente 2 ns. La digitalización de las señales producidas por el PMT se realiza mediante dos sistemas independientes: el digitalizador ATWD (Analog Transient Waveform Digitizer) y el digitalizador FADC (Fast Analog-to-Digital Converter). El FPGA (Field Programmable Gate Array), un dispositivo programable en el DOM, inicia el ciclo de digitalización con el FADC y el ATWD conjuntamente cuando una señal cruza un umbral discriminante de $1/4$ fotoelectrón. El circuito integrado ATWD es un digitalizador de bajo consumo eléctrico compuesto de 128 condensadores conmutados utilizados para almacenar la señal analógica operando a 3×10^8 muestras por segundo. Cada ATWD tiene cuatro canales paralelos con diferentes entradas que proporcionan 14 bits de rango dinámico con ganancia relativa de 16:2:1/4. Los voltajes de los condensadores son digitalizados por 128 ADCs de 10 bits multiplexados a los cuatro canales paralelos. Dado que la digitalización de cada forma de onda toma $29 \mu s$, cada módulo está equipado con dos circuitos integrados ATWD operando en modo alternante para reducir el tiempo muerto inducido durante la

captación de la onda.

El sistema FADC consiste en un digitalizador comercial de 10 bits con 4.0×10^7 muestras por segundo conectado a un amplificador de tres etapas. Después de un disparo, se graban 256 muestras del FADC que corresponden a $6.4 \mu s$. Aunque el rango dinámico del FADC es limitado comparado con el ATWD, éste proporciona la cobertura del tiempo para las señales especialmente largas. Cada “lanzamiento” o señal de DOM (*DOMLaunch*) está compuesto por las ondas digitalizadas con el FADC y el ATWD, más una marca de tiempo proporcionada por el reloj del sistema de 40 MHz e información adicional sobre señales localmente coincidentes de módulos cercanos.

Cada módulo consume aproximadamente 3.5 W de potencia. El suministro de corriente eléctrica se proporciona a través de un solo cable de par trenzado que alimenta un voltaje de ± 48 V desde la superficie y el mismo también se utiliza para transmitir los datos de cada par de DOM adyacentes. Un diagrama del módulo óptico digital se muestra en la figura 4.3.

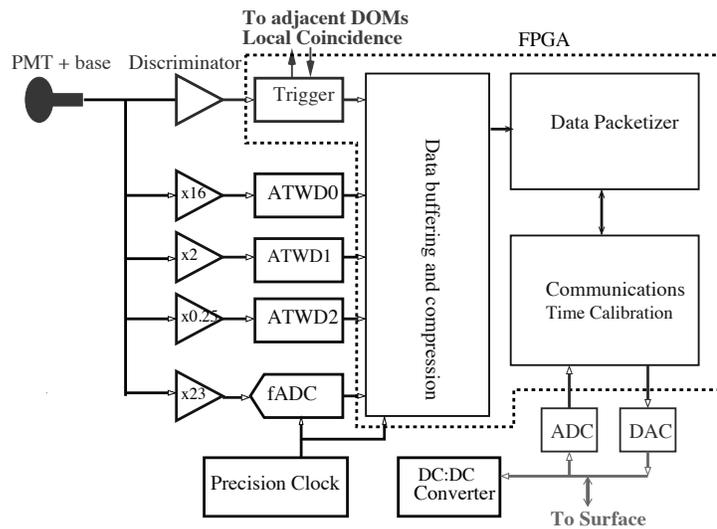


Figura 4.3: Diagrama de un módulo óptico digital (DOM). El PMT está conectado a canales de digitalización operados por el FPGA que recibe un disparo producido por un discriminador [29].

Los módulos de IceCube operan en dos modos de coincidencia: coincidencia local *dura* (HLC) y coincidencia local *suave* (SLC). En el modo HLC, los datos se almacenan y se envían a la superficie sólo si dos DOMs vecinos más cercanos o ayacentes al vecino cercano observan una señal dentro de una ventana de coincidencia de $1\mu\text{s}$. Cada modulo tiene una tasa de disparos tipo HLC de entre 3 y 15 Hz. Los disparos SLC tienen una tasa de ~ 350 Hz y están compuestos principalmente de ruido proveniente de corriente oscura, pero para algunos sucesos, estos disparos permiten recuperar mayor información.

El principal disparador global en sucesos de IceCube es un disparador de multiplicidad simple denominado SMT8 el cual requiere coincidencias en ocho módulos dentro de $5\mu\text{s}$. En cada disparo, todos los disparos individuales HLC dentro de una ventana temporal de $\pm 10\mu\text{s}$ son registrados. La tasa de activación SMT8 muestra una variación estacional de $\pm 10\%$ a lo largo del año, debido al cambio de las condiciones atmosféricas que afectan la producción de muones en duchas de aire. Este efecto se tratará con mayor detalle en el capítulo 12. La tasa de activación media para IceCube en su configuración final de 86 cables es aproximadamente 2700 Hz.

Capítulo 5

EL OBSERVATORIO HAWC

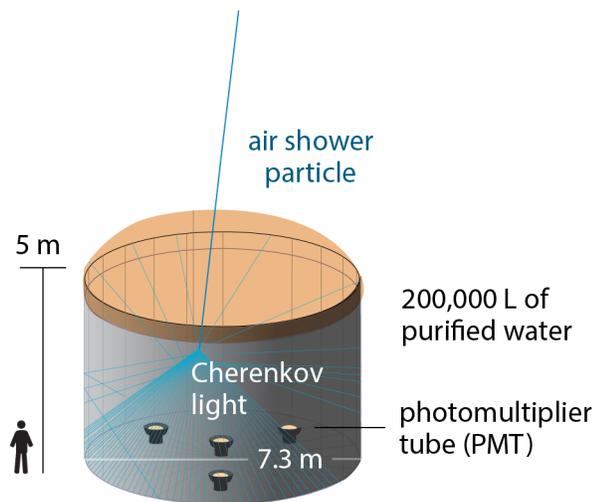


Figura 5.1: Representación esquemática de un tanque de HAWC. Cada tanque de HAWC contiene 180 mil litros de agua pura y cuatro tubos fotomultiplicadores. Las partículas con carga eléctrica producen luz al atravesar el agua por medio del efecto Cherenkov y ésta a su vez es captada por los tubos fotomultiplicadores. El arreglo final consiste de 300 tanques y 1200 tubos fotomultiplicadores.

El observatorio HAWC (High Altitude Water Cherenkov), es un detector de rayos γ de gran apertura capaz de observar el cielo en la gama de energías de 100 GeV a 100 TeV. Los rayos gamma que observa HAWC provienen de objetos celestes bajo condiciones físicas extremas, en los que se producen partículas (o rayos cósmicos) de las más altas energías. El observatorio HAWC incorpora la tecnología y la experiencia de su predecesor, el Observatorio Milagro. HAWC es capaz de monitorear de 2 estereorradianes del cielo en

forma continua con el fin de detectar fuentes transitorias de fotones con energías entre 100 GeV y más de 100 TeV.

HAWC fue construido por una colaboración de científicos provenientes de la república mexicana y de los EE.UU. El observatorio HAWC se encuentra situado en Sierra Negra, Puebla, México a una altura de 4100m sobre el nivel del mar, cerca de la infraestructura existente del Gran Telescopio Milimétrico Alfonso Serrano (GTM) y de instituciones colaboradoras. HAWC utiliza la misma tecnología de Cherenkov en agua empleada por Milagro además de muchos de los mismos componentes que se utilizaron en Milagro pero debido a la mayor altitud, la mayor área física, y el diseño optimizado, HAWC tiene una mejor resolución angular, mayor área efectiva, una disminución de umbral de energía y mejor rechazo de sucesos de fondo comparado a su antecesor. Estas mejoras se traducen en una sensibilidad de 10 á 15 veces mayor a la de Milagro (dependiendo del espectro de la fuente).

La unidad principal del Observatorio HAWC es el sensor Cherenkov (SC) mostrado en la figura 5.1. Cada uno de estos sensores alberga cuatro PMTs orientados hacia la parte superior en un recipiente hermético, lleno de agua que consiste en una vejiga (figura 5.3) soportada por un cilindro de acero corrugado. Los módulos PMT están aislados ópticamente de otros SCs lo cual facilita la discriminación entre rayos γ y rayos cósmicos. El diseño de los SC se realizó en el laboratorio nacional de Los Alamos y en la Universidad Estatal de Colorado, en los EE.UU. Los SC de HAWC tienen forma cilíndrica, con 4.5 m de altura y 7.3 m de diámetro. Esta forma fue optimizada para la captación de luz Cherenkov en su interior. La construcción de un SC comienza con la pared exterior de acero. Ésta se construye en el sitio en etapas de cinco anillos de arriba abajo para mitigar riesgos durante la construcción. La vejiga se coloca cuidadosamente dentro de la pared de acero erguida y se infla lentamente con aire para asegurar que el agua la llene uniformemente.

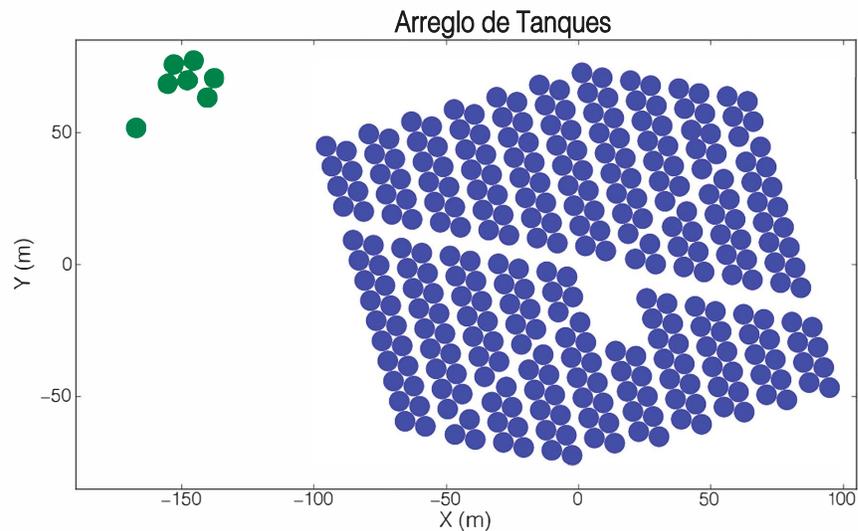


Figura 5.2: Diseño del arreglo de sensores en HAWC. El grupo de seis sensores de color verde en la parte superior izquierda corresponden al detector prototipo VAMOS. La caseta de control está en la región vacía en el centro de arreglo.

En la parte interior de la vejiga, hay anclajes montados los cuales se unen a las estacas agrimensadas para las ubicaciones de los PMTs. La colocación exacta de los PMTs es de alta importancia para lograr una reconstrucción precisa de la dirección de arribo de los chubascos de partículas. El agua de los SC está filtrada hasta remover cualquier partícula de dimensiones mayores a 5 micras. Los PMTs se colocan en los montajes usando un sistema de poleas. Los cables de alta tensión y de calibración se conectan a través de orificios herméticos en la parte superior. Una vez completado el tanque, se agregan techos abovedados que se unen al anillo superior de la pared de acero para evitar que la lluvia se acumule y dañe la parte superior de la vejiga.



Figura 5.3: Vejiga de agua de un tanque de HAWC. La vejiga está soportada en el tanque por un cilindro de acero corrugado. Ésta contiene el agua y alberga los PMTs.

5.1. Fotomultiplicadores de HAWC

En el detector HAWC, al igual que en IceCube, se utilizan dos tipos de PMT, la mayoría de estos son tubos Hamamatsu de 8 pulgadas, modelo R5912 reutilizados del detector Milagro. Estos conforman los 3 PMT externos en cada SC (figura 5.1). El PMT central en cada SC es un modelo R7081 Hamamatsu de diez pulgadas (mismo modelo que utiliza IceCube) que tiene una mayor eficiencia cuántica. Estos modelos son sensibles a la luz en el rango de longitud de onda de 300 a 500 nm. La observación de los chubascos de partículas utilizando el método Cherenkov en agua está dominada por la capacidad del experimento para captar y convertir la luz Cherenkov de partículas secundarias. Un muón típico aporta aproximadamente 3 ó 4 fotones a cada superficie de PMT y las eficiencias cuánticas varían entre el 5% y el 30% dependiendo del ángulo y del tipo de PMT. El voltaje de funcionamiento de cada PMT está ajustado para conseguir una ganancia de

aproximadamente 1.5×10^7 , lo cual típicamente ocurre en el intervalo de 1.4-1.8 kV.

5.2. Sistema de adquisición de datos (DAQ)

Las señales producidas por cada PMT son transferidas a través de cables coaxiales RG59 de alto voltaje a la “casa de conteo” la cual se encuentra situada en el centro del arreglo HAWC. La casa de conteo es la estructura que alberga la electrónica para amplificar, modelar y analizar las señales de los PMTs. La electrónica de la placa frontal (FEB) fue diseñada específicamente para HAWC y es responsable de la amplificación y modelado de cada impulso. Cada impulso se compara con dos umbrales de voltaje diferentes y el tiempo en los que la señal de cada PMT cruza el umbral (alto o bajo) se registra con una resolución de 100 ps usando módulos convertidores digitales TDC (time-to-digital converter) CAEN VX1190A. La conformación es tal que la longitud de un tiempo sobre el umbral es proporcional al logaritmo de la carga en el impulso del PMT. Los indicadores del tiempo de cruce de umbral se agregan a un flujo de datos en línea. Múltiples clientes de cómputo en línea extraen datos de las placas computadoras (SBC) y estas a su vez obtienen datos de los TDCs. Estos datos son combinados en bloques e insertados en un búfer para su lectura.

5.3. Tanques estabilizadores (outriggers)

El método de discriminación gamma/hadrón en HAWC se vuelve más eficiente conforme la energía del rayo γ aumenta. Sin embargo, hay una gran fracción de chubascos donde el núcleo cae fuera del arreglo de tanques, y aunque depositan suficiente información en los sensores para lograr una discriminación entre gammas y hadrones, persiste una ambigüedad en la posición central, la dirección del chubasco y el tamaño de éste. Por ello, a las energías

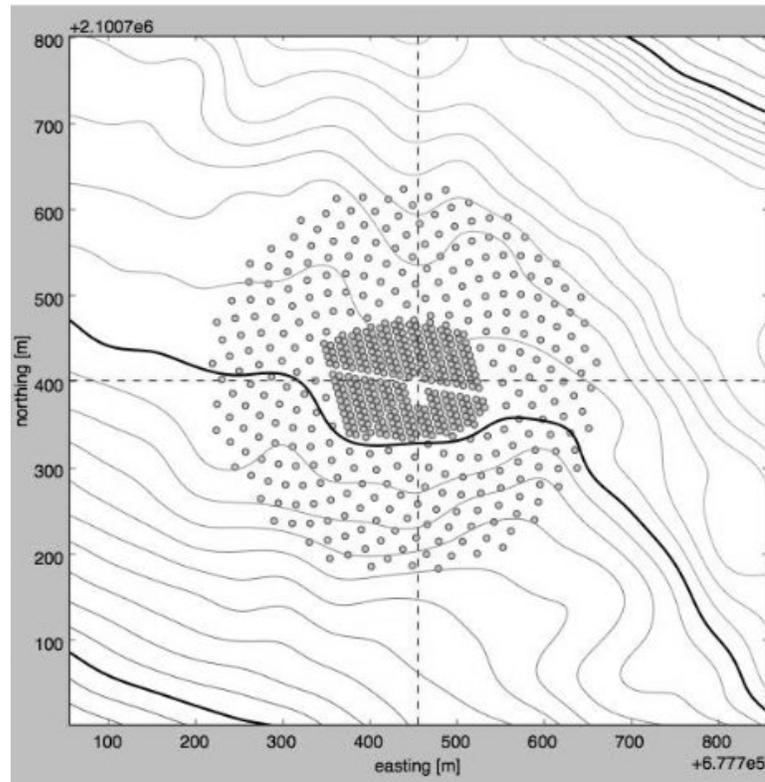


Figura 5.4: Arreglo de HAWC con tanques estabilizadores. El esquema muestra la posición de los 350 sensores que se instalarán alrededor del detector principal de HAWC, mejorando el área efectiva en factor de 4 a altas energías. Cada tanque estabilizador tiene 1/80 de tamaño de los detectores principales de HAWC.

más altas detectadas por HAWC se logra alcanzar un área efectiva de 10^5 m^2 pero, muchos de ellos son mal reconstruidos.

Una forma de incrementar la fracción chubascos bien reconstruidos por encima de 10 TeV es mediante la instalación de un arreglo disperso de pequeños detectores Cherenkov de agua alrededor de HAWC-300. Estos tanques estabilizadores pueden ayudar a identificar la posición del núcleo y así mejorar la resolución angular de las duchas reconstruidas. Esta misma técnica fue utilizada anteriormente por el observatorio de Milagro. En 2004 se agregó un conjunto de estabilizadores dispersos a Milagro, lo que aumentó dramáticamente

la sensibilidad del observatorio al ser capaz de determinar la posición del núcleo de la ducha sobre un área mucho más grande que la del detector principal y reconstruir correctamente las duchas parcialmente detectadas.

A base de estas consideraciones, en el 2016, se inició un esfuerzo para instalar estabilizadores alrededor de HAWC. El objetivo de esto es: 1) mejorar la sensibilidad por encima de 10 TeV, determinar con precisión la posición del núcleo para los chubascos del arreglo principal de SCs (HAWC-300), 2) aumentar el área efectiva por encima de 10 TeV por un factor de 3 á 4 veces, y 3) determinar la posición del núcleo del chubasco cuando éste cae fuera del arreglo HAWC pero aún deposita suficiente información en HAWC para reconstruir el frente del chubasco y discriminar entre rayos gamma y rayos cósmicos. Esta mejora se limita sólo a los chubascos de alta energía sobre 1 TeV.

El conjunto de estabilizadores de HAWC consta de 350 tanques cilíndricos de 1.55 m de diámetro y 1.65 m de altura, 1/80 del tamaño de un WCD de HAWC (ver la figura 5.4 arriba). Cada tanque con 2500 litros de agua ultra-purificada, incluirá un PMT Hamamatsu R5912 de 8 pulgadas en la parte inferior del tanque. Para el disparo y captación de datos del sistema, se utiliza la electrónica de lectura FlashCAM [30, 31]. El conjunto de estabilizadores se desplegará de forma circular simétrica alrededor del arreglo principal de HAWC con una separación entre tanques de 12 m á 18 m (véase la figura 5.4). Para optimizar el diseño, se han realizando simulaciones detalladas usando el método de Monte Carlo.

Capítulo 6

MÉTODOS DE RECONSTRUCCIÓN DE SUCESOS

6.1. IceCube

6.1.1. Reconstrucción de dirección de arribo

Para reconstruir la dirección de arribo de un muón (o haz de muones) en IceCube utilizamos el tiempo y la localización de los impactos de fotoelectrones en módulos ópticos. Como primera aproximación, utilizamos un algoritmo rápido en el cual se trata al suceso como una onda plana que se desplaza a través del hielo. El algoritmo de reconstrucción básica, *Linefit*, realiza un ajuste de trazo lineal minimizando la distribución del χ^2 de las distancias entre la pista y los módulos impactados, ignorando la forma cónica del frente de onda de Cherenkov (ver sección 3.2.2) o la dispersión y absorción en el hielo. La distribución del χ^2 se puede escribir de la siguiente manera:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (\vec{x}_0 - \vec{x}_i + \vec{v}(t_i - t_0))^2, \quad (6.1)$$

donde \vec{x}_i y t_i representan la posición y el tiempo del i -ésimo impacto de fotoelectrón y t_0 representa el tiempo en el cual la partícula pasa por la posición \vec{x}_0 con velocidad \vec{v} . La resolución angular de este algoritmo tiene una precisión de unos pocos grados.

Otras reconstrucciones más avanzadas utilizan la forma del cono Cherenkov y las propiedades del hielo (entre otros parámetros) para obtener una estimación más precisa de la dirección de arribo del muón.

Una de ellas está basada en la máxima verosimilitud donde la probabilidad de observar un impacto en la posición \vec{x}_i y el tiempo t_i dada una pista de muón con los parámetros \vec{a} se da por $p(\vec{x}_i, t_i|\vec{a})$, y donde se maximiza el logaritmo de la suma de dichas probabilidades

$$\log \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N p(\vec{x}_i, t_i|\vec{a}). \quad (6.2)$$

La función de densidad de probabilidad p es una expresión analítica la cual corresponde a una parametrización que describe la probabilidad de que un fotón viaje cierta distancia d con un dado tiempo residual t_{res} usando una función gamma [32]:

$$p(t_{\text{res}}, d) = \frac{1}{\Gamma(a)b^a} x^{a-1} \exp(-t_{\text{res}}/b), \quad (6.3)$$

$$a = \frac{d}{\lambda}, \quad b = \frac{1}{\tau^{-1} + c/(nX_0)},$$

donde X_0 representa la longitud de absorción de la luz en el hielo, y donde λ y τ son respectivamente, las escalas de longitud y tiempo características, tratadas como parámetros libres. El tiempo residual t_{res} representa la diferencia entre tiempo de arribo de un dado fotón y el de un fotón de “impacto directo” que viaja directamente de la fuente al módulo óptico sin dispersión. Esta parametrización toma en cuenta el índice de refracción n así como las propiedades de dispersión del hielo a través de los parámetros λ , τ , y X_0 , los cuales se determinan a base de simulaciones.

Una simple reconstrucción basada en la verosimilitud (SPE) sólo considera el primer fotón en llegar a cada módulo para hacer el cálculo de probabilidad, ignorando módulos sin detecciones [33]. Este método mejora la reconstrucción de *Linefit* (la cual se utiliza como semilla para la primera iteración). Al igual que *Linefit*, este algoritmo también es rápido y permite que una sola iteración sea calculada y codificada casi en tiempo real previo a

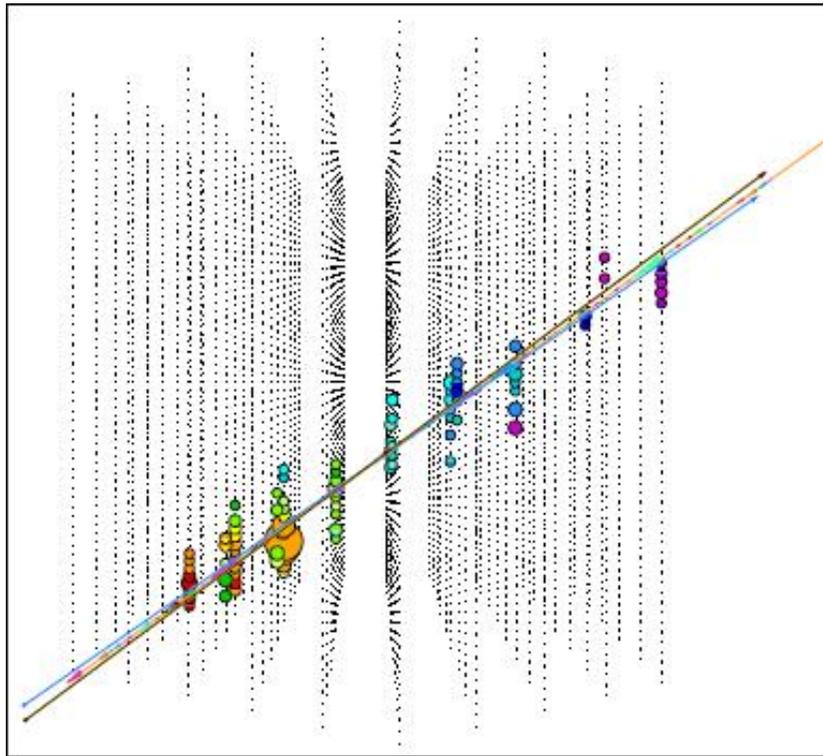


Figura 6.1: Respuesta de IceCube a un muón que atraviesa el detector. El tamaño de cada módulo impactado indica el número de fotones detectados y el color indica el tiempo de arribo (de temprano (rojo), a tardío (azul)). Las líneas indican dos diferentes reconstrucciones de trazos.

su transmisión del Polo Sur al centro de datos en Wisconsin. Todas las reconstrucciones de sucesos de rayos cósmicos de IceCube utilizadas en este análisis han sido calculadas utilizando el algoritmo SPE. La figura 6.1 muestra el trazo de un muón a través de IceCube que corresponde a la línea amarilla. La línea gris indica la reconstrucción SPE y la línea azul corresponde a la reconstrucción de *LineFit*.

6.1.2. Estimación de la energía

La distribución de energías de muones producidos por un rayo cósmico primario de una dada energía es amplia. Por ello la estimación de la energía de los rayos cósmicos

primarios en IceCube hace uso de un método estadístico donde los sucesos detectados se clasifican a base del número de módulos ópticos impactados $N_{channel}$, y el ángulo cenit reconstruido, θ_{reco} . El parámetro $N_{channel}$ funciona como un estimador de energía de los muones detectados por IceCube y el ángulo reconstruido θ_{reco} se considera porque en los ángulos de cenit más grandes los muones deben tener energía más alta para alcanzar y ser detectados por IceCube. Los datos de simulación se usan para determinar bandas en energía de partículas primarias como una función de $N_{channel}$ y el coseno del ángulo de cenit $\cos(\theta_{reco})$, como se muestra en la figura 6.2. Utilizamos una función de B-spline

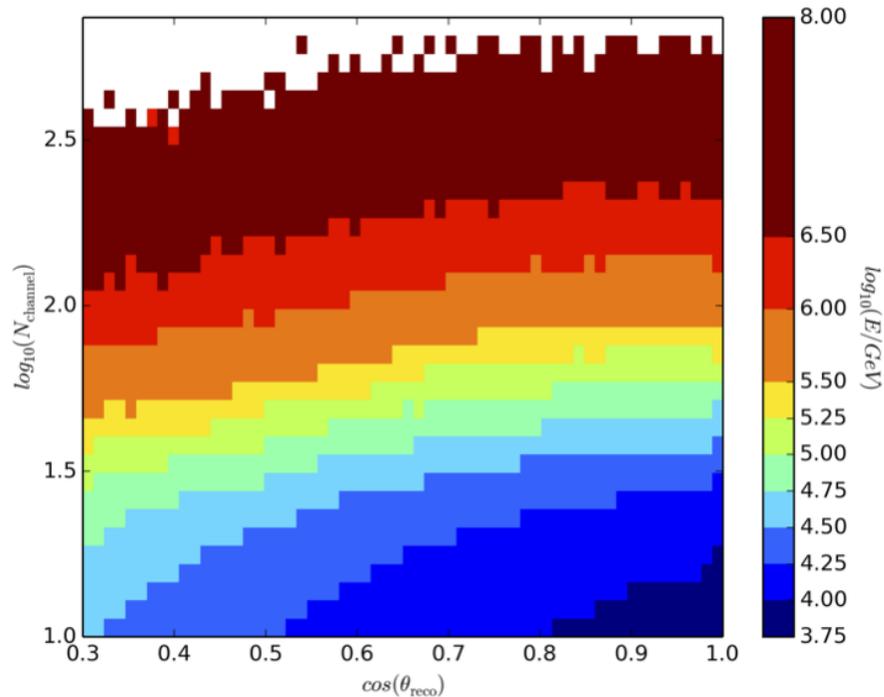


Figura 6.2: El logaritmo de la energía media en función del coseno del ángulo cenital y el número de sensores activados. Esto nos permite utilizar estos últimos dos parámetros como indicador de la energía.

sobre $N_{channel}$ y $\cos(\theta_{reco})$ para ajustar los datos de la figura 6.2 y así reducir los errores procedentes de las estadísticas limitadas en los datos de las simulaciones. Esto nos permite utilizar estos últimos dos parámetros como indicadores de la energía de los rayos cósmicos

estadísticamente. Este método se describe en más detalle en Ref. [34]. La resolución de reconstrucciones de energía ha sido estudiada utilizando simulaciones Monte Carlo con los mismos cortes de calidad para la selección de datos en este análisis. La figura 6.3 muestra la resolución de la reconstrucción de energía en función de (a) energía media y (b) ángulo cenital.

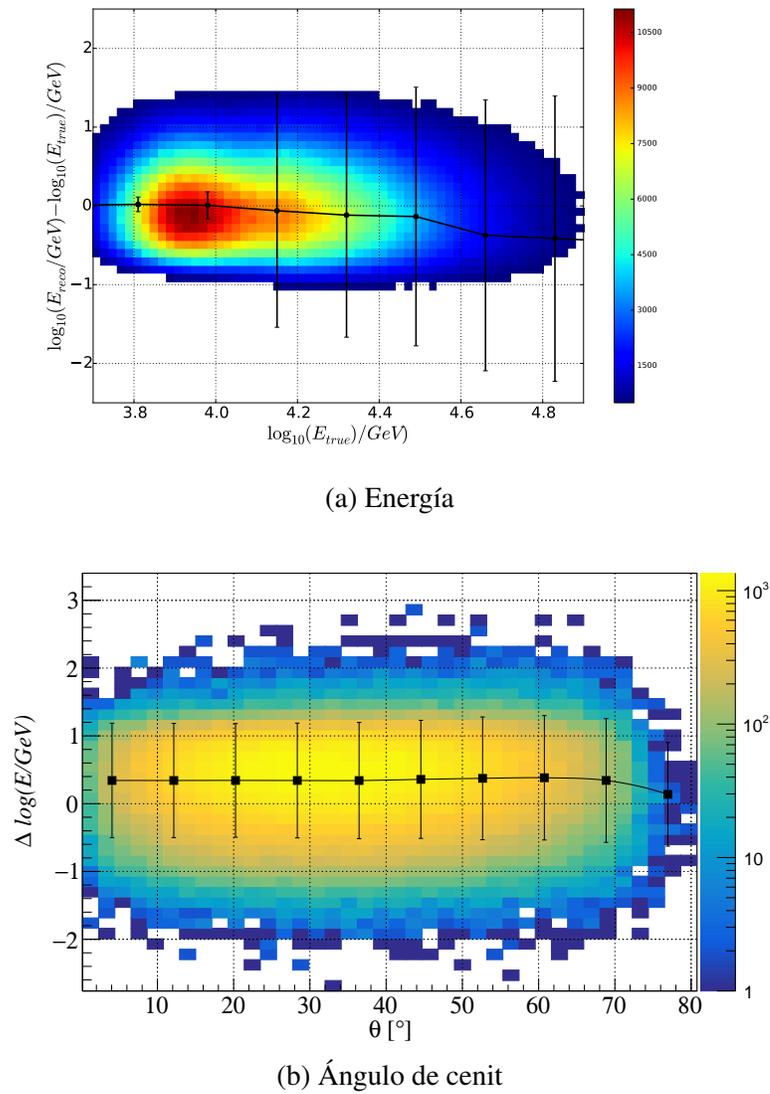


Figura 6.3: Resolución energética como función de (a) energía media y (b) ángulo cenital.

Uno de los factores que afectan la calidad de las reconstrucciones es la presencia de *sucesos coincidentes* en los que dos (o más) haces de muones cruzan el detector simultáneamente dentro de una ventana de disparo Δt . Como resultado, la distribución de impactos en módulos puede confundir la reconstrucción del trazo. La fracción de sucesos coincidentes en IceCube es de aproximadamente 0.1. En el capítulo 8 describiremos la simulación de sucesos coincidentes.

6.2. HAWC

6.2.1. Localización del núcleo

Para poder reconstruir la dirección de arribo de un chubasco de partículas o su energía, es necesario primero saber la localización del núcleo del chubasco. El núcleo del chubasco es el punto en la superficie donde la partícula primaria habría aterrizado e incluye la mayoría de los impactos con mayor carga de cada suceso, excepto en el caso de algunos sucesos inducidos por rayos cósmicos. El ajuste del núcleo se realiza con una minimización del χ^2 de una función de deposición lateral de energía. Esta minimización se siembra con una primera estimación del centro de carga de los impactos. El centro de carga necesariamente está en el arreglo de sensores, aunque el verdadero núcleo del chubasco puede caer justo fuera del límite del arreglo. Esta primera suposición reduce el tiempo de cálculo, lo cual es crucial para la reconstrucción de sucesos en tiempo real [35].

La función χ^2 en este caso es una suma de las diferencias cuadradas

$$\chi^2 = \sum \frac{(q - q')^2}{\sigma_{q'}^2}, \quad (6.4)$$

de la carga medida q y de la carga anticipada q' dividida por la varianza de la carga

anticipada σ_q^2 . La carga anticipada corresponde a la expectativa asumiendo una función de distribución de energía lateral. Se elige una gaussiana bidimensional para ajustar la curvatura como estimación de primer orden.

6.2.2. Reconstrucción de dirección de arribo

Al igual que con la localización del núcleo, el ajuste del ángulo se siembra con un ajuste simple el cual es aproximado pero no físicamente motivado. Una vez más, esto se hace para aumentar la velocidad de reconstrucción. Esta primera aproximación es un ajuste de plano de onda a los tiempos de impacto producidos por el chubasco de partículas como se muestra en la figura 6.4. Este ajuste de plano de onda se utiliza para sembrar una búsqueda de verosimilitud a los tiempos reales de arribo en los PMTs convolucionados con un perfil de chubasco simulado. Cada iteración de la minimización sustrae adecuadamente la curvatura del chubasco y la dispersión del perfil del chubasco [35].

6.2.3. Estimación de la energía

Para estimar la energía del rayo cósmico primario, utilizamos el método desarrollado en HAWC (Ref. [37]) el cual hace uso de la distribución lateral de impactos en función de la energía de la partícula primaria como se muestra en la figura 6.4. Construimos una tabla de probabilidades de cuatro dimensiones con intervalos de ángulo cenital, energía primaria, distancia del PMT al núcleo en el plano de chubasco y carga en el PMT a base de simulaciones Monte Carlo de cascadas atmosféricas producidas por protones con CORSIKA (Ref. [38]). Se utiliza un suavizado con una rutina de ajuste spline multidimensional [39] para asegurar que las fluctuaciones por las estadísticas de Monte Carlo no influyan en la estimación de la energía. Dado un chubasco con una dirección de arribo reconstruida y una posición central, cada PMT aporta un valor de verosimilitud extraído de las tablas,

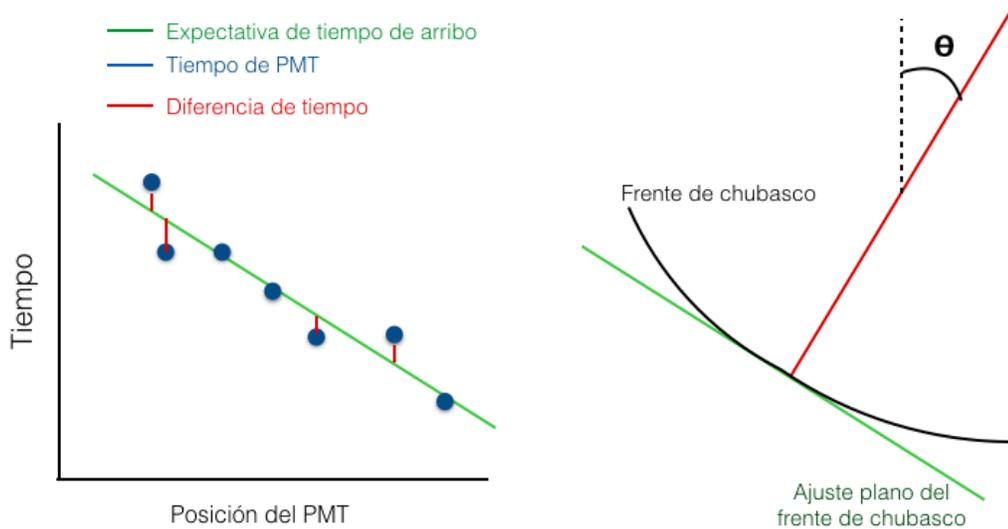


Figura 6.4: Reconstrucción del frente del chubasco de partículas en HAWC. La línea negra representa el frente verdadero de un chubasco extenso. La línea verde representa el frente del plano del chubasco después de la corrección de curvatura. Este se utiliza para determinar la expectativa del tiempo de arribo y se compara con los tiempos de detección de los PMT [36].

incluyendo los PMTs en operación que no registran una señal. Para cada energía posible, se suman los valores de verosimilitud para todos los PMT y se elige el intervalo de energía con el máximo valor de verosimilitud como la mejor estimación de energía. La tabla de energía de protón tiene la siguiente forma:

- 3 intervalos de ángulo cenital

1. θ_0 : $0.957 \leq \cos \theta \leq 1$
2. θ_1 : $0.817 \leq \cos \theta < 0.957$
3. θ_2 : $0.5 \leq \cos \theta < 0.817$

- 44 intervalos de energía de 70 GeV á 1.4 PeV en etapas de 0.1 en unidades de $\log(E/\text{GeV})$.

- 70 intervalos en distancia lateral de 0 á 350 m en pasos de 5 m de ancho.
- 40 intervalos de carga de 1 á 106 fotoelectrones (PE) en pasos de 0.15 en unidades de $\log(Q/1PE)$.

Los tamaños de los intervalos de ángulo cenit y de energía han sido definidos con el fin de dividir la simulación en compartimientos con igual número de estadísticas. El ancho de los intervalos de distancia lateral corresponde a la mitad de la distancia entre los centros de los tanques ($\sim 10m$). Finalmente, el ancho del intervalo de carga corresponde al orden de la resolución estimada de carga en los PMTs ($\sim 30\%$).

El rendimiento resultante se evalúa a través de la distribución de sesgo s , definida por la diferencia entre los logaritmos de la energía reconstruida y verdadera energía:

$$s = \log E_{\text{reco}} - \log E, \quad (6.5)$$

la cual se muestra para un único depósito de energía en la figura 6.5. La media de esta distribución define la polarización de energía o desplazamiento y la anchura define la resolución de energía que se muestran como una función de energía en la figura 6.6. También identificamos el valor integrado de la distribución como la eficiencia $\epsilon(E)$ para reconstruir los sucesos en ese intervalo de energía. Como las tablas de estimación de energía se construyen únicamente a partir de la simulación de protones, el sesgo para evaluar sólo chubascos de protones está dentro de la mitad de un ancho de intervalo por encima de ~ 4 TeV. Esto establece un umbral de energía por debajo del cual los chubascos de protones que apenas pasan los cortes de selección serán reconstruidos a energías más altas, manifestándose como un sesgo cada vez mayor con la disminución de la verdadera energía. Esto también puede verse como una aparente caída en la resolución de energía por debajo de ~ 7 TeV debido a la disminución del tamaño de la muestra al evaluar la ecuación (6.5).

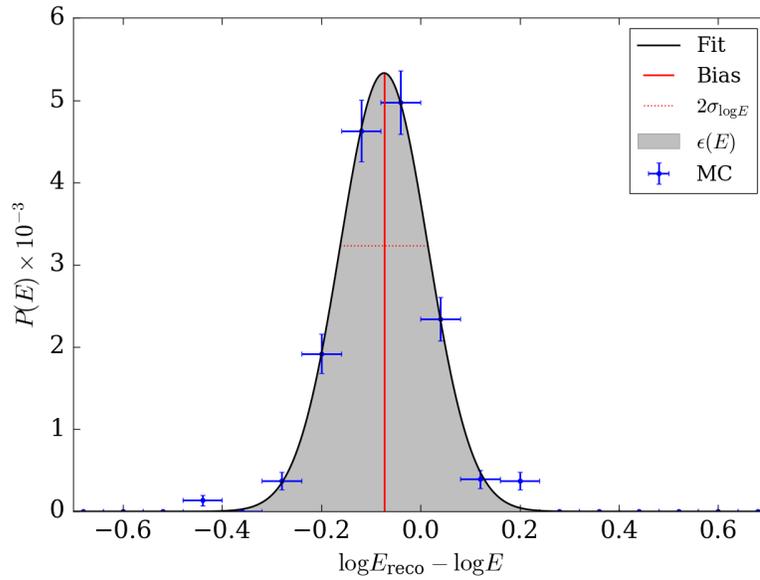


Figura 6.5: Distribución de la ecuación 6.5 para el intervalo centrado en $E = 100$ TeV (de Ref. [37]), mostrando las definiciones de sesgo de energía. Los valores de Monte Carlo están indicados por los marcadores azules, mientras que la curva negra es un ajuste gaussiano a estos puntos.

6.2.4. Identificación de chubascos

El observatorio HAWC detecta cascadas atmosféricas de partículas cargadas creadas cuando rayos cósmicos o rayos gamma entran en la atmósfera terrestre. La mayor parte de la señal se concentra en el núcleo de la cascada. La proporción de rayos gamma a rayos cósmicos detectada por HAWC (Φ_γ/Φ_{CR}) es de $\sim 10^{-4}$, el cual es de similar orden de magnitud al de la anisotropía de pequeña escala. En general, esto representa un gran reto experimental para los observatorios de rayos gamma, debido a que se necesita encontrar una manera inteligente y eficiente para deshacerse de las cascadas de rayos cósmicos en los datos con el fin poder hacer astronomía de rayos gamma. En HAWC, se pueden discernir las cascadas atmosféricas provenientes de rayos gamma de las que producen los rayos cósmicos mediante la observación del patrón espacial de las señales que se observan en

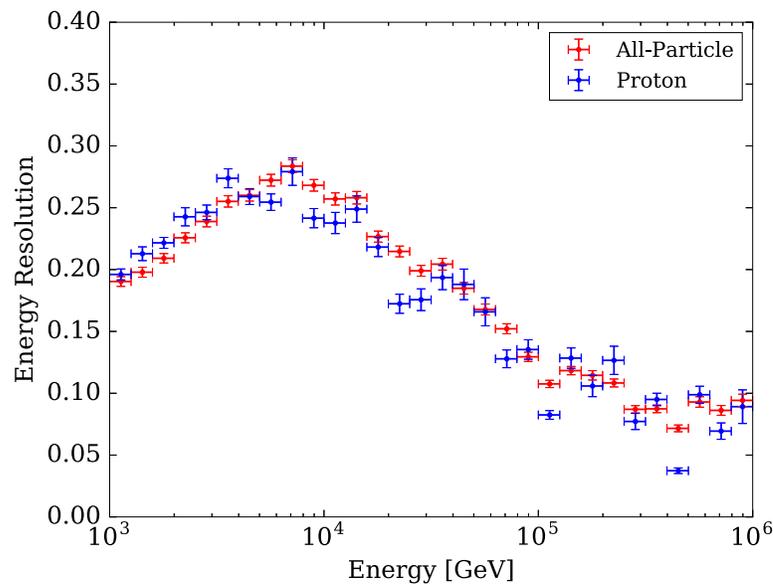


Figura 6.6: Resolución energética (de A. U. Abeysekara *et al.* [37]) para todas las partículas (rojo) y protones (azul) en función de la energía utilizando el método de estimación de energía.

el detector cuando las cascadas llegan al nivel de la superficie. En las cascadas de rayos gamma, la mayor parte de la señal al nivel de la superficie se encuentra localizada cerca del eje de la cascada, o sea, a lo largo de la dirección del rayo gamma inicial. Los chubascos producidos por rayos γ son cascadas electromagnéticas puras con pocos muones o piones mientras que los rayos cósmicos producen cascadas hadrónicas ricas en piones, muones y otros hadrones secundarios con un alto momento transversal. En HAWC, estos dos tipos de sucesos producen señales diferentes, especialmente aquellos con energía arriba de varios TeV.

La figura 6.7 muestra el desarrollo de cascadas atmosféricas simuladas a 1 TeV. El fotón (6.7a) tiene una distribución de partículas secundarias más uniforme y mayormente concentrada en comparación con la de un protón (6.7b) que contiene muones y produce una

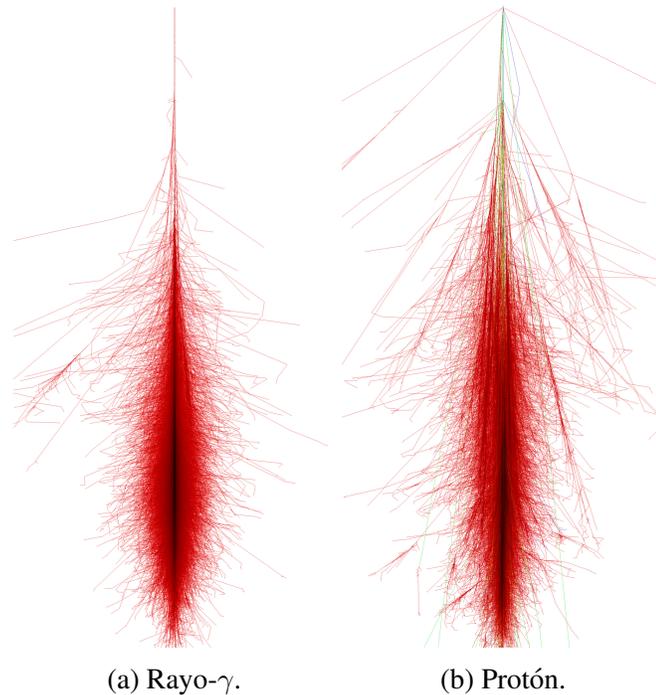


Figura 6.7: Cascadas atmosféricas simuladas. (b) Cascada hadrónica producida por un protón y (a) cascada electromagnética producida por un rayo- γ . Imágenes cortesía de Fabian Schmidt (ikp.kit.edu).

distribución más estocástica. La figura 6.8b muestra la visualización de un típico suceso producido por rayos- γ (6.8a) y uno producido por rayos cósmicos hadrónicos (6.8b) en HAWC. La figura 6.9 muestra las distribuciones laterales de un rayo cósmico (6.9a) y un fuerte candidato de rayo γ (6.9b) de la nebulosa del Cangrejo. El nivel de carga efectiva Q_{eff} (que se refiere a la cantidad de luz detectada) disminuye en impactos más alejados del núcleo del chubasco en ambos casos; pero en la cascada hadrónica, hay impactos esporádicos de alta carga más alejados del núcleo. Esta distribución es característica de las cascadas hadrónicas y surge de una combinación de partículas penetrantes (principalmente muones) y sub-cascadas hadrónicas.

En HAWC se utilizan dos parámetros para identificar sucesos producidos por rayos cósmicos, compacidad y PINC (Parameter for Identifying Nuclear Cosmic-rays). La varia-

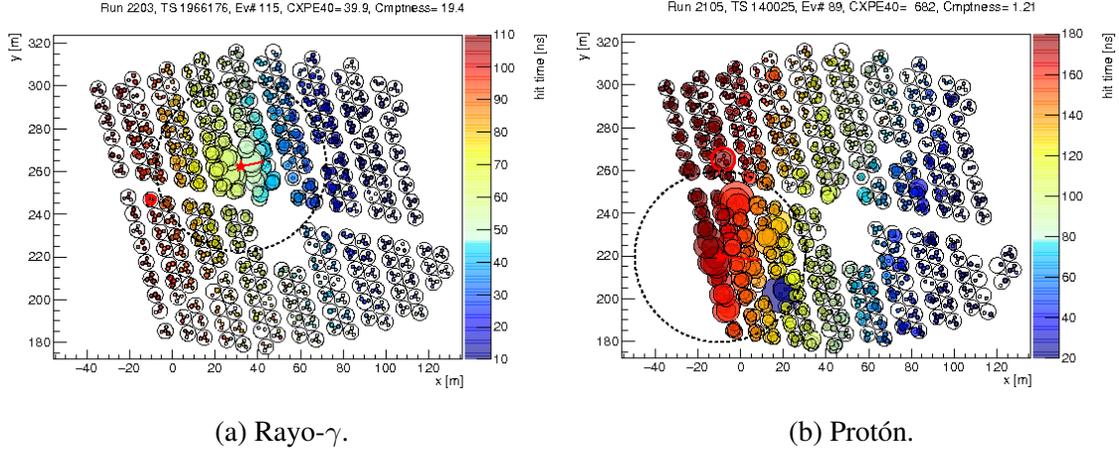


Figura 6.8: Visualización de un típico suceso producido por rayos- γ (a) y por cósmicos hadrónicos (b) en HAWC. Cada punto representa un PMT en HAWC y los límites del tanque WCD se muestran. El color indica el tiempo que cada PMT vio la luz y el tamaño indica cuánta luz éste ha detectado. El núcleo del chubasco es evidente como la región densa de PMTs impactados.

ble $C_{xPE_{40}}$ es la carga efectiva medida por los PMTs fuera de un radio de 40 metros del núcleo del chubasco. Definimos la compacidad, \mathcal{C} como

$$\mathcal{C} = \frac{N_{\text{hit}}}{C_{xPE_{40}}} \quad (6.6)$$

donde N_{hit} es el número de PMTs con impactos en un suceso. $C_{xPE_{40}}$ tiene por lo general un valor alto en los sucesos hadrónicos, por lo que \mathcal{C} es pequeño. El parámetro PINC ó \mathcal{P} cuantifica la “grumosidad” o heterogenidad del chubasco. Este parámetro se define a partir la distribución lateral de impactos en el suceso, como se ve en la figura 6.9b. Cada uno de los impactos de PMT, i , tiene una carga efectiva medida $Q_{\text{eff},i}$. \mathcal{P} se calcula usando el logaritmo de esta carga $\zeta_i = \log_{10}(Q_{\text{eff},i})$. Por cada impacto, se asigna una expectativa $\langle \zeta_i \rangle$ haciendo un promedio del ζ_i en todos los PMTs dentro de un diámetro de 5 metros del núcleo del chubasco utilizando la fórmula χ^2

$$\mathcal{P} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \frac{(\zeta_i - \langle \zeta_i \rangle)^2}{\sigma_{\zeta_i}} \quad (6.7)$$

Los errores σ_{ζ_i} se asignan a partir de un estudio de una muestra fuerte de candidatos de rayos- γ en la vecindad del Cangrejo.

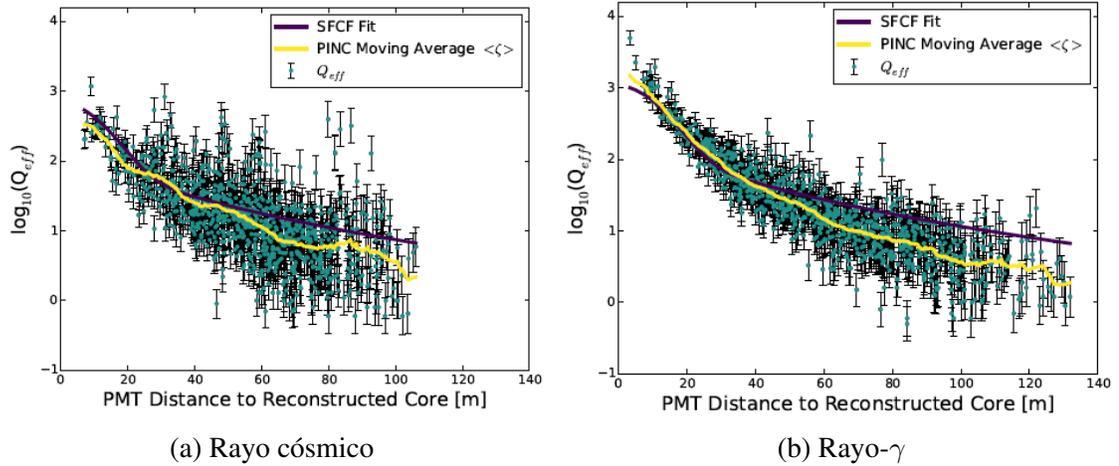


Figura 6.9: Funciones de distribución lateral de un obvio rayo cósmico (izquierda) y un candidato a fotón de la Nebulosa del Cangrejo (derecha) de Abeysekara *et al.* (2017) [40]. El rayo cósmico ha aislado impactos de alta carga lejos del núcleo del chubasco debido a partículas penetrantes en la cascada hadrónica. Estas características están ausentes en el chubasco del rayo gamma.

La figura 6.9b. muestra el promedio móvil $\langle \zeta_i \rangle$ para dos sucesos. El suceso hadrónico en la figura 6.9a tiene una distribución dispareja y varios impactos que difieren substancialmente de la media dando un valor mayor de \mathcal{P} . Ambas variables, \mathcal{C} y \mathcal{P} , han sido modeladas por medio de simulaciones. La región de fondo se escala para tener el mismo ángulo sólido que la región de Cangrejo. Las distribuciones en la vecindad del Cangrejo están formadas por una combinación de rayos cósmicos hadrónicos y fotones (rayos- γ) provenientes del Cangrejo.

Como hemos visto, la resolución energética de los rayos cósmicos en HAWC es mucho mejor que la de IceCube. Esto se debe principalmente al método de detección. En el caso

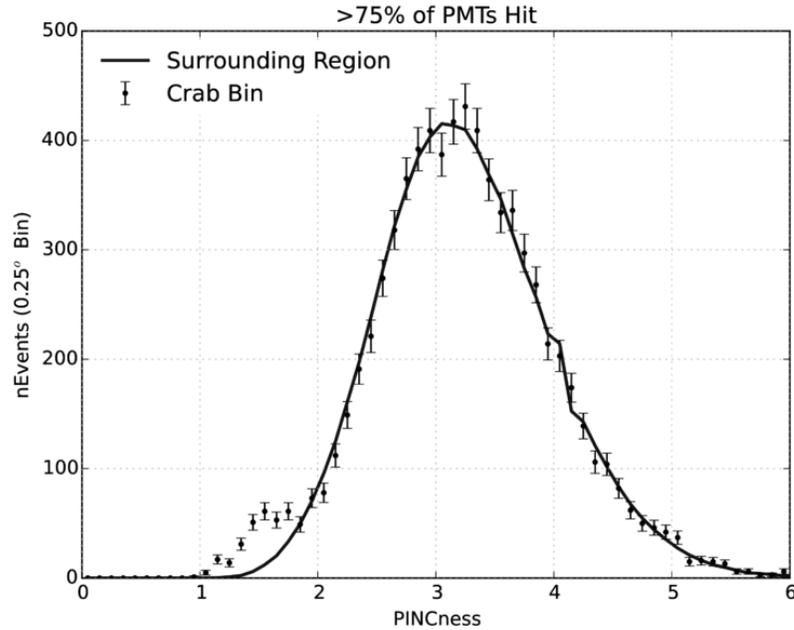


Figura 6.10: La distribución de \mathcal{P} para sucesos en la región del Cangrejo con una fracción de PMTs impactados de entre 74.0 % y 84.0 %. Dado que \mathcal{P} es básicamente un cálculo de χ^2 , la variable \mathcal{P} tiene un valor de 1–2 para fotones. (fuente Abeysekara *et al.* (2017) [40])

de IceCube toda la información que se extrae del suceso proviene de la cantidad de energía depositada a lo largo de la pista dE/dx de los muones. HAWC por otro lado es sensible a la componente electromagnética de la cascada que contiene mayor información por lo cual el detector funciona como calorímetro y está mejor correlacionado con la energía de la partícula primaria.

6.3. Codificación de datos en IceCube

La alta tasa de sucesos de IceCube (~ 2.6 kHz en IC86), junto con el limitado ancho de banda de los satélites de comunicaciones que proporcionan conectividad al Polo Sur, establece un límite práctico en la cantidad de información que se puede almacenar y transferir de cada suceso que activa el disparador del detector. Por esta razón, solo se almacenan los datos completos para aquellos sucesos que pasan alguno de varios filtros. Estos filtros seleccionan sucesos considerados de interés de acuerdo a criterios predefinidos por diferentes análisis enfocados en la detección de neutrinos. Como los muones producidos por rayos cósmicos provenientes del hemisferio sur dominan la tasa de disparo, el almacenamiento y transmisión de datos en bruto para todos estos sucesos no es posible. Por esta razón hemos diseñado un formato de almacenamiento de datos más compacto denominado DST (Data Storage & Transfer). Este formato se utiliza para almacenar los resultados de la reconstrucción realizada en línea de todos los sucesos registrados por IceCube.

El formato DST almacena el tiempo del suceso t , los ángulos de dirección (θ, φ) en coordenadas locales de la pista (o traza del muón) reconstruida, el número de módulos activados y de cables cuyos módulos han sido activados, el número de fotoelectrones registrados en el detector y el resultado de una estimación de la energía así como otros datos referentes a la calidad de la reconstrucción de cada suceso. Los datos se codifican en un formato comprimido que permite la transferencia de alrededor de 3 Gb por día a través del sistema de comunicación satelital llamado SPADE (South Pole Archival and Data Exchange) o más recientemente, su sucesor JADE (Java Archival and Data Exchange).

La secuencia de datos DST es la principal fuente de información sobre las direcciones de incidencia de rayos cósmicos de IceCube para el análisis de anisotropía y fue diseñada con este fin por el autor de este texto. La energía mediana y la resolución angular mediana

de los sucesos DST ha sido determinada utilizando simulaciones de tipo Monte Carlo de cascadas atmosféricas con CORSIKA [38]. El capítulo 8 trata más a fondo estas simulaciones.

6.4. El Software DST

El objetivo del proyecto DST es recopilar información sobre todos los sucesos recolectados por IceCube. El propósito de obtener estadísticas tan altas es múltiple; se pueden utilizar para producir diagnósticos de altas estadísticas sobre el rendimiento del detector, y también para análisis físicos específicos que requieren recopilar información sobre todos los sucesos desencadenados. El filtrado DST se ejecuta en línea, en el Polo Sur como parte del procesamiento y filtraje de sucesos (PnF de sus siglas en inglés), donde todos los sucesos desencadenados se reconstruyen a base de algoritmos rápidos como los que hemos descrito en el capítulo 6. Como ya se ha mencionado, sólo un número limitado de observables se escribe en el disco en un formato compacto. El DST registra los resultados de reconstrucción rápida implementado en el esquema del PnF y codifica la pista reconstruida de cada suceso junto con otros observables tales como el número de pulsos producidos por fotoelectrones, el tiempo del suceso e información de disparo.

Esta información del suceso DST se capta y se escribe en un objeto C++ de tipo *I3DST* serializado. Las herramientas de filtro para este flujo específico son rápidas y los datos captados por ellas son lo suficientemente compactos. Esto nos permite recopilar información sobre todos los sucesos que activan el disparador de IceCube y a la vez cumplir con las restricciones de CPU y ancho de banda en la codificación y transmisión de los datos.

El filtro DST ha estado corriendo en el Polo Sur desde 2007 con la configuración IC22 y los datos captados en este formato han sido utilizados en varios estudios de muones y rayos

cósmicos incluyendo las primeras mediciones de anisotropía publicadas por IceCube [3, 41, 42]. Además, se han hecho estudios sobre variaciones de temperatura y presión en la atmósfera y estratósfera a partir de la tasa de muones captados con este filtro. El software y el formato de la codificación DST se describen en forma detallada en el apéndice A.

Capítulo 7

SISTEMA DE COORDENADAS

7.1. Coordenadas locales

La definición del sistema de coordenadas local se muestra en la figura 7.1 que en el caso de ambos detectores tiene su origen en centro del detector. El eje y está situado en un plano paralelo a la superficie, y alineado con el meridiano primario (longitud geográfica 0°). El eje x , también paralelo a la superficie y coplanar con y , apunta en una dirección a 90° del eje y , en el sentido de las agujas del reloj. El eje z es ortogonal al plano $x - y$ y apunta hacia el cenit local. Las direcciones de arribo de los sucesos en este sistema de coordenadas se definen en coordenadas esféricas por el ángulo acimutal φ , y el ángulo cenital θ . que se definen de la siguiente manera:

- ángulo cenital θ : medido con respecto al eje z de 0° a 180° . La convención implica que el punto cenital tiene $\theta = 0^\circ$, el horizonte local está a $\theta = 90^\circ$ y el punto nadir tiene $\theta = 180^\circ$.
- ángulo acimutal φ : medido en sentido contrario a las agujas del reloj desde el eje x de 0° a 360° . En esta convención, el eje y apunta en la dirección $\varphi = 90^\circ$.

7.2. Marco celeste ecuatorial

Las posiciones astronómicas se definen en el sistema de coordenadas ecuatoriales (mostrado en la figura 7.2), al que también se refiere en este trabajo como marco de coordenadas

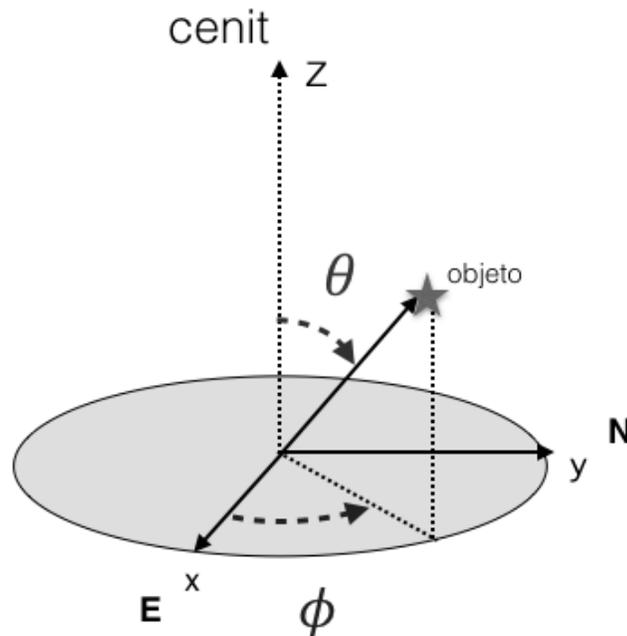


Figura 7.1: Definición de las coordenadas locales. Se muestran los ángulos acimutal y cenital (φ y θ , respectivamente) a un objeto en el cielo.

“siderales”. Las referencias en la esfera celeste son el *ecuador celeste*, el cual es la proyección del plano ecuatorial de la Tierra al infinito; el *equinoccio vernal*, que corresponde a la intersección del ecuador celeste y el plano eclíptico; y los polos celestes (norte y sur) definidos por la proyección del eje de rotación de la Tierra. Debido al movimiento de precesión de la Tierra, el punto vernal se mueve lentamente con respecto a las estrellas, completando un ciclo en unos 26,000 años. Por esta razón, las posiciones en coordenadas ecuatoriales se refieren generalmente al punto vernal para una época particular. En este trabajo, utilizamos la época J2000. Para este estudio, no se toman en cuenta las correcciones por efectos de mayor orden como la nutación. Las posiciones en la esfera celeste se caracterizan por dos ángulos:

- Ascensión recta α : La distancia angular del punto vernal medida en sentido contrario

a las agujas del reloj a lo largo del ecuador celeste de 0° a 360° .

- Declinación δ : Se mide como la distancia angular entre el ecuador celeste y la línea paralela que contiene el objeto. Los ángulos se miden desde -90° a $+90^\circ$, donde las declinaciones negativas corresponden a los objetos en el hemisferio sur y las positivas a objetos en el hemisferio norte.

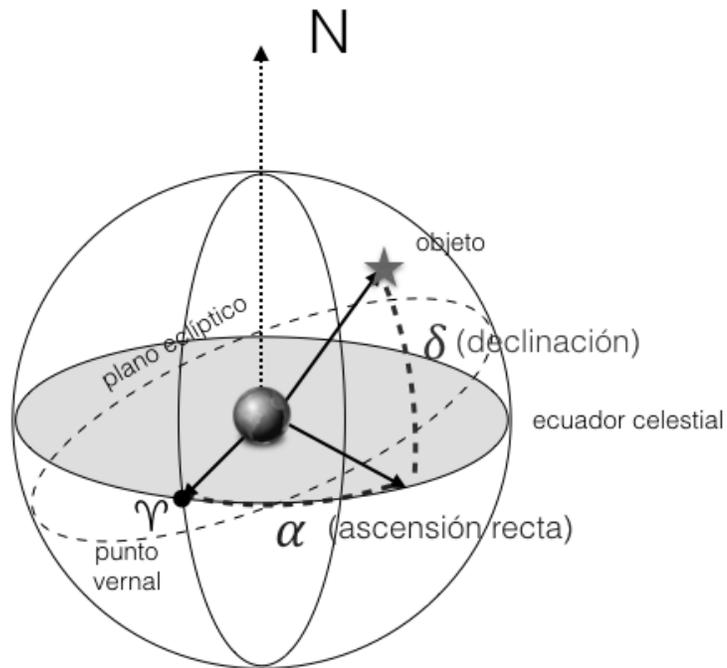


Figura 7.2: Definición del sistema de coordenadas ecuatoriales (sideral). Se muestran los ángulos de ascensión recta α y declinación δ .

Los sistemas de coordenadas local y celeste (o ecuatorial) están relacionados a través de una transformación que depende del tiempo. Definimos

$$\mathbf{n} = (\cos \alpha \cos \delta, \sin \alpha \cos \delta, \sin \delta) \quad (7.1)$$

como el vector unitario correspondiente a las coordenadas (α, δ) en el sistema ecuatorial diestro. Del mismo modo, el vector unitario correspondiente a las coordenadas (θ, φ) en el sistema local diestro es $\mathbf{n}' = (\cos \varphi \sin \theta, -\sin \varphi \sin \theta, \cos \theta)$. Los dos vectores unitarios están relacionados a través de una transformación de coordenadas dependiente del tiempo $\mathbf{n} = \mathbf{R}(t)\mathbf{n}'$. Para un experimento situado en una latitud geográfica Φ y longitud Λ (medido al este de Greenwich), la matriz de transformación es

$$\mathbf{R}(t) = \begin{pmatrix} -\cos \omega t \sin \Phi & -\sin \omega t \sin \Phi & \cos \Phi \\ \sin \omega t & -\cos \omega t & 0 \\ \cos \omega t \cos \Phi & \sin \omega t \cos \Phi & \sin \Phi \end{pmatrix}, \quad (7.2)$$

donde $\omega = 2\pi/24$ y la hora local sidereal t está relacionada (en horas) a la hora sidereal en Greenwich t' (0^h UTC) por $t = t' + \Lambda/\omega$ y ésta se define con el polinomio de tercer grado

$$t' = c_0 + c_1 \cdot T + c_2 \cdot T^2 + c_3 \cdot T^3 \pmod{360}, \quad (7.3)$$

en grados ($^\circ$) con coeficientes $c_0 = 280.46061837$, $c_1 = 1.31850007701 \times 10^7$, $c_2 = 3.87933 \times 10^{-4}$, $c_3 = -2.58331181 \times 10^{-8}$ y donde T se define como

$$T = \frac{MJD - 51544.5}{36525}, \quad (7.4)$$

(ver J. Meeus, *Astronomical Algorithms* (Willman-Bell 1998) p. 88, ecuación 12.4). Para convertir a horas solo es necesario multiplicar por el factor $24/360$. El término MJD corresponde a la fecha juliana modificada obtenida restando 2400000.5 días de la fecha juliana JD, y por lo tanto, al número de días desde la medianoche del 17 de noviembre de 1858. En términos del ángulo de la hora h (definido por $\alpha = t' - h$), la relación entre coordenadas

locales y celestes es

$$\begin{aligned}\sin \delta &= \cos \theta \sin \Phi + \sin \theta \sin \varphi \cos \Phi \\ \tan h &= \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi \sin \Phi - \cot \theta \cos \Phi}.\end{aligned}\tag{7.5}$$

En el caso de IceCube, estando éste situado en el Polo Sur ($\Phi = -90^\circ$), las ecuaciones (7.5) se simplifican a:

$$\begin{aligned}h &= \varphi + 90^\circ \\ \delta &= \theta - 90^\circ\end{aligned}\tag{7.6}$$

7.3. Marco solar de coordenadas

Otro sistema de coordenadas útil es el marco solar en el cual la ascensión recta se mide con respecto a la ascensión recta del Sol α_{\odot} , y donde su declinación se conserva sin alteraciones:

$$\begin{aligned}\alpha_s &= \alpha - \alpha_{\odot} \\ \delta_s &= \delta.\end{aligned}\tag{7.7}$$

Dado que el origen de este marco está fijado al Sol, éste se mueve con respecto al marco sideral (es decir, con respecto a las estrellas), completando una revolución en un año solar (365.25 días). En el caso de observaciones con cobertura constante e invariable, cualquier señal en el marco sideral se debe promediar a cero durante el curso del año solar. Las brechas en el tiempo de adquisición de datos o las variaciones estacionales en el flujo de rayos cósmicos observados podrían producir una anisotropía en coordenadas siderales de

origen solar. El efecto también puede funcionar en sentido opuesto: la anisotropía sideral podría distorsionar la anisotropía observada en el marco solar. Se espera una anisotropía de origen astrofísico en el marco sideral y solar, por lo que es difícil desentrañar esas señales del efecto que las brechas de toma de datos podrían causar.

7.4. Marcos de tiempos no-físicos

Un año sideral tiene 366.25 días, lo que equivale a un día más que el año solar (365.25 días) con lo cual un día sideral tiene unos 4 minutos menos que un día solar. El marco anti-sideral se construye invirtiendo el signo de la corrección necesario para pasar del tiempo solar al tiempo sideral, lo que significa que un día anti-sideral es de unos 4 minutos más que un día solar y por lo tanto, el año anti-sidereal consta de 364.25 días. Este marco de coordenadas se utiliza comunmente para investigar efectos como variaciones estacionales producto del dipolo solar. Estos pueden causar una distorsión en la anisotropía sideral los cual se manifiesta como una aparente señal en el marco anti-sideral. Similarmente, se puede definir otro marco, llamado “sideral-extendido”, donde un día es 4 minutos más corto que el día sideral (8 minutos más corto que el día solar). Por lo tanto, un año en este marco de tiempo tiene 367.25 días. Fluctuaciones en el dipolo de la anisotropía sideral pueden inducir una “señal” en el marco sideral extendido. Ref. [43] contiene una descripción más detalladas de estos marcos y su relación con variaciones temporales.

7.5. Pixelización y visualización de mapas celestes

Para simplificar los cálculos sobre las esferas locales y celestes, necesitamos dividir el cielo en píxeles con ángulo sólido $\Delta\Omega$ de igual área. Para ello utilizamos la parametrización sobre la esfera unitaria proporcionada por el paquete `HEALPix` (Hierarchical Equal Area

iso-Latitude pixellation of the sphere) [44]. HEALPix, el cual está disponible como una biblioteca¹, fue diseñado para el análisis de mapas celestes en el estudio del fondo cósmico de microondas (CMB) y proporciona métodos para visualizar y analizar mapas celestes. HEALPix proporciona una teselación de la esfera unitaria con píxeles de igual área y una ordenación de píxeles en filas iso-latitudinales. La esfera unitaria se divide en píxeles que subtienden el mismo ángulo sólido $\Delta\Omega$. El número N_{pix} de píxeles en un mapa, se determina mediante el parámetro N_{side} , donde $N_{\text{pix}} = 12 \times N_{\text{side}}^2$. El parámetro N_{side} define la resolución y tiene que ser definido en potencias de $2N_{\text{side}} = 2^r$.

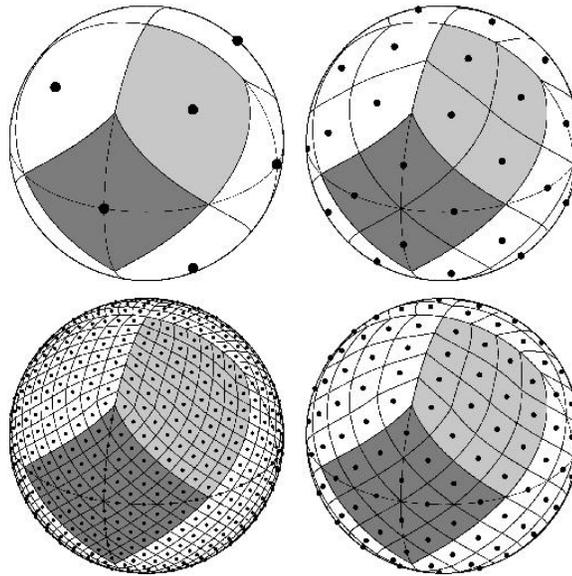


Figura 7.3: Pixelización de HEALPix (imagen cortesía NASA JPL)

Una vez que la rejilla del cielo está construida para toda la esfera celeste, a cada par reconstruido (θ, φ) se asigna a un número entero que identifica, de manera única, cada uno de los píxeles en la cuadrícula. La resolución predeterminada de mapa utilizada en el análisis presentado más adelante es de $N_{\text{side}} = 64$, que divide la esfera en 49,152 píxeles con un tamaño angular medio de píxeles de $\sim 0.92^\circ$. Este tamaño de píxel es menor que la

¹<http://healpix.jpl.nasa.gov>

resolución angular de los detectores utilizados en este trabajo ($\sim 4^\circ$) y mucho menor a la escala angular de la anisotropía sidereal.

Capítulo 8

SIMULACIONES

8.1. Simulación de cascadas atmosféricas

En su gran mayoría, las partículas detectadas por IceCube y HAWC se producen en cascadas atmosféricas procedentes de interacciones de rayos cósmicos con moléculas en la atmósfera de la Tierra y llegan a la superficie en forma de chubascos de partículas extensos e incluyen muones penetrantes. Estas cascadas atmosféricas se simulan utilizando técnicas de Monte Carlo. En el caso de IceCube se utiliza una versión modificada (Refs. [45, 46]) de CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) [38]. El modelo de interacción hadrónica utilizado en estas simulaciones es SIBYLL 2.1. El espectro de energía de las partículas primarias se genera a partir del modelo *poly-gonato* de J. R. Hörandel el cual consiste de varios espectros de energía según el elemento primario del rayo cósmico [47]. Los elementos están agrupados en seis clases de acuerdo a su masa atómica: protón ($A = 1$), helio ($A = 2$), de litio a flúor ($A = 3-9$), de neón a cromo ($A = 10-24$), de manganeso a cobalto ($A = 25-27$) y de níquel a uranio ($A = 28-92$). Cada uno de estos grupos tiene un espectro de energía correspondiente. La figura 8.1 muestra los espectros energéticos de rayos cósmicos con energías primarias de hasta 10^{20} eV cuyas cascadas atmosféricas son simuladas por CORSIKA.

En el caso de IceCube, además de simular las interacciones de partículas en la atmósfera y su propagación, es necesario realizar una propagación de los leptones, productos secundarios de las cascadas atmosféricas, a través del hielo dentro del volumen del detector. A

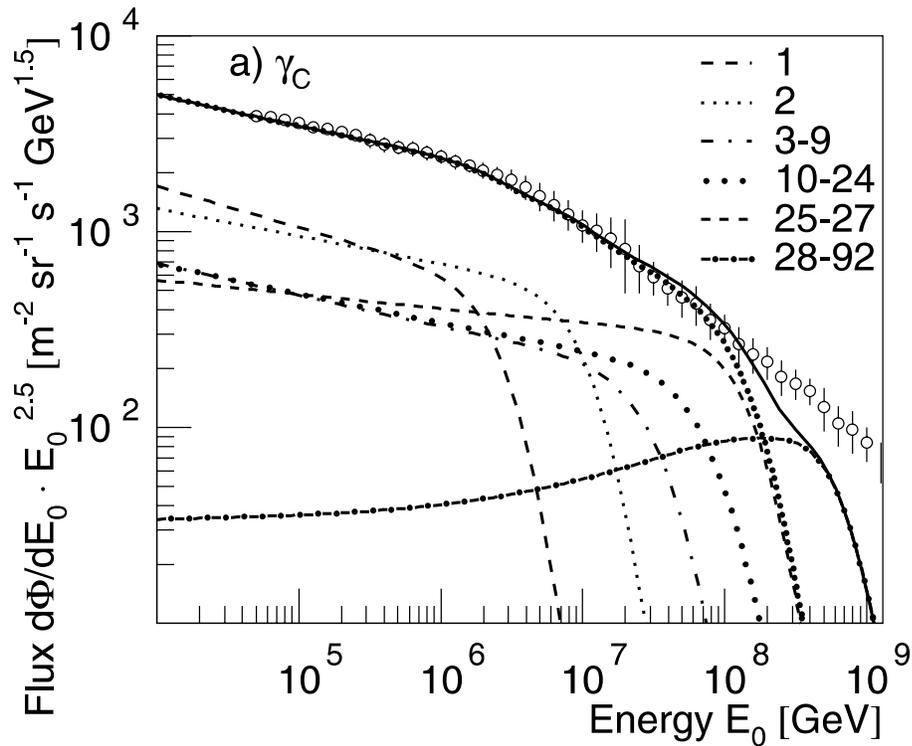


Figura 8.1: Espectro energético de partículas de acuerdo al modelo *poly-gonato* de J. R. Hörandel [47] utilizado para describir la composición de rayos cósmicos en la simulación de CORSIKA. Los diferentes espectros de energía surgen de agrupaciones basadas en las masas elementales. Los seis grupos son: protones ($A = 1$), helio ($A = 2$), litio a flúor ($A = 3-9$), neón a cromo ($A = 10-24$), manganeso a cobalto ($A = 25-27$), Y níquel a uranio ($A = 28-92$).

medida que los leptones viajan a través del hielo (o cualquier materia), éstos, sufren pérdidas energéticas y producen fotones detectables por los sensores de IceCube. Las pérdidas energéticas en el hielo son: bremsstrahlung, producción de pares, dispersión múltiple e ionización [11] como se describe en el capítulo 3. La propagación de muones (y taus) a través del detector y sus pérdidas de energía se simulan utilizando un programa llamado PROPOSAL (PPropagator with Optimal Precision and Optimized Speed for All Leptons) basado en parametrizaciones [48].

Los sucesos coincidentes, aquellos con dos (o más) haces de muones que cruzan el detector simultáneamente (dentro de una ventana de disparo Δt), necesitan ser simulados ya que el detector IceCube es lo suficientemente grande como para que sucesos de fondo ocurran simultáneamente con una probabilidad significativa. La simulación de muones coincidentes se producen al combinar dos o tres sucesos individuales, en los que al menos un módulo óptico ha detectado fotones. Los sucesos se combinan usando la probabilidad Poisson $f(k, \lambda)$ de que un número k de chubascos coincidan durante intervalo de tiempo Δt :

$$f(k, \lambda) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^k}{k!}, \quad (8.1)$$

donde $\lambda = R\Delta t$ es el número promedio de muones que atraviesan el volumen del detector en un periodo Δt , dada una tasa R . Los chubascos de fondo se inyectan con una distribución temporal uniforme en el intervalo Δt . Por defecto, la ventana de tiempo Δt tiene un valor de $40 \mu s$ pero puede hacerse arbitrariamente grande dado suficiente memoria necesaria para almacenar la información de cada componente de los chubascos.

8.2. Propagación de fotones en IceCube

La emisión de fotones y su propagación es manejada por los códigos de propagación de fotones PPC y CLSim. Estos módulos están diseñados para utilizar procesadores de unidades de procesamiento gráfico (GPU) por medio de las plataformas CUDA y OpenCL para simular, en forma paralela, las interacciones de fotones individuales en el hielo (Chirkin, 2013) [49, 50]. Para ello, se requiere un modelo glacial que caracterise las propiedades de dispersión y absorción de luz del hielo en el detector. El modelo actual adoptado para este trabajo también describe la inclinación de las capas en el hielo y la anisotropía acimutal en la dispersión y absorción de la luz. Este modelo llamado SPICE-Lea ha sido actualizado

basado en el modelo de SPICE-Mie mostrado en la Figura 8.2 y derivado en Ref. [51]. Una vez simulada dicha propagación, los sucesos pasan a través de un filtro con el cual se seleccionan solo aquellos que tienen uno o más fotonelectrones. Si ningún módulo óptico registra un foto-electrón, el suceso se descarta.

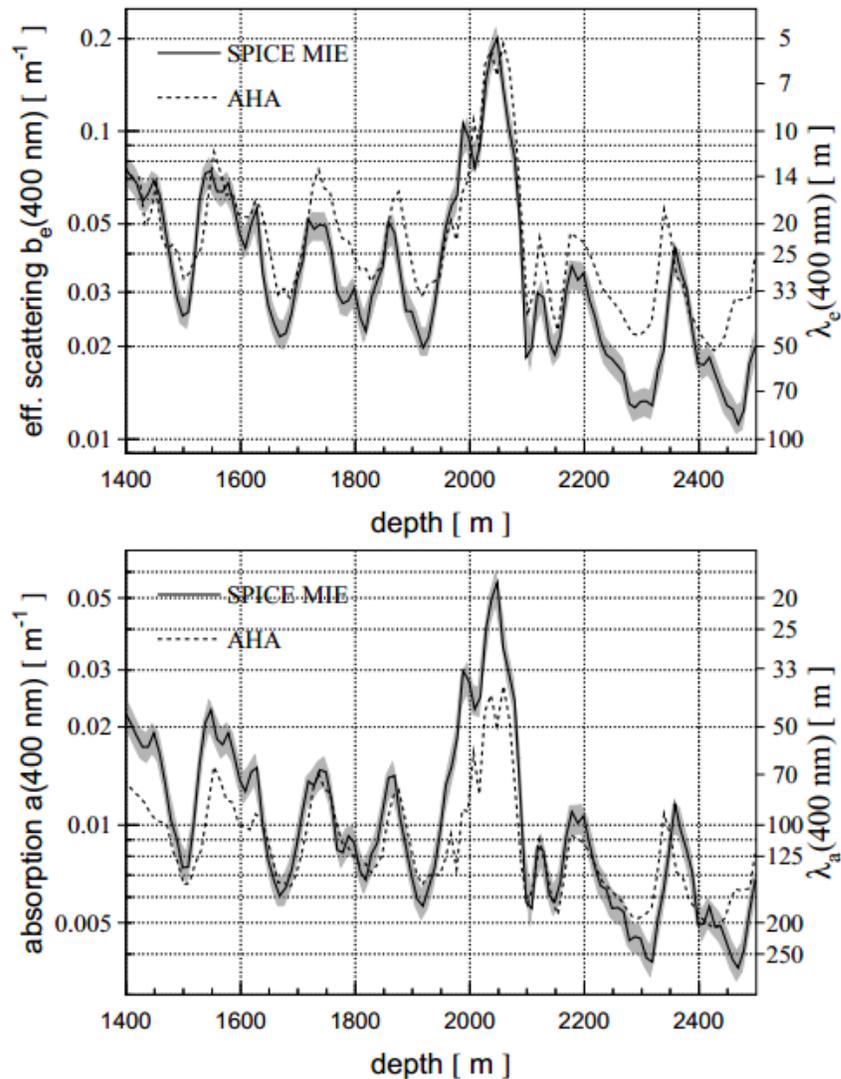


Figura 8.2: Las propiedades de dispersión y absorción del hielo descrito por el modelo SPICE-Mie [51] y el modelo AHA [52]. La profundidad se mide desde la superficie. Una capa de polvo es visible desde 2000-2100 m por debajo de la superficie.

8.3. Simulación de IceCube

Después de obtener el número de fotoelectrones producidos por muones, se producen los pulsos electrónicos correspondientes a lo que registrarían los PMTs y a estos se añaden ruido y otros efectos relacionados a los PMTs como son: pulsos precoces (que suelen aparecer 30 ns antes del pico principal y surgen a consecuencia de los fotoelectrones producidos directamente en el primer dínodo), pulsos tardíos (que aparecen hasta 70 ns después del pico principal y consisten en fotoelectrones que se dispersan (in)elásticamente desde el primer dínodo y producen electrones secundarios después de volver a ser acelerados), y pulsos extremadamente tardíos (que se atribuyen a la ionización de los gases residuales producida por electrones acelerados en el espacio entre dínodos) [28]. El módulo *DOMLauncher* simula la electrónica del tablero electrónico del DOM, procesando estos impactos de fotoelectrones a través del discriminador, la coincidencia y la lógica del digitalizador para producir las señales digitalizadas o *DOMLaunches*. Los datos emitidos por *DOMLauncher* son sometidos a una simulación del disparador descrito en el capítulo 4.

8.4. HAWCSim

La simulación Monte Carlo de HAWC está basada en el conjunto de herramientas GEANT4 [53] con el cual se simula el paso de partículas a través de la materia. HAWCSim toma la información de partículas producida por CORSIKA a la altitud HAWC y simula sucesos hasta el punto en que producen fotoelectrones en el PMT.

En lugar de simular la respuesta del fotocátodo a los fotoelectrones en este punto de la cadena (incluyendo la simulación de la absorción, transmisión y reflexión de fotones Cherenkov), se calculan probabilidades correspondientes para cada proceso físico a partir de las leyes de Fresnel. En éstas se incluyen los índices de refracción de cada uno de

los materiales (fotocátodo, vidrio, vacío). También se calcula la eficiencia cuántica del fotocátodo como función del ángulo de incidencia a base del índice de refracción complejo del material de fotocátodo. Finalmente, se asigna un tamaño de pulso a cada fotón detectado a base de una distribución medida [54]. Una vez que se obtiene la respuesta del fotocátodo, se ejecuta un programa que simula la colección de fotoelectrones y el hardware DAQ incluyendo el disparador.

Las reconstrucciones de núcleo y ángulo en los sucesos simulados se producen con MILINDA, el proyecto de reconstrucción y análisis de Milagro [55] escrito originalmente en el lenguaje C aunque más tarde se le ha añadido código C++. Los datos de simulación se almacenan en archivos en formato ROOT [56] donde se incluyen todos los sucesos capaces de activar el detector.

Los sucesos de CORSIKA, en este caso, no se simulan con su espectro natural, sino que se les da un espectro relativamente plano ($E^{-2.0}$) con el fin de sobremuestrear los sucesos de alta energía que suelen activar al detector con menor frecuencia. Además, en las simulaciones de HAWC se simulan los sucesos lanzándolos preferentemente a poca distancia del centro del detector (hasta 1 km). El uso de pesas en la etapa analítica elimina los sesgos introducidos a raíz de estas optimizaciones.

Capítulo 9

METODOLOGÍA

9.1. Intensidad relativa

Para construir un mapa celeste del flujo de rayos cósmicos necesitamos construir un mapa de referencia que representa la sensibilidad del detector a un flujo isotrópico de rayos cósmicos. Este mapa de referencia no es en sí mismo isotrópico, ya que los efectos atmosféricos causan cambios diurnos en la tasa de cascadas atmosféricas y las asimetrías del detector conducen a una desigual distribución de sucesos en función de ascensión recta. El mapa de referencia debe tomar en cuenta estos y otros efectos, los cuales son difíciles o imposibles de simular con el nivel de precisión requerido. Por eso, éste tiene que ser construido a partir de los mismos datos. Utilizamos el paquete HEALPix [44] con el cual dividimos el cielo en una cuadrícula con píxeles de igual ángulo sólido con el número de sucesos $N(\alpha, \delta)$, donde α, δ es la dirección de arribo reconstruida en coordenadas ecuatoriales. El mapa de referencia $\langle N(\alpha, \delta) \rangle$ se produce a partir de una de las técnicas que vamos a describir en las siguientes secciones.

Una vez que los mapas de datos y de referencia han sido construidos, éstos se comparan para determinar si existe alguna anisotropía en coordenadas siderales. Esta comparación se lleva a cabo mediante la construcción de dos tipos de mapas: un mapa de *intensidad relativa*, y un mapa de *significancia estadística*. Los valores de cada píxel en el mapa de intensidad relativa se calculan utilizando la ecuación:

$$\delta I_i = \frac{\Delta N_i}{\langle N \rangle_i} = \frac{N_i - \langle N_i \rangle}{\langle N_i \rangle}, \quad (9.1)$$

donde N_i y $\langle N_i \rangle$ son el número de sucesos en el i -ésimo píxel del mapa de datos y el mapa de referencia, respectivamente, calculados por medio de uno de los métodos que presentaremos más adelante. La incertidumbre estadística sobre δI se determina a base de la ecuación

$$\sigma_{\delta I} = \frac{N_i}{\langle N \rangle_i} \sqrt{\frac{1}{N_i} + \frac{\alpha}{\langle N \rangle_i}}, \quad (9.2)$$

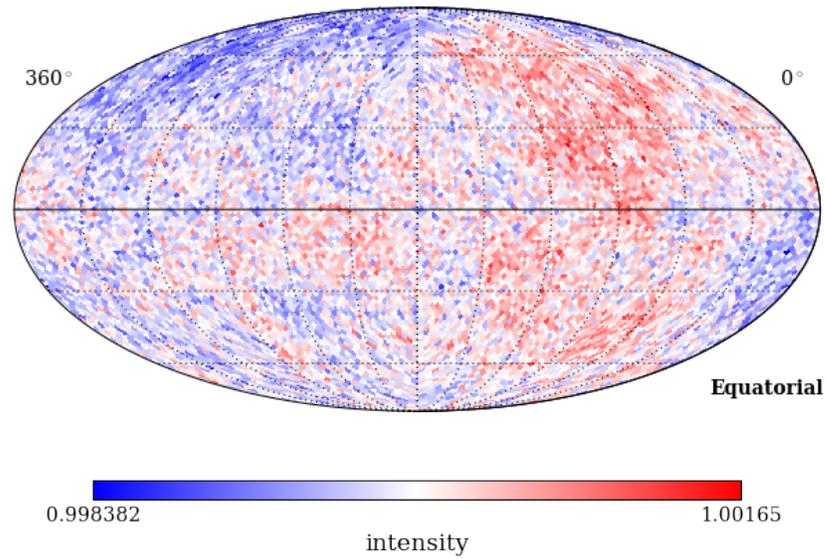
donde $\alpha = 1/n$, para n remuestras de los datos durante el proceso integración utilizado en la generación del mapa de referencia. La significancia estadística de cualquier desviación sobre el nivel de referencia se puede calcular utilizando el método de Li & Ma [57], desarrollado para aplicaciones astronómicas de rayos gamma, donde la significancia s por píxel i se da por medio de la expresión:

$$s_i = \sqrt{2} \left\{ N_i \log \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \left(\frac{N_i}{N_i + N_o} \right) \right] + N_o \log \left[(1 + \alpha) \left(\frac{N_o}{N_i + N_o} \right) \right] \right\}^{1/2}, \quad (9.3)$$

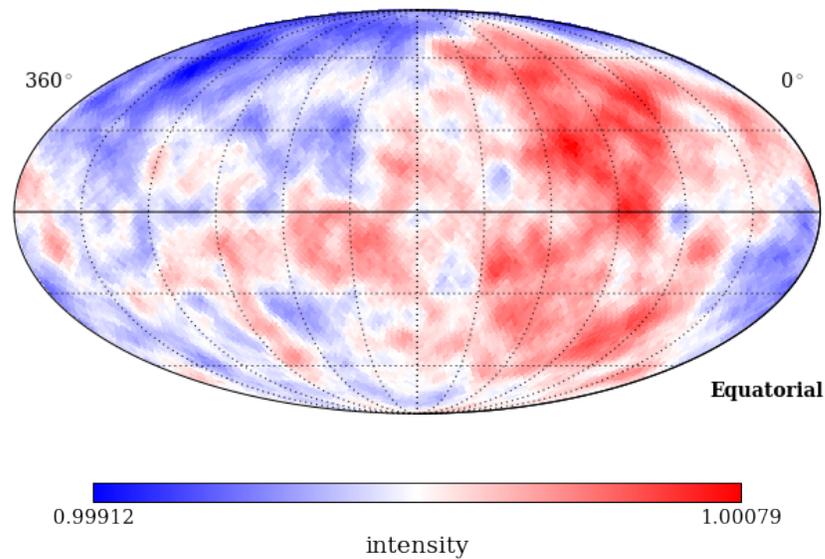
con $N_o = \langle N \rangle_i / \alpha$. Este método para calcular la significancia estadística es ampliamente utilizado en la astronomía de rayos gamma, y toma en cuenta las fluctuaciones estadísticas de los datos y las cuentas de referencia.

Un procedimiento de suavizado se aplica a los mapas de datos y de referencia antes de calcular la intensidad relativa y significancia con el fin de aumentar la sensibilidad en la búsqueda de regiones con exceso a diferentes tamaños angulares. El proceso de suavizado suma todos los sucesos en un píxel a aquellos dentro de una cierta distancia angular (el radio de suavizado). Esto produce un mapa celeste de píxeles con recuentos correlativos pero con incertidumbres de tipo Poisson el cual tiene una mejor sensibilidad a las estructuras

con tamaños angulares similares al radio de suavizado. La figura 9.1b muestra el efecto del suavizado en el mapa de intensidad relativa de un mapa “juguete” (figura 9.1a).



(a) Mapa de intensidad relativa con $N_{\text{side}} = 32$



(b) Mapa de intensidad relativa suavizado con un radio de 5° .

Figura 9.1: Mapas de intensidad relativa producido a base de una simulación de la anisotropía usando el modelo de Ref. [58] generado a partir de la ecuación 9.1 en cada píxel. El mapa en parte inferior ha sido suavizado con un radio de 5° .

9.2. Estimación de fondo y mapas de referencia

En esta sección trataremos dos métodos frecuentemente utilizados en la estimación del fondo isotrópico de los rayos cósmicos: el método de integración directa y el método de aleatorización de tiempo. El método de integración directa ha sido utilizado por varios experimentos, incluyendo HAWC, y el método de aleatorización del tiempo ha sido utilizado por las colaboraciones IceCube y ARGO-YBJ. Ambos métodos promedian la tasa de sucesos en función de las direcciones de incidencia de rayos cósmicos durante un tiempo integral Δt . Diferentes ventanas de tiempo sondan la presencia de una anisotropía en diferentes escalas angulares. Estos métodos son sensibles a estructuras de escala angular menor de $\Delta t \cdot 15^\circ/\text{h}$, dado que la Tierra gira 15° por hora alrededor de su eje. Esto significa que cualquier estructura mayor de $\Delta t \cdot 15^\circ/\text{h}$ en ascensión recta α será suprimida a partir del método.

9.2.1. Integración directa

El método de integración directa supone que la aceptación del detector es independiente de la tasa de sucesos durante un período de varias horas y que los rayos cósmicos forman un fondo isotrópico [7]. La significancia de la señal sobre el fondo se calcula por medio del conteo del número de sucesos que caen dentro del compartimento o píxel en cuestión y éste se compara con una estimación del fondo por integración directa:

$$\langle N(\alpha, \delta) \rangle = \int dt \int d\Omega A(ha, \delta) \cdot R(t) \cdot \epsilon(ha, \alpha, t), \quad (9.4)$$

donde $A(ha, \delta)$ corresponde a la aceptación del detector en función de las coordenadas (ángulo horario ha y declinación δ), $R(t)$ es la tasa de sucesos en función de tiempo y $\epsilon(ha, \alpha, t)$ es la eficiencia o probabilidad que un suceso provenga de un elemento diferen-

cial $d\Omega$. El intervalo de integración dt , corresponde al tiempo de exposición y funciona como un filtro para estructuras menores a $\Delta t \cdot 15^\circ/\text{h}$. En el caso de la anisotropía de gran escala se requiere un intervalo de integración de $dt = 24$ horas [59].

9.2.2. Método de aleatorización del tiempo

El algoritmo de aleatorización tiempo es otro método ampliamente utilizado para estimar un nivel de exposición isotrópica de referencia con pesas con la que se compara la distribución de sucesos observada [6]. Al igual que con la integración directa, se producen un mapa de datos y un mapa de referencia con coordenadas ecuatoriales agrupadas en una rejilla fina. El mapa de datos contiene las direcciones de sucesos en coordenadas siderales (α, δ) calculadas a partir de sus coordenadas locales (θ, ϕ) y tiempo de arribo t . La distribución de los sucesos en este mapa es aún muy anisotrópica ya que conserva la desigual exposición del detector a diferentes partes del cielo.

La anisotropía en el mapa de datos tiene dos orígenes: uno debido a los efectos de la exposición del detector como ya se ha mencionado, y una segunda de origen astrofísico. Estas dos fuentes de anisotropía pueden considerarse estables en sus respectivos marcos: el marco sideral de fuente astrofísica, y el marco detector (o local) de anisotropía por exposición. El algoritmo de aleatorización de tiempo desenreda estas dos fuentes, manteniendo las coordenadas locales de cada suceso fijas mientras mezcla las coordenadas astrofísicas. Para ello a cada suceso en el conjunto de datos se le asigna un tiempo aleatorio tomado de la distribución de tiempos de todos los sucesos en los datos con el fin de hacer un seguimiento de las deficiencias en la adquisición de datos. Por cada suceso real en los datos se generan 20 sucesos “falsos” con el fin de reducir las fluctuaciones estadísticas. Los sucesos falsos se utilizan para construir el mapa de referencia. Este proceso efectivamente baraja la ascensión recta α del suceso manteniendo las coordenadas locales (como se muestra en la figura

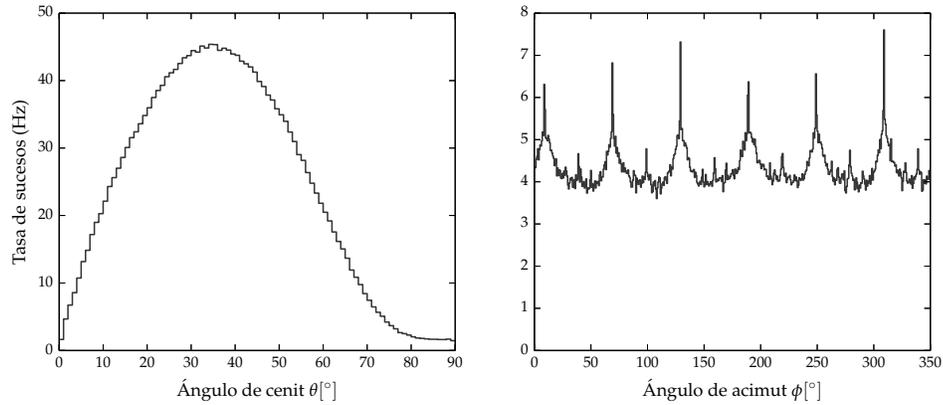


Figura 9.2: Ejemplo de distribuciones de arribo de sucesos en coordenadas locales de un día de toma de datos con la configuración de IC86 de IceCube.

9.2) y la tasa de detector sin cambios con respecto a los datos reales. Este procedimiento destruye la autocorrelación de los sucesos en las coordenadas siderales que pueden haber existido en los datos y es una estimación de lo que la distribución de los sucesos tendría en el caso que no hubiese una anisotropía sideral.

La cantidad por la que cada suceso está barajado en ascensión recta depende de la longitud de la ventana de tiempo Δt a partir de la cual se toman muestras de los tiempos de sucesos. La longitud de la ventana de tiempo puede durar de varios minutos a un máximo de 24 horas. La longitud de la ventana indica la escala del tiempo sobre la cual se estima que la aceptación del detector es estable en coordenadas locales y que los sucesos no estén mezclados sobre los tiempos en los que el detector cambie de configuración. Si las condiciones ambientales cambian muy lentamente y el funcionamiento del detector es bastante estable, se puede usar una ventana de tiempo de máximo de 24 horas.

La estimación del nivel de referencia determinado por el método de aleatorización de tiempo tiene algunas desventajas. En el Polo Sur, la declinación de un evento δ tiene degeneración con el ángulo cenital θ en coordenadas locales, independientemente del tiempo

de arribo del suceso. Como el tiempo de los suceso es aleatorizado, estos permanecen en la misma banda de declinación, lo que reduce la sensibilidad de la búsqueda anisotropía de estructuras orientadas en su mayoría a lo largo de los paralelos de declinación. Por ejemplo, una anisotropía dipolar alineada con el eje de rotación de la Tierra produciría una distribución de sucesos que sería imposible de distinguir de un efecto en ángulo cenital causado por detector usando el método de aleatorización de tiempos y que por lo tanto no es detectado [16].

9.3. Análisis de armónicos esféricos

El análisis de espectro de potencias angulares hace una descomposición del mapa celeste en armónicos esféricos y proporciona información sobre la escala angular de la anisotropía en dicho mapa. El espectro de potencia indica qué momentos multipolares $\ell = (0, 1, 2, \dots)$ en la expansión armónica de coordenadas esféricas contribuyen significativamente a la distribución de direcciones de arribo. Para observar las correlaciones entre los píxeles en varias escalas angulares, se calcula el espectro de potencia angular del mapa de intensidad relativa.

La intensidad relativa puede ser tratada como un campo escalar expandido en términos de una base armónica esférica,

$$\delta I(\mathbf{u}_i) = \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\mathbf{u}_i), \quad (9.5)$$

$$a_{\ell m} \sim \Omega_p \sum_{i=0}^{N_{\text{pix}}} \delta I(\mathbf{u}_i) Y_{\ell m}^*(\mathbf{u}_i) . \quad (9.6)$$

En las ecuaciones (9.5) y (9.6), los $Y_{\ell m}$ son las armónicas esféricas Laplace, los $a_{\ell m}$ son los coeficientes multipolares de la expansión, Ω_p es el ángulo sólido observado por cada píxel

(de tamaño constante a través de la esfera), $\vec{u}_i = (\alpha_i, \delta_i)$ es el vector direccional asociado al píxel con índice i , y N_{pix} es el número total de píxeles en el mapa del cielo. El espectro de potencia angular del campo de intensidad relativa se define como la varianza multipolar de los coeficientes $a_{\ell m}$,

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2 . \quad (9.7)$$

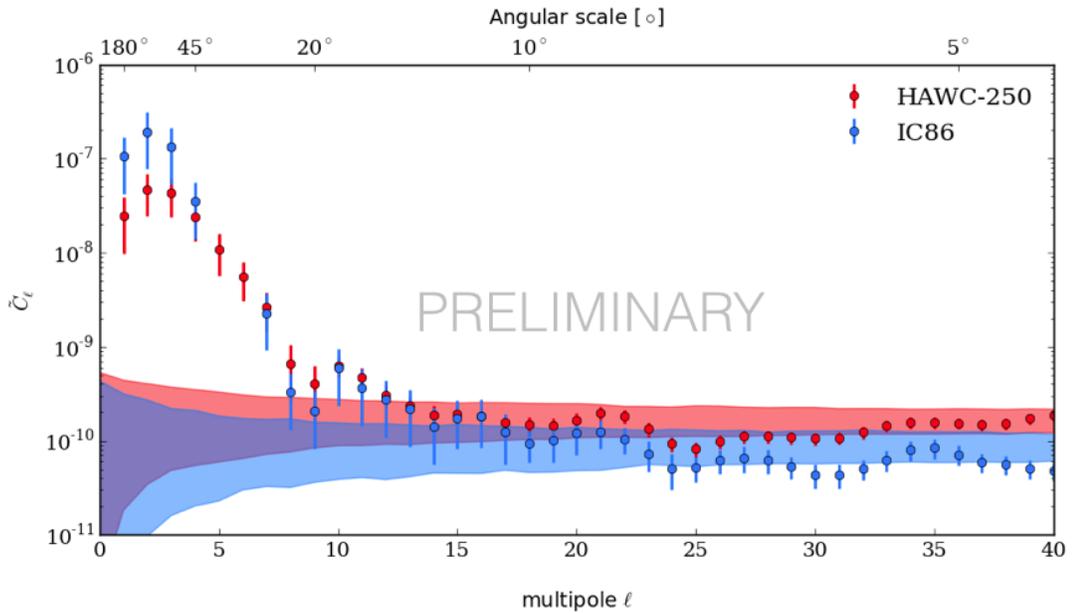


Figura 9.3: Espectro de potencia angular sin suavizaje para los conjuntos de datos IC86-III y HAWC-250. Las bandas de color sólido representan los espectros de potencia para mapas de cielo isotrópico al nivel de confianza del 90 %. (Díaz-Vélez, ICRC 2015).

La amplitud del espectro de potencia en el orden multipolar ℓ se puede asociar con la presencia de estructuras en el cielo en escalas angulares de alrededor de $180^\circ/\ell$. La figura 9.3 muestra el espectro de potencia angular medido con el detector IceCube en el hemisferio sur y por HAWC en el hemisferio norte [60]. En el caso de la cobertura de cielo completo y uniforme, una descomposición de Fourier directa de los mapas relativos de intensidad produciría una estimación imparcial del espectro de potencia. Sin embargo,

debido a la limitada exposición de cada detector en forma individual, sólo tiene acceso directo al espectro de pseudo-potencia, que es la convolución del espectro de potencia del instrumento subyacente real y el espectro de potencia de exposición relativa del detector en coordenadas ecuatoriales. Con una cobertura parcial del cielo, los armónicos esféricos $Y_{\ell m}$ no forman una base ortonormal que pueda ser utilizar para expandir el campo de intensidad relativa directamente. Como consecuencia de esto, el espectro de pseudo-potencia muestra una correlación sistemática entre los diferentes modos.

9.4. Sustracción de los momentos dipolar, cuadrupolar y octopolar

Un método para eliminar la estructura a gran escala y enfocarse en estructuras de pequeña escala en el mapa celeste consiste en restar los componentes de gran escala mayores a 45° ($\ell > 3$) de los datos y examinar el residuo de sucesos. Para producir un mapa celeste de la contribución de multipolos con $\ell > 3$, se deben restar primero las fuertes contribuciones del dipolo ($\ell = 1$), cuadrupolo ($\ell = 2$) y el octopolo ($\ell = 3$). Posteriormente se pueden estudiar estructuras con escalas angulares correspondientes a $\ell \geq 4$ en el mapa residual. Esto requiere que se haga un ajuste o “fit” del dipolo y cuadrupolo [16]. Para este procedimiento, se puede ajustar el mapa de intensidad relativa descrito en este capítulo por medio de la función:

$$\begin{aligned} \delta I(\alpha, \delta) = & m_0 + p_x \cos \delta \cos \alpha + p_y \cos \delta \sin \alpha + p_z \sin \delta \\ & + \frac{1}{2} Q_1 (3 \cos^2 \delta - 1) + Q_2 \sin 2\delta \cos \alpha + Q_3 \sin 2\delta \sin \alpha \\ & + Q_4 \cos^2 \delta \cos 2\alpha + Q_5 \cos^2 \delta \sin 2\alpha + \dots \end{aligned} \quad (9.8)$$

La ecuación (9.8) es un desarrollo multipolar de la distribución relativa de cuentas en términos de funciones armónicas esféricas con valores reales y sigue una convención de normalización de uso general en el campo del estudio de fondo de radiación de microondas (CMB de sus siglas en inglés) [61]. La cantidad m_0 es el momento del monopolo de la distribución, y corresponde a un desplazamiento de los datos arriba de cero. Los valores de (p_x, p_y, p_z) son los componentes del momento dipolar, Q se define simétrico y de traza cero con lo que los cinco componentes del momento cuadrupolar (Q_1, \dots, Q_5) son independientes y “...” implica los términos correspondientes para el momento octopolar.

Siguiendo el método publicado por Ahlers y Mersch en Ref. [62], en términos de un vector dipolar $\boldsymbol{\delta}$, la ecuación (9.8) se puede expresar como

$$\delta I(\alpha, \boldsymbol{\delta}) = \boldsymbol{\delta} \cdot \mathbf{n}(\alpha, \boldsymbol{\delta}) + \mathcal{O}(\{a_{\ell,m}\}_{\ell \geq 2}). \quad (9.9)$$

Las componentes del vector dipolar en términos de la expansión armónica (ecuación 9.5) en armónicos esféricos $Y_{\ell,m}$, en el sistema de coordenadas ecuatoriales, están relacionados con los coeficientes de expansión como

$$\boldsymbol{\delta} \equiv (\delta_{0h}, \delta_{6h}, \delta_N) = \sqrt{\frac{3}{2\pi}} (-\Re(a_{11}), \Im(a_{11}), a_{10}), \quad (9.10)$$

teniendo en cuenta que $a_{1-1} = -a_{11}^*$ y $a_{10} = a_{10}^*$. Aquí seguimos la misma notación de Ref. [8] donde δ_{0h} y δ_{6h} corresponden a los componentes del dipolo paralelos al plano ecuatorial apuntando a la dirección del ángulo horario local 0h ($\alpha = 0^\circ$) y 6h ($\alpha = 90^\circ$) del equinoccio vernal, respectivamente y δ_N como el componente dipolo que apunta hacia el norte. Sin embargo, como a_{10} generalmente no es accesible por observatorios terrestres, el componente dipolar correspondiente δ_N no puede ser restringido. Por ello sólo podemos medir los componentes del dipolo alineados con el plano ecuatorial como

$$(\delta_{0h}, \delta_{6h}) = (A_1 \cos \alpha_1, A_1 \sin \alpha_1). \quad (9.11)$$

El software de HEALPix provee un método para calcular los $a_{\ell,m}$ de un mapa celeste con la función *map2alm*. A base de los valores obtenidos con esta función, y las ecuaciones 9.10 y 9.11 se pueden obtener la amplitud dipolar A_1 y fase α_1 .

Capítulo 10

MÉTODO ITERATIVO DE MÁXIMA VEROSIMILITUD

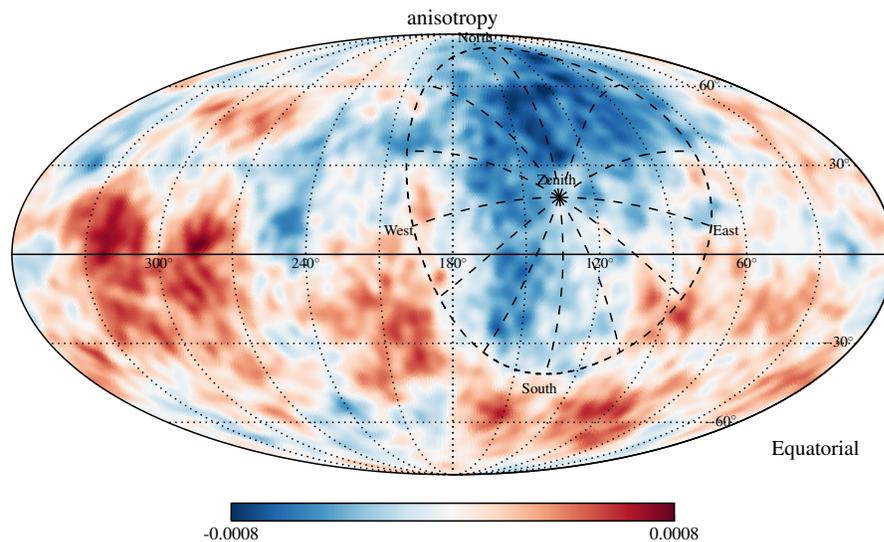


Figura 10.1: Simulación de la anisotropía de rayos cósmicos en coordenadas ecuatoriales usando el modelo de Ref. [58]. Se indica el campo de visión instantáneo (líneas negras) del observatorio HAWC (a la latitud 19° norte) a un tiempo sideral local de 9h y un ángulo cenital cortado a 60° . El campo de visión integrado respecto al tiempo corresponde a la gama de declinación $-41^\circ < \delta < 79^\circ$.

Los observatorios cósmicos anclados a la superficie de la Tierra con un campo de visión limitado están expuestos a diferentes partes de la esfera celeste conforme la Tierra gira en un día sideral. Como ejemplo, el mapa del cielo de la figura 10.1 indica el campo instantáneo de visión del detector HAWC (en la latitud de 19° N) a las 9h, hora sideral local (LST). Por lo tanto, la distribución de sucesos observados acumulados durante muchos días siderales depende, no sólo de la anisotropía de rayos cósmicos sino también de la exposición no uniforme y las variaciones del detector a través del tiempo. En el capítulo

9 hemos visto dos ejemplos de técnicas para construir mapas de referencia para representar la respuesta del detector a un flujo de rayos cósmicos isotrópico. En ellos la tasa de sucesos observados en un detector en función del tiempo sideral local está integrada contra la aceptación relativa del detector durante un periodo de integración (o intervalo de aleatorización) Δt . En principio, la elección de intervalo de integración $\Delta t = 24$ h produciría un mapa residual de anisotropía con características que cubren el cielo completo (360°). Sin embargo, para los detectores situados en las latitudes medias, la exposición instantánea del detector no coincide con la exposición diaria completa, ya que el campo de visión integrado en 24h es mucho mayor que el campo de visión instantáneo, como se aprecia en la figura 10.1. Como resultado, las estructuras de gran escala en el mapa residual de intensidad relativa, en particular, el dipolo, se ven severamente atenuadas a partir de estos métodos.

10.1. Método iterativo de máxima verosimilitud

Hemos desarrollado un método de reconstrucción a base de máxima verosimilitud con el fin de mejorar las estimaciones de la anisotropía de gran escala angular utilizando detectores en las latitudes medias. Este método puede ser utilizado para separar la anisotropía de los efectos del detector [8]. La técnica se basa en el mismo concepto utilizado por el método de aleatorización de tiempo o el de integración directa, donde la exposición total acumulada del detector se puede factorizar en una tasa de sucesos que depende del tiempo y un mapa aceptación relativa independiente del tiempo.

Se puede suponer que la exposición total acumulada del detector \mathcal{E} puede ser expresada como el producto de su exposición E integrada en ángulo y su aceptación relativa \mathcal{A} en términos del ángulo de acimut φ (de norte a este) y el ángulo cenital θ de la siguiente

manera:

$$\mathcal{E}(t, \varphi, \theta) \simeq E(t)\mathcal{A}(\varphi, \theta). \quad (10.1)$$

Sin pérdida de generalidad, es necesario que la aceptación relativa sea normalizada a

$$\int d\Omega \mathcal{A}(\varphi, \theta) = 1. \quad (10.2)$$

Esta aproximación supone que la aceptación relativa del detector permanece aproximadamente constante en relación al tiempo.

Supongamos también que el flujo de rayos cósmicos con energías de interés permanece constante como función del tiempo y sólo tiene una variación en función de longitud celeste α (ascensión recta) y latitud δ (declinación). Dicho flujo está dominado por un término isotrópico ϕ^{iso} debido a la fuerte difusión de los rayos cósmicos en el entorno galáctico. El flujo total, por lo tanto, puede ser expresado como

$$\phi(\alpha, \delta) = \phi^{\text{iso}} I(\alpha, \delta), \quad (10.3)$$

donde $I(\alpha, \delta)$ es la *intensidad relativa* del flujo como una función de la posición en la esfera celeste. La anisotropía, entonces se define como la desviación $\Delta I = I - 1 \ll 1$. Tengamos en cuenta que este enfoque ignora anisotropías asociadas con el movimiento relativo de la Tierra con respecto al Sol que se discutirán más adelante en el capítulo 12.

La transformación entre coordenadas locales y celestes (o ecuatoriales) se produce a través de la relación (7.2). Para simplificar los cálculos en los marcos locales y celestes, el cielo se compartamentaliza en píxeles de igual ángulo sólido $\Delta\Omega$ usando la parametrización HEALPix de la esfera unitaria [44]. Para intentar hacer que las ecuaciones sean más transparentes, utilizamos índices *romanos* de píxeles en el mapa del cielo local e índices

fraktur en el mapa del cielo celeste. Las bandejas de tiempo se indican mediante índices *griegos*. Por ejemplo, los datos observados en el compartimento τ de una determinada hora sideral pueden ser descritos en términos de la observación en el cielo local con píxel i como $n_{\tau i}$, o transformados en el mapa del cielo ecuatorial con píxel α como $n_{\tau\alpha}$.

Consideremos un elemento angular $\Delta\Omega_i$ de la esfera de coordenadas locales y que corresponde al par de coordenadas (θ_i, φ_i) . El número anticipado de rayos cósmicos provenientes de esta dirección durante un intervalo de tiempo sideral ΔT_τ con valor central t_τ es

$$\mu_{\tau i} \simeq I_{\tau i} \mathcal{N}_\tau \mathcal{A}_i, \quad (10.4)$$

donde $\mathcal{N}_\tau \equiv \Delta t_\tau \phi^{\text{iso}} E(t_\tau)$ corresponde al número anticipado de sucesos de fondo isotrópico en el compartimento de tiempo sideral τ . La cantidad

$$\mathcal{A}_i \equiv \Delta\Omega_i \mathcal{A}(\theta_i, \varphi_i) \quad (10.5)$$

es la aceptación relativa del detector compartimentalizada, correspondiente a un elemento angular i , y

$$I_{\tau i} \equiv I(\mathbf{R}(t_\tau) \mathbf{n}'(\Omega_i)) \quad (10.6)$$

es la intensidad relativa observada en el sistema de coordenadas locales durante el tiempo del compartimento τ . Para simplificar, todas las siguientes expresiones suponen el mismo tamaño de bandeja $\Delta\Omega = 4\pi/N_{\text{pix}}$ en los mapas locales y celestes, y un número N_{tiempo} de contenedores siderales de igual duración de $\Delta t = 24\text{h}/N_{\text{tiempo}}$. Sin embargo, es también posible utilizar una compartimentalización más general.

La verosimilitud de observar un número n de rayos cósmicos corresponde al producto de las probabilidades Poisson

$$\mathcal{L}(n|I, \mathcal{N}, \mathcal{A}) = \prod_{\tau i} \frac{(\mu_{\tau i})^{n_{\tau i}} e^{-\mu_{\tau i}}}{n_{\tau i}!}, \quad (10.7)$$

donde $n_{\tau i}$ es el número de sucesos observados en el píxel local i durante el tiempo del compartimento temporal τ y $n = \sum_{\tau} \sum_i n_{\tau i}$. Esta versosimilitud se puede maximizar para proporcionar estimadores de la función de aceptación relativa \mathcal{A}_i y del número \mathcal{N}_{τ} que se anticipa de sucesos de fondo isotrópico. En el caso de la hipótesis nula que corresponde al caso de isotropía, $I_a^{(0)} = 1$, dada la condición de contorno $\sum_i \mathcal{A}_i = 1$, las estimaciones de máxima verosimilitud de \mathcal{A}_i y \mathcal{N}_{τ} son

$$\mathcal{N}_{\tau}^{(0)} = \sum_i n_{\tau i}, \quad (10.8)$$

$$\mathcal{A}_i^{(0)} = \sum_{\tau} n_{\tau i} / \sum_{\kappa j} n_{\kappa j}. \quad (10.9)$$

Para permitir la posibilidad de anisotropía, maximizamos la razón de la verosimilitud

$$\lambda = \frac{\mathcal{L}(n|I, \mathcal{N}, \mathcal{A})}{\mathcal{L}(n|I^{(0)}, \mathcal{N}^{(0)}, \mathcal{A}^{(0)})} \quad (10.10)$$

de la señal a través de hipótesis nula en \mathcal{N} , \mathcal{A} y I .

El método de integración directa está estrechamente relacionado con el método de máxima verosimilitud. La aceptación relativa óptima del detector (10.9) y la expectativa de fondo isotrópico (10.8) de la hipótesis nula ($\delta I = 0$) son equivalentes a las estimaciones mediante integración directa con un período de integración de $\Delta t = 24$ h.

10.1.1. Invariancia bajo escalamiento de declinación

A continuación se va a demostrar que el método de máxima verosimilitud puede ser utilizado para buscar una anisotropía en todas las escalas angulares. Sin embargo, hay que

tomar en cuenta que los sucesos registrados en una dada dirección en coordenadas locales sólo puede sondear el flujo de rayos cósmicos en una banda de declinación δ constante. Por lo tanto, la expectativa de los valores en (10.4) son invariantes bajo el reescalado

$$I \rightarrow I' \equiv I/a(\delta)/b, \quad (10.11)$$

$$\mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N}' \equiv \mathcal{N}bc, \quad (10.12)$$

$$\mathcal{A} \rightarrow \mathcal{A}' \equiv \mathcal{A}a(\delta)/c, \quad (10.13)$$

donde $a(\delta)$ es una función arbitraria de la declinación y los factores de la normalización b y c se definen de tal forma que $\sum_{\tau} \mathcal{A}'_{\tau} = 1$ y $\sum_{\alpha} \delta I'_{\alpha} = 0$ para los nuevos valores. En otras palabras, el método de máxima verosimilitud es sensible a la anisotropía en ascensión recta, pero no es sensible a las variaciones en la intensidad a través de bandas de declinación. Esta limitación también es un factor en otros métodos de reconstrucción, como la integración directa o el de aleatorización de tiempo [6, 63]. A causa de esta degeneración, es necesario elegir si contar el exceso local de los rayos cósmicos como producto de una anisotropía en intensidad relativa, o si este es procedente de una variación en la aceptación local.

Una elección natural es que la anisotropía se normalice a $\int d\alpha \delta I(\alpha, \delta) = 0$ para todas las declinaciones δ , consistentemente con la definición $\int d\Omega \delta I(\alpha, \delta) = 0$. Esta condición también puede formularse en términos de una expansión en armónicos esféricos de la intensidad relativa en el sistema de coordenadas ecuatoriales (α, δ) , como ha sido señalado por [6]. En general, la intensidad relativa se puede descomponer en la suma sobre armónicos esféricos $Y^{\ell m}$ como vimos en la ecuación (9.5) en el capítulo anterior. Nuestra condición de normalización puede expresarse entonces como la condición $\hat{a}_{\ell 0} = 0$ para todos los valores de ℓ . Esta proyección reduce significativamente la reconstrucción de los componentes multipolares de la anisotropía con valores ℓ bajos, como veremos en las

siguientes secciones.

Hay que tomar en cuenta que los verdaderos momentos multipolares $\hat{a}_{\ell m}$ son una (infinita) superposición de los *seudo*-momentos multipolares $a_{\ell m}$, que se definen como en la ecuación (9.5), pero para el producto de la intensidad relativa con la función de ventana w del campo de visión. Bajo la condición de que la función de ventana es simétrica respecto al acimut, $w(\alpha, \delta) = w(\delta)$, los verdaderos momentos multipolares $\hat{a}_{\ell 0}$ son una superposición lineal de los *seudo*-momentos multipolares $a_{\ell 0}$. En la práctica, podemos, por tanto, utilizar la condición de normalización $a_{\ell 0} = 0$ para todos los valores de ℓ con el fin de asegurar que $\hat{a}_{\ell 0} = 0$ para todos los ℓ . En términos de la intensidad relativa compartimentalizada y la función ventana, esto es equivalente a la condición $\sum_{\alpha} w_{\alpha} Y_{\alpha}^{\ell 0} \delta I_{\alpha} = 0$ para todos los valores de ℓ .

Los valores máximos $(I^*, \mathcal{N}^*, \mathcal{A}^*)$ del la razón de la verosimilitud (10.10) implícitamente tienen que obedecer las siguientes relaciones:

$$I_{\alpha}^* = \sum_{\tau} n_{\tau\alpha} / \sum_{\kappa} \mathcal{A}_{\kappa\alpha}^* \mathcal{N}_{\kappa}^*, \quad (10.14)$$

$$\mathcal{N}_{\tau}^* = \sum_i n_{\tau i} / \sum_j \mathcal{A}_j^* I_{\tau j}^*, \quad (10.15)$$

$$\mathcal{A}_i^* = \sum_{\tau} n_{\tau i} / \sum_{\kappa} \mathcal{N}_{\kappa}^* I_{\kappa i}^*, \quad (10.16)$$

junto con las condiciones $\sum_{\alpha} w_{\alpha} Y_{\alpha}^{\ell 0} \delta I_{\alpha}^* = 0$ y $\sum_i \mathcal{A}_i^* = 1$. En la ecuación (10.14), introducimos la cantidad $\mathcal{A}_{\tau\alpha} \equiv \Delta\Omega_{\alpha} \mathcal{A}(\mathbf{R}^T(t_{\tau})\mathbf{n}(\Omega_{\alpha}))$ la cual corresponde a la aceptación relativa observada en el sistema de coordenadas ecuatoriales en el píxel α durante el tiempo τ .

Las ecuaciones (10.14) á (10.16) forman un conjunto de ecuaciones no-lineares las cuales no pueden ser resueltas de forma explícita. Sin embargo, se puede uno acercar a la

solución por medio del método iterativo presentado en el Apéndice B. Cabe notar que la anisotropía de rayos cósmicos obtenida en la primera iteración $\delta I^{(1)}$, corresponde al mismo resultado que se obtendría por medio del método de integración directa [64]. Las iteraciones sucesivas del método de máxima verosimilitud re-optimizan la aceptación relativa \mathcal{A} y la tasa del fondo isotrópico \mathcal{N} de cualquier anisotropía. En la siguiente sección, estudiaremos el proceso de optimización de forma más cuantitativa.

10.2. Simulación y Rendimiento

Para demostrar la aplicación de la técnica de máxima verosimilitud en la reconstrucción de una anisotropía de rayos cósmicos, hemos simulado un conjunto de datos con direcciones de arribo basado en la anisotropía se muestra en la figura 10.1. Esta simulación se basa en una realización aleatoria con una intensidad relativa δI , la cual sigue un espectro de ley de potencia con $\mathcal{C}_\ell = 10^{-7}(18/(2\ell + 1)/(\ell + 1)/(\ell + 2))$, según el modelo de M. Ahlers (2013) [58]. Este modelo fue elegido debido a su acuerdo cualitativo con la anisotropía en los rayos cósmicos de \sim TeV observada por IceCube [65] y por HAWC [66]. La esfera celeste se compartimentaliza basándose en la parametrización de HEALPix con el parámetro $N_{\text{side}} = 64$ que corresponde a $N_{\text{pix}} = 49,152$ píxeles, cada uno de un tamaño de alrededor de 1° de diámetro.

El detector simulado se encuentra en las coordenadas geográficas ($\Phi = 19^\circ$ norte, $\Lambda = 97^\circ$ oeste), el cual corresponde a la ubicación del observatorio HAWC [66]. El campo de visión instantáneo está restringido a los ángulos de cenit θ menores a 60° . La figura 10.1 muestra una proyección del campo de visión instantáneo a las 9 h, tiempo sidereal local en el sistema de coordenadas ecuatoriales. Suponemos que la aceptación relativa del detector en cualquier momento sigue la relación $\mathcal{A}(\theta, \varphi) \propto \cos \theta [1 + A \sin \theta \sin^2(\varphi + \varphi_0)]$ con $A = 0.2$

y $\varphi_0 = 10^\circ$. Los mapas de aceptación se reconstruyen con la misma resolución que el mapa de anisotropía.

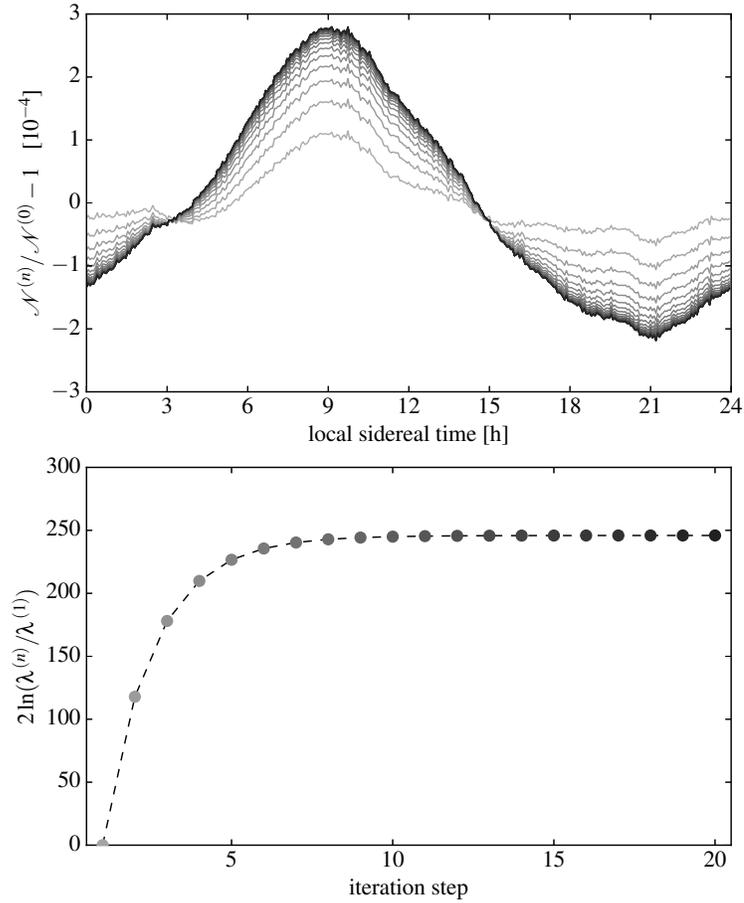


Figura 10.2: **Panel superior:** La optimización relativa del valor de la expectativa de isotropía en términos de $\mathcal{N}^{(n)}/\mathcal{N}^{(0)} - 1$ en 20 iteraciones (colores claros a oscuros). **Panel inferior:** Los valores progresivos de verosimilitud de la iteración. Observe que el método ya converge después de aproximadamente 10 pasos de iteración. (Imagen: Alhers *et al* [8])

El número anticipado de sucesos isotrópicos se almacena en $N_{\text{time}} = 360$ intervalos de tiempo sidereal, cada uno con una duración de 4 minutos, y se normaliza de tal manera que $\sum_{\tau} \mathcal{N}_{\tau} \simeq 5 \times 10^{10}$, lo cual corresponde al número integrado de sucesos en el estudio de HAWC publicado en Ref. [66]. Introducimos un modelo de juguete estadístico simple para la variación sobre la expectativa de la tasa de fondo \mathcal{N}_{τ} ; Se espera que los datos acumulados

se mantengan estables durante los períodos muestreados a partir de una distribución exponencial con un valor de expectativa de 20 min (o 5 intervalos de tiempo sideral). Suponemos que \mathcal{N}_τ tiene una fluctuación normal de 1 % alrededor de la expectativa de fondo en cada periodo estable. Este modelo emula la variación de datos del análisis publicado en Ref. [66].

Los resultados de la reconstrucción se muestran en las figuras 10.2 y 10.3. El panel superior de la figura 10.2 muestra la optimización de la expectativa de fondo $\mathcal{N}^{(n)}$ reconstruida como la cantidad relativa $\mathcal{N}^{(n)}/\mathcal{N}^{(0)} - 1$. La iteración renormaliza $\mathcal{N}^{(n)}$ al nivel de 10^{-4} dependiendo de la hora sideral local. Las características relativas introducidas por el proceso de optimización son fáciles de entender. Por ejemplo, el exceso a las 9 h tiempo sideral local es el mismo que el campo de visión instantáneo indica en la figura 10.1. En comparación con la anisotropía simulada que se muestra en la figura 10.1, se puede notar que en este momento, el detector observa una parte del cielo con un fluctuación negativa fuerte. La estimación inicial $\mathcal{N}^{(0)}$ es por lo tanto, demasiado baja y la iteración compensa este efecto. El panel inferior de la figura 10.2 muestra los valores de verosimilitud logarítmica consecutivos de cada iteración. Para este conjunto de datos simulados, la iteración sólo requiere unos 10 pasos para converger.

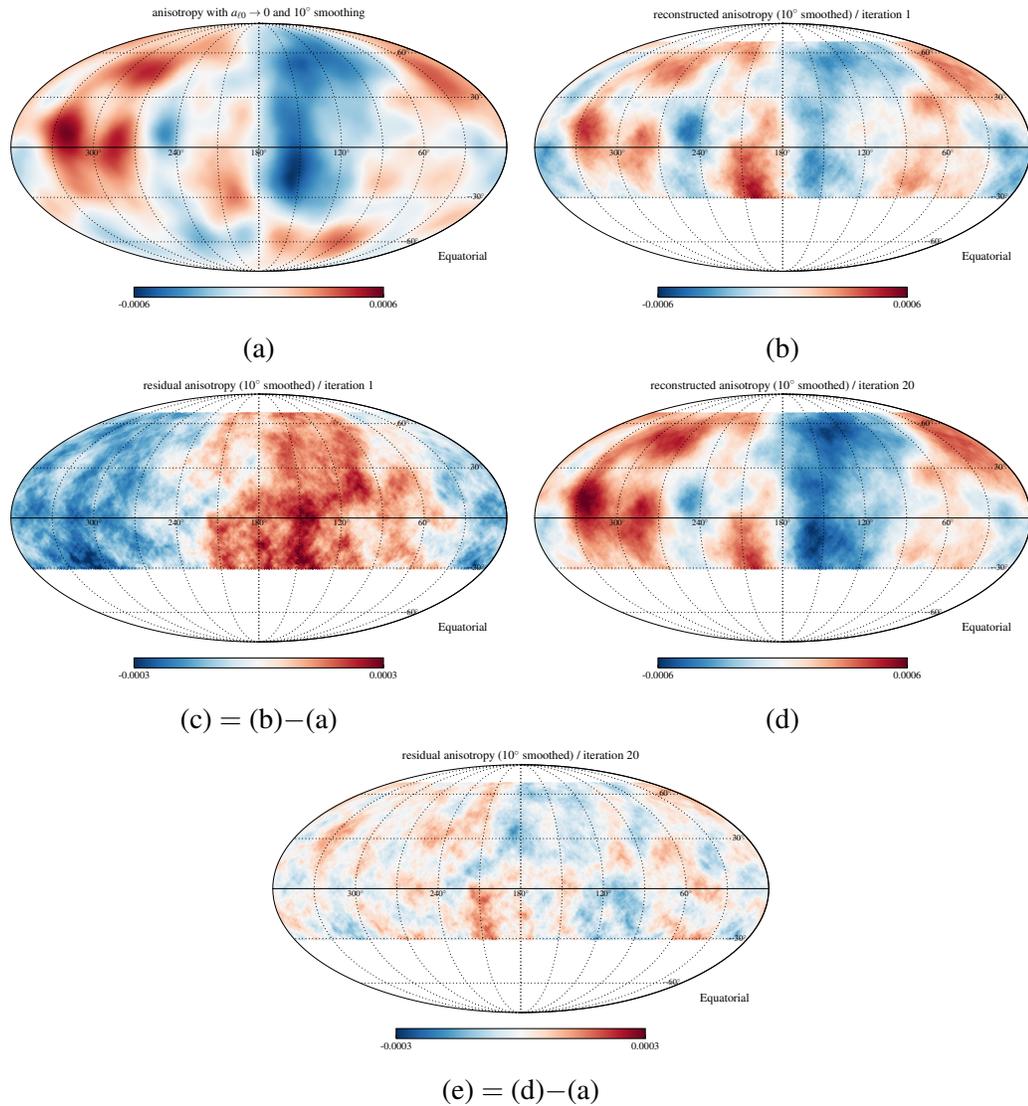


Figura 10.3: a): Expectativa de intensidad relativa con filtro multipolar $m = 0$ y suavizado de 10° . (b/d): Intensidad relativa reconstruida tras la primera y última iteración respectivamente. (c/e): Anisotropía residual después de reiniciar la expectativa en (a) de la reconstrucción en (b) y (d), respectivamente.

El mapa de la figura 10.3a muestra la expectativa de la intensidad relativa después de la aplicación del filtro $m = 0$. Los mapas de las figuras 10.3b y 10.3d muestran la anisotropía reconstruida tras la primera iteración (correspondiente al resultado de la integración directa) y después de 20 iteraciones, respectivamente. Todos los mapas en la figura 10.3 han sido

suavizados utilizando una función de sombrero de copa con un radio de 10° . Comparando los mapas de las figuras 10.3b y 10.3a se nota, cualitativamente, que las características de pequeña escala anticipadas ya se reproducen desde la primera iteración. Sin embargo, el mapa de diferencias en la figura 10.3c indica que el mapa residual tiene rasgos a gran escala que están mal reconstruidos. Por otra parte, el mapa de diferencias correspondiente en la figura 10.3e después de 20 iteraciones se acerca más al mapa esperado en la figura 10.3a.

El mapa de anisotropía residual que se muestra en la figura 10.3e está relacionado con la variación Poisson de la tasa de sucesos. Podemos hacer esta declaración más cuantitativa a través de un análisis de espectro de potencia de mapas de la anisotropía anticipada y la reconstruida. Como ya vimos en el capítulo 9, la intensidad relativa puede ser descompuesta como la suma de los armónicos esféricos (ecuación 9.5) pero, debido al limitado campo de visión integrado, los verdaderos coeficientes $\hat{a}_{\ell m}$ no pueden ser reconstruidos sin ambigüedad. Sin embargo, para el análisis de anisotropías residuales con el método iterativo, basta con estudiar los pseudo-momentos multipolares, $a_{\ell m}$, correspondientes a la expansión armónica de la anisotropía multiplicada por la función de ventana del campo de visión. En nuestro ejemplo, la función de ventana es simplemente igual a 1 para declinaciones $-41^\circ < \delta < 79^\circ$ y 0 en caso contrario. A partir de estos pseudo-momentos multipolares, podemos calcular el espectro de pseudo-potencia con la ecuación (9.7).

La figura 10.4 muestra el espectro de pseudo-potencia de los mapas de anisotropía para la primera y última etapa de iteración en comparación con el espectro anticipado, correspondiente a la anisotropía verdadera, con $\hat{a}_{\ell 0} = 0$, multiplicado por la función de ventana. Para estimar la varianza de los espectros de potencia reconstruidos debido a las estadísticas de Poisson, repetimos el análisis 100 veces con mapas de baja resolución ($N_{\text{side}} = 16$) y mostramos el rango central de 68 % de los datos. Se puede ver que la primera etapa de iteración subestima drásticamente la potencia del dipolo ($\ell = 1$) y cuadrupolo

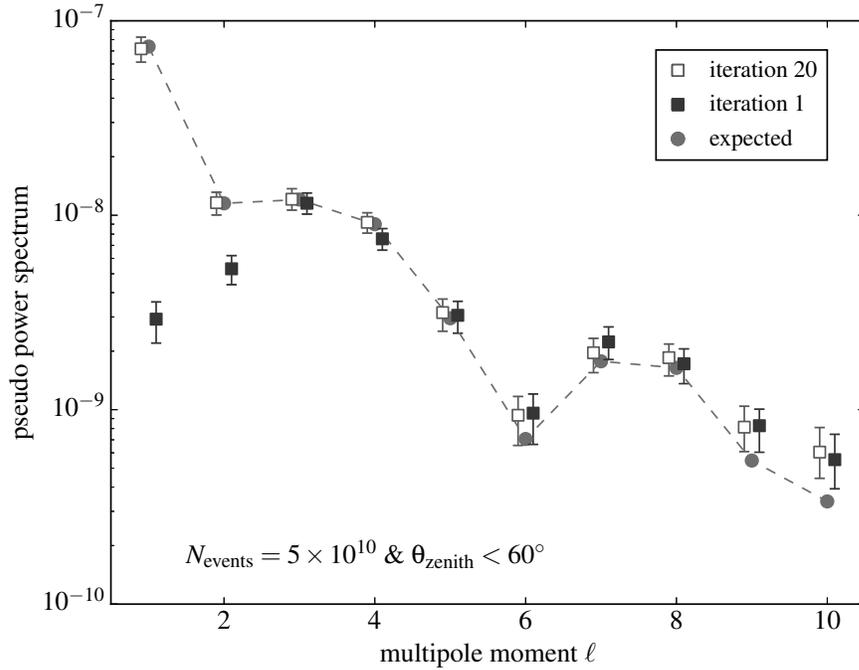


Figura 10.4: El espectro de pseudo-potencia de los mapas de anisotropía reconstruida y anticipada. Las barras de error en la potencia de la anisotropía reconstruida indica la varianza de las estadísticas de Poisson estimadas a partir de 100 ejecuciones con el mismo modelo de anisotropía y detector.

($\ell = 2$). Esto ya era cualitativamente visible en el mapa de la figura 10.3c. Por otro lado, el espectro de pseudo-potencia de la última iteración coincide con los multipolos de pequeños valores ℓ .

10.3. Comparación con otros métodos

Varios otros métodos de reconstrucción han sido desarrollados previamente para extraer la anisotropía y separarla del fondo isotrópico. En el capítulo 9, ya hemos mencionado los métodos de integración directa y aleatorización de tiempo, los cuales han utilizado en estudios de anisotropía de rayos cósmicos de Super-Kamiokande [43], Tibet-AS γ [67], Milagro [68], IceCube [41,42,65], IceTop [69], HAWC [66] y ARGO-YBJ [70]. El método de

integración directa está estrechamente relacionado con el método de máxima verosimilitud presentado aquí. La aceptación relativa óptima del detector (ecuación 10.9) y la expectativa de fondo isotrópico (ecuación 10.8) de la hipótesis nula ($\delta I = 0$) son equivalentes a las estimaciones mediante integración directa con un período de integración de $\Delta t = 24$ h. El mapa de la figura 10.3b muestra la estimación de la anisotropía producido por este método.

Otra técnica de reconstrucción bidimensional es el método *Forward-Backward* utilizado por Milagro [71]. Éste está estrechamente relacionado con el método unidimensional *East-West* [72]. Estos métodos analizan la derivada relativa de las tasas de sucesos en ascensión recta, $\partial_\alpha n/n$, en cada tiempo sideral, ya sea para las bandas de declinación individuales (en el caso de *Forward-Backward*) o para todo el campo de visión (en el caso de *East-West*). La anisotropía puede reconstruirse a partir de la primera derivada, observando que $\partial_\alpha \delta I \simeq \partial_\alpha n/n$, hasta una constante de normalización en cada banda de declinación. Esto refleja de nuevo la invarianza (10.11) a (10.13) y la incapacidad de reconstruir los momentos $a_{\ell 0}$ en coordenadas ecuatoriales.

En general, los métodos *Forward-Backward* y *East-West* tienen la ventaja de que $\partial_\alpha n/n$ no depende explícitamente del nivel de fondo instantáneo. Por ejemplo, el déficit local de sucesos de fondo en un tiempo sideral local de 9 h en el ejemplo mostrado en la figura 10.1 no afecta la estimación de la derivada $\partial_\alpha n/n$. Sin embargo, estos métodos de reconstrucción suponen que la aceptación relativa del detector es simétrica bajo su reflexión hacia adelante (o hacia el este-oeste). Esta suposición en general no es correcta. En particular, el método *Forward-Backward* no compensa automáticamente una asimetría de aceptación del detector como se ha indicado en Ref. [71]. Más bien, una aceptación no-trivial del detector cambiaría la amplitud y la fase estimadas de los armónicos individuales en cada banda de declinación.

Otros métodos iterativos de reconstrucción de anisotropía también han sido desarro-

llados y han sido aplicado a los datos de Tibet-AS γ [63, 73, 74] y ARGO-YBJ [75]. El método *Equi-Zenith Angle* [76] hace una estimación del fondo de los rayos cósmicos isotrópicos en un píxel celeste α como el promedio de aceptación (corregida) de aquellos sucesos provenientes de un mismo ángulo cenit conforme el campo de visión gira alrededor del ecuador celeste. Esto corresponde a una generalización del concepto (10.1) a $\mathcal{E} = \sum_s E^s \mathcal{A}^s$, donde la suma corre sobre los diferentes sectores angulares de igual ángulo cenit con tasas de fondo individuales E^s y aceptación relativa \mathcal{A}^s . El método de iteración basada en verosimilitud de Ref. [8] y presentado en este capítulo tiene la ventaja de que puede derivarse de un enfoque estadístico firme.

10.4. Análisis armónico

En el capítulo 9 hemos introducido la expansión armónica de la intensidad relativa en la ecuación (9.5). De particular importancia para la teoría de la difusión de rayos cósmicos es la potencia de los componentes dipolares ($\ell = 1$), pero hay que tener en cuenta que los datos de los rayos cósmicos con energías de TeV-PeV también muestran significativos momentos multipolares a escalas angulares menores, como son el cuadrupolo ($\ell = 2$), octopolo ($\ell = 3$), etc.

Como se ha mostrado en la sección 10.2, los métodos de anisotropía tradicionales pueden subestimar significativamente el espectro de pseudo-potencia angular de los datos. Este efecto puede ser compensado por el método iterativo presentado aquí. Sin embargo, este método no compensará la pérdida de potencia de los coeficientes $m = 0$. El espectro observado es por lo tanto una subestimación sistemática de la verdadera anisotropía.

Una incertidumbre adicional proviene del limitado campo de visión integrado en la mayoría de los observatorios. En el caso ideal de tener una cobertura del cielo de 4π

stereoradianes, los momentos multipolares $a_{\ell m}$ de la anisotropía reconstruida tendrían toda la información de la anisotropía excepto el término $\hat{a}_{\ell 0}$. Sin embargo, como ya se ha comentado anteriormente, la cobertura parcial del cielo de experimentos individuales sólo permite reconstruir el espectro de pseudo-momentos multipolares de la anisotropía multiplicada por la función de ventana.

Los pseudo-momentos multipolares $a_{\ell m}$ están relacionados con los verdaderos momentos multipolares $\hat{a}_{\ell m}$ a través de una transformación lineal (ej. véase Ref. [77])

$$a_{\ell m} = \sum_{\ell' m'} K_{\ell m \ell' m'} \hat{a}_{\ell' m'} , \quad (10.17)$$

donde la matriz de acoplamiento \mathbf{K} depende del espectro multipolar de la función de ventana del campo de visión (véase Ref. [8]). Es importante enfatizar que el verdadero espectro multipolar no puede ser reconstruido sin ambigüedad a partir de una cobertura parcial del cielo ya que la matriz de dimensión infinita \mathbf{K} no es invertible.

10.5. Anisotropía de gran escala

Mientras que la matriz de transición completa \mathbf{K} en la ecuación (10.17) no se puede invertir, podemos intentar una reconstrucción aproximada de la anisotropía de valores ℓ pequeños a través de un truncamiento de la expansión multipolar a partir de un máximo ℓ . Entonces la matriz truncada correspondiente \mathbf{K}' sí es invertible. Por ejemplo, asumiendo una anisotropía de un puro dipolo, $\ell \leq 1$, y una cobertura de cielo uniforme entre la declinación δ_1 y δ_2 los elementos de transición de dipolo son

$$\begin{aligned}
K'_{1010} &= \frac{1}{2}(\sin^3 \delta_2 - \sin^3 \delta_1), \\
K'_{1111} &= \frac{1}{4}(3(\sin \delta_2 - \sin \delta_1) + \sin^3 \delta_1 - \sin^3 \delta_2), \\
K'_{1-11-1} &= K'_{1111}.
\end{aligned} \tag{10.18}$$

La potencia del dipolo perpendicular al eje de rotación de la Tierra puede entonces estimarse de la siguiente manera:

$$\hat{A}_\perp = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{\sqrt{|a_{11}|^2 + |a_{1-1}|^2}}{K'_{1111}}. \tag{10.19}$$

Enfatizamos que este tratamiento es sólo correcto bajo la suposición de que la verdadera anisotropía está dominada por un dipolo. En la figura 10.5, mostramos un mapa de la anisotropía reconstruida a gran escala, incluyendo el dipolo ($\ell = 1$), cuadrupolo ($\ell = 2$) y octopolo ($\ell = 3$) con un truncamiento de la matriz en la ecuación (10.17) después de $\ell = 3$. Obsérvese que el modelo de Ref. [58] usado para esta simulación también asume una potencia significativa en multipolos más altos con $\ell > 3$. El truncamiento después de $\ell = 3$ no es, por lo tanto, por sí mismo justificado por este modelo. Sin embargo, todavía podemos utilizar el mapa reconstruido de anisotropía a gran escala en la figura 10.5 a como un modelo de fondo para definir la anisotropía a pequeña escala en el mapa de anisotropía completa mediante sustracción.

10.6. Significancia estadística

La significancia estadística de las características de la anisotropía en el mapa reconstruido típicamente se estima utilizando el método de Li y Ma (ecuación 9.3). Una aplicación directa de este método no toma en cuenta el proceso de optimización de la exposición con

dependencia temporal. Es, sin embargo, sencillo generalizar el método de Ref. [57] para nuestro caso.

Dividimos la intensidad relativa reconstruida en una contribución de rasgos de gran escala y rasgos de pequeña escala de tal forma que $I = I^{\text{large}} + I^{\text{small}}$. Para cada píxel α en el mapa celeste, definimos la condición *dentro-* y *fuera-de-región* (on/off) en un disco de radio ψ centrado en dicho píxel. Dado el conjunto de píxeles \mathcal{D}_α , las cuentas observadas son

$$n_\alpha = \sum_{b \in \mathcal{D}_\alpha} \sum_{\tau} n_{\tau b}, \quad (10.20)$$

mientras que las cuentas anticipadas son

$$\mu_{\alpha, \text{on}} = \sum_{b \in \mathcal{D}_\alpha} \sum_{\tau} \mathcal{A}_{\tau b} \mathcal{N}_\tau I_b, \quad (10.21)$$

$$\mu_{\alpha, \text{off}} = \sum_{b \in \mathcal{D}_\alpha} \sum_{\tau} \mathcal{A}_{\tau b} \mathcal{N}_\tau I_b^{\text{large}}. \quad (10.22)$$

El mapa de significancia (en unidades gaussianas de σ) se calcula entonces como

$$S_\alpha = \sqrt{2} \left(-\mu_{\alpha, \text{on}} + \mu_{\alpha, \text{off}} + n_\alpha \log \frac{\mu_{\alpha, \text{on}}}{\mu_{\alpha, \text{off}}} \right)^{1/2}. \quad (10.23)$$

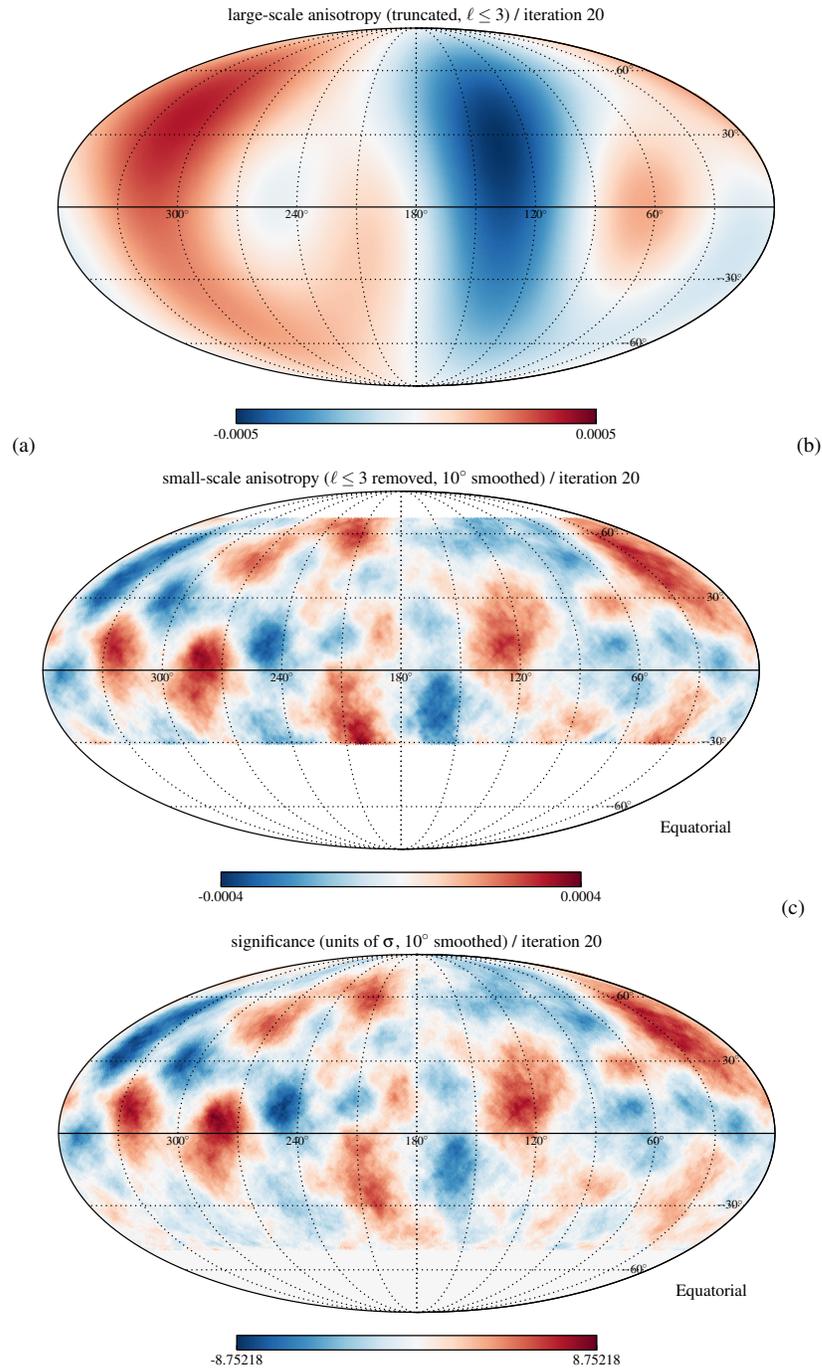


Figura 10.5: (a): Anisotropía de gran escala reconstruida a partir de la solución de la matriz en la ecuación (10.17) truncada después de $\ell = 3$. (b): Anisotropía de pequeña escala residual después de restar el mapa en el panel (a) de la anisotropía total. (c): Significancia de la estructura de pequeña escala a base de la ecuación (10.23). Para distinguir excesos de déficits, multiplicamos por el signo (\pm) de la anisotropía residual suavizada δI^{small} .

10.7. Generalización del método para múltiples sectores

Una gran ventaja del método de reconstrucción basado en la verosimilitud es la generalización directa para combinar estudios de anisotropía de conjuntos de datos provenientes de múltiples observatorios con campos de visión integrados superpuestos. El valor de la expectativa en la ecuación (10.4) puede entonces ser generalizado simplemente a una suma sobre conjuntos de datos con exposiciones de detector individuales pero con la misma anisotropía, siempre y cuando las distribuciones de rigidez magnética de los rayos cósmicos en los conjuntos de datos sean suficientemente similares. Para generalizar el concepto de (10.1) expresamos la exposición acumulada total \mathcal{E} como suma sobre *sectores* disjuntos, cuya unión cubre todo el campo de visión. Como antes, suponemos que la exposición en cada sector puede ser expresada como un producto de su exposición angular integrada E^s y de su aceptación relativa en términos de ángulo acimutal φ y ángulo cenital θ como

$$\mathcal{E}(t, \varphi, \theta) \simeq \sum_{\text{sector } s} E^s(t) \mathcal{A}^s(\varphi, \theta). \quad (10.24)$$

La división del campo de visión en múltiples sectores hasta este punto es arbitraria y debe guiarse en general por las propiedades de los datos. Por ejemplo, el método is-angular *Equi-Zenith Angle* divide el cielo en anillos con una gama de ángulos cenitales limitada con funciones de pesas de sector definidas por $w^s(\theta) = 1$ en caso que $\theta_s < \theta < \theta_{s+1}$ y $w^s(\theta) = 0$, de no ser así. Con este nuevo enfoque, el mejor ajuste a la aceptación relativa y la tasa de fondo de la hipótesis nula se convierten en

$$\mathcal{N}_\tau^{s(0)} = \sum_i w_i^s n_{\tau i}, \quad \mathcal{A}_i^{s(0)} = \sum_\tau w_i^s n_{\tau i} / \sum_{\kappa j} w_j^s n_{\kappa j}. \quad (10.25)$$

Aquí hemos introducido la función de pesas w_i^s para el sector s con valor 1 si el píxel i

se localiza en el sector y 0 en caso contrario. Ahora el máximo de la hipótesis de señal obedece la relación implícita

$$\begin{aligned}
 I_a^* &= \sum_{\tau} n_{\tau a} / \sum_{s\kappa} \mathcal{A}_{\kappa a}^{s*} \mathcal{N}_{\kappa}^{s*}, & (10.26) \\
 \mathcal{N}_{\tau}^{s*} &= \sum_i w_i^s n_{\tau i} / \sum_j \mathcal{A}_j^{s*} I_{\tau j}^*, \\
 \mathcal{A}_i^{s*} &= \sum_{\tau} w_i^s n_{\tau i} / \sum_{\kappa} \mathcal{N}_{\kappa}^{s*} I_{\kappa i}^*,
 \end{aligned}$$

que al igual que las ecuaciones (10.14–10.16) pueden ser resueltas de forma iterativa por el método descrito en el Apéndice B.

Capítulo 11

SELECCIÓN DE DATOS

	IceCube		HAWC	
Hemisferio	Sur		Norte	
Latitud	-90°		19°	
Método de detección	muones producidos por RC		chubascos producidos por RC y γ	
Campo de visión	-90°/-20°, ~ 4 sr (mismo cielo en 24 h)		-30°/64°, ~ 2 sr (8 sr observados)/24 h	
Tiempo de actividad	5 años		519 días en un periodo de 653 días	
Tasa de disparo	2.5 kHz		25 kHz	
	Cortes de calidad	Cortes energéticos	Cortes de calidad	Cortes energéticos
Energía mediana	20 TeV	10 TeV	2 TeV	10 TeV
Resolución angular	2° – 3°	2° – 6°	0.3° – 1.5°	0.3° – 1.5°
No. de sucesos	2.8×10^{11}	1.7×10^{11}	7.1×10^{10}	2.8×10^{10}

Cuadro 11.1: Comparación de los datos provenientes de los observatorios IceCube y HAWC.

Los datos seleccionados para este análisis provienen de 5 años de datos de IceCube recolectados entre mayo de 2011 y mayo de 2016, en su configuración final de 86 cables (IC86), así como 2 años de datos de HAWC recolectados entre mayo de 2015 y mayo de 2017, en su configuración final de 300 tanques (HAWC-300). El cuadro 11.1 muestra las características de ambos detectores uno junto al otro. Sólo datos de días continuos con brechas menores a 20 minutos fueron seleccionados con el fin de reducir el sesgo de la exposición desigual en función de la ascensión recta α . Como se puede apreciar en el cuadro 11.1, hay una diferencia en la energía media de ambos experimentos. La energía media crece como función del ángulo cenital θ del chubasco y llega a su máximo valor dentro de la estrecha región de traslape que hay entre los datos de ambos detectores entre $\delta = -30^\circ$ y $\delta = -20^\circ$. La estimación de energía es de suma importancia para la selección de datos consistentes entre ambos detectores. Con este fin, se han aplicado los cortes que detallados a continuación.

11.1. Selección de datos de HAWC

En la selección de datos de HAWC se han tomado varias medidas con el fin de mejorar la calidad del análisis y reducir sesgos y errores sistemáticos. Estas incluyen modificaciones al software con el cual se seleccionan datos reconstruidos de HAWC y con los que se construyen los mapas con el fin de combinar ejecuciones cortas con brechas menores a 20 minutos en un solo conjunto. Para la estimación de fondo por medio de integración directa se ha escogido una integración de 24 horas para poder captar características angulares de gran escala ($> 60^\circ$). El rango de ángulo cenital $0^\circ \leq \theta < 35^\circ$, típicamente utilizado para los estudios de HAWC, ha sido extendido ángulo a 57° . En nuestro caso, no es necesario tener la misma precisión requerida para estudios de fuentes puntuales de rayos- γ por lo cual podemos incluir reconstrucciones con direcciones de $\theta > 35^\circ$ que por lo general son de menor calidad. Esto nos permite tener una región común con IceCube y hacer estudios y comparaciones en dicha región. Para este estudio también hemos seleccionado de un número entero de años siderales (en este caso, 2 años) con el fin de cancelar la contribución del dipolo solar en la distribución de direcciones de arribo en los rayos cósmicos. Este dipolo es el resultado del vector de velocidad de la tierra en su órbita al rededor de Sol y estando fuera de fase en tiempo sideral se cancela dicha contribución al cabo de un ciclo entero. Este efecto se trata con mayor detalle en el capítulo 12.

Para el comienzo de esta selección hemos escogido la ejecución número 3125 que corresponde al 1 de mayo de 2015 comenzando a las 21:25:00 UTC-6:00 y finalizando en la ejecución número 6561 que termina el 2 de mayo de 2017 a las 12:14:39 UTC-6:00. Esto corresponde a un total de 519 días enteros seleccionados entre 653 días en que el detector recolectó datos durante este periodo. En comparación, previo a las modificaciones del software, el conjunto de datos seleccionado para el estudio preliminar presentado en la

ICRC 2015 en La Haya [60] constó de 127 días enteros dentro de 420.5 días de operación del detector incluyendo configuraciones de HAWC previas a HAWC300. La figura 11.1

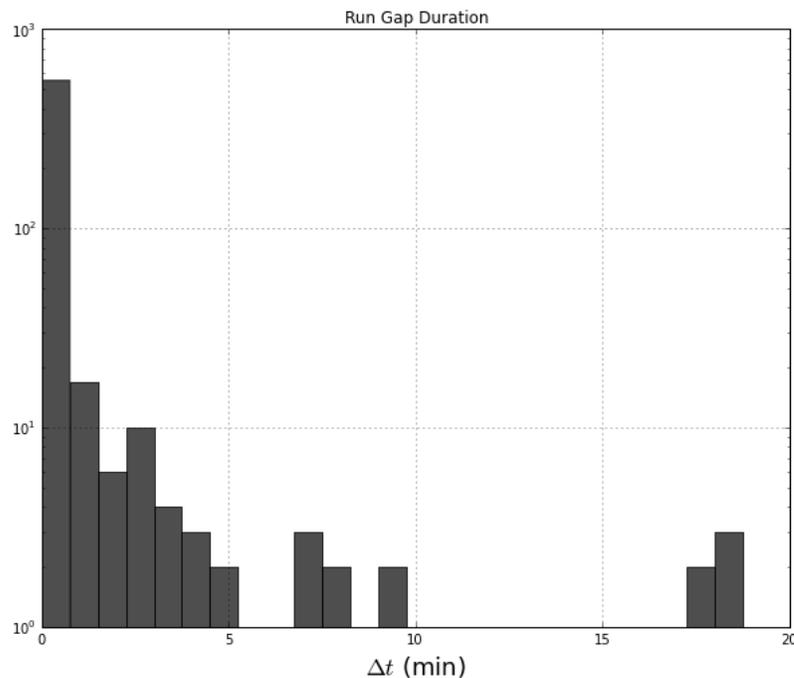


Figura 11.1: Distribución de brechas temporales en el conjunto de datos de HAWC seleccionado entre las fechas 2015-05-01 y 2017-05-02 (de Ref. [78]).

muestra la distribución de brechas temporales en el conjunto de datos de HAWC seleccionados entre las fechas 2015-05-01 y 2017-05-02. Como se puede apreciar, la mayoría de las ejecuciones del detector comienzan en menos de un par de minutos después de terminar la ejecución previa. Por otro lado la figura 11.2 muestra brechas de larga duración en las que el detector estuvo fuera de servicio por problemas técnicos y en algunos casos, estas duraron varios días.

Los siguientes cortes se han aplicado con el fin de mejorar la calidad de las reconstrucciones además de restringir la energía de los sucesos y excluir la mayoría de posibles rayos- γ :

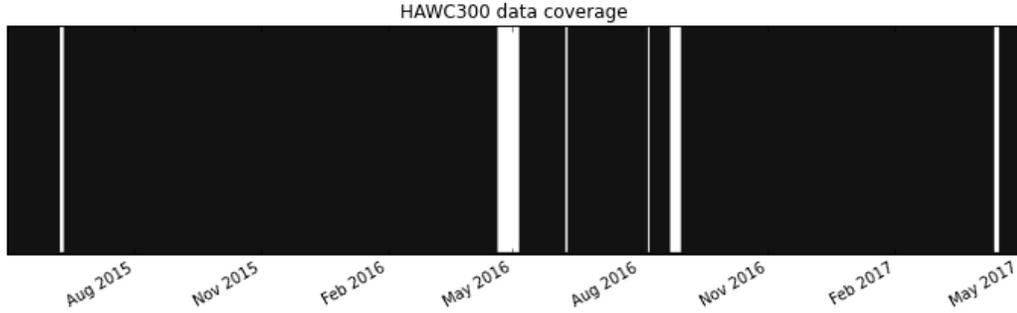


Figura 11.2: Cobertura de HAWC en el cual estuvo activo del detector entre las fechas 2015-05-01 y 2017-05-02 (de Ref. [78]).

- $n_{\text{hit}} \geq 75$: Número de canales activos con el fin de incrementar la información disponible para la reconstrucción del chubasco y excluir sucesos de muy baja energía.
- $\theta_{\text{reco}} \geq 0$: Límite inferior de ángulo cenital reconstruido (en radianes).
- $\theta_{\text{reco}} < 1.0$: Límite superior de ángulo cenital reconstruido (en radianes).
- $CxPE_{40} > 40$: Número de sensores activados fuera de un radio de 40 metros al centro del núcleo del chubasco reconstruido (mejora la calidad de reconstrucción angular).
- $\log_{10}(E_{\text{proton}}/\text{GeV}) \geq 3.86$: Logaritmo de la energía reconstruida (asumiendo un protón).
- $\mathcal{P} > 1.8$: Parámetro *PINC* utilizado para identificar rayos- γ .

Para el corte energético de HAWC utilizamos una reconstrucción de energía basada en el método de verosimilitud descrito en la sección 6.2.3 del capítulo 6 con el fin de seleccionar sucesos con energías iguales o superiores a 7.24 TeV. La resolución por encima de esta energía es menor a

$$\log_{10}(E/\text{GeV}) \sim 0.2 .$$

El parámetro *PINC* funciona como separador de rayos cósmicos y rayos- γ y ha sido descrito anteriormente en la sección 6.2.4. El valor seleccionado de 1.8 tiene el fin de excluir la mayoría de los candidatos de rayos- γ .

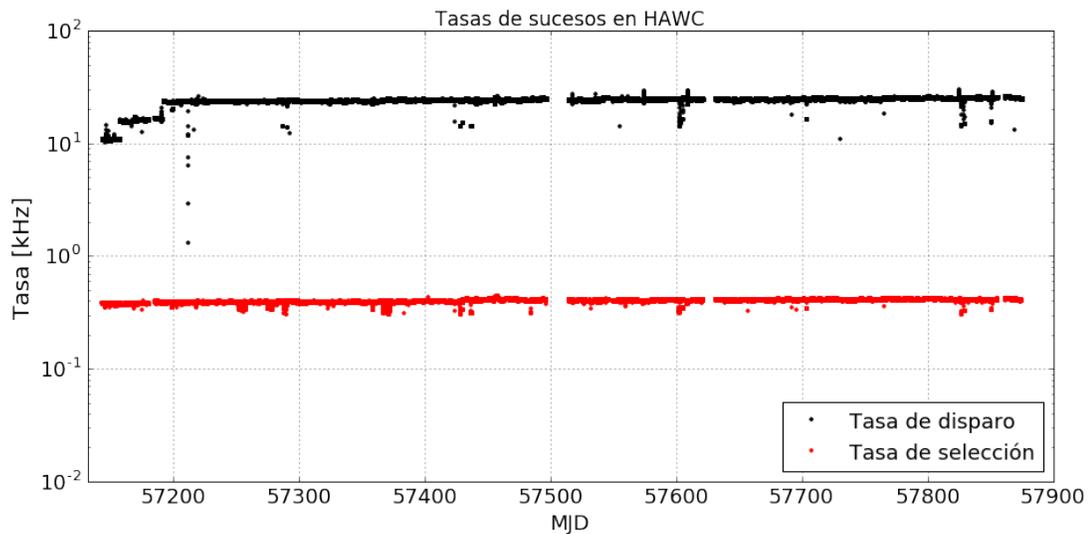


Figura 11.3: Tasa de disparo (negro) y tasa de sucesos seleccionados por cortes (rojo).

La figura 11.3 muestra la tasa de disparo (negro) y la respectiva tasa de sucesos después de aplicar los cortes de energía y de calidad. El eje horizontal corresponde a la fecha juliana modificada (ver capítulo 7). Antes de la fecha correspondiente a $MJD = 57200$, se pueden apreciar varios cambios bruscos en la tasa de disparo. Éstos corresponden a cambios en la configuración del umbral de disparo a poco tiempo de haber comenzado a correr HAWC300. Estos cambios solo afectan la tasas de sucesos de baja energía en el umbral y como se puede apreciar, no afectan la tasa de datos seleccionados para este análisis.

11.2. Selección de datos de IceCube

En la selección de datos de IceCube hemos escogido datos de la configuración IC86 con una duración de 5 años continuos comenzando el 13 de mayo del 2011 y terminando el 20 de mayo de 2016. Algunas consideraciones respecto a los datos de IceCube incluyen el hecho que estos datos son reconstruidos en el Polo Sur con algoritmos rápidos pero no muy precisos antes de ser transmitidos en formato DST (ver capítulo 6.3). Los datos que contienen candidatos de neutrinos son re-procesados con mejores reconstrucciones después de ser transmitidos al centro de datos situado en la Universidad de Wisconsin-Madison. En cambio los muones producidos por rayos cósmicos son, en su mayoría, desechados antes de ser transmitidos y solo se preserva la información captada en el DST. La figura

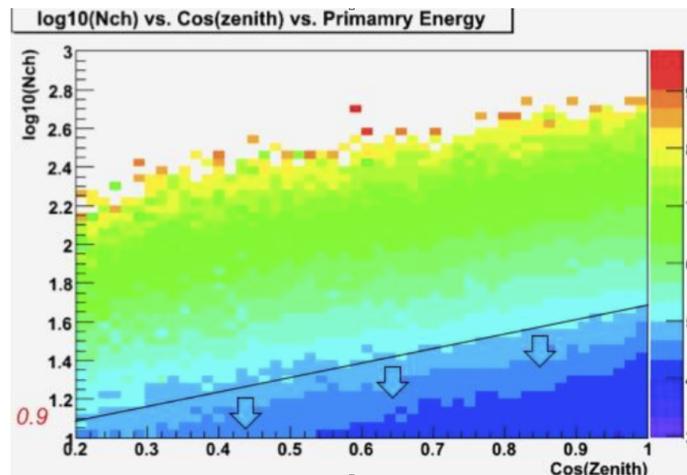


Figura 11.4: Cortes energéticos de IceCube. La imagen muestra el logaritmo de la energía media en función del coseno del ángulo cenital y el número de sensores activados. Esto nos permite utilizar estos últimos dos parámetros como indicador de la energía.

11.4 muestra la forma en que seleccionamos datos en la gama de energía de interés. Un corte como el indicado por la línea negra selecciona estadísticamente sucesos con una dada energía media utilizando la función spline descrita en la sección 6.1.2. Para un dado número

de canales activados, los sucesos en ángulos más cercanos al horizonte son producidos por rayos cósmicos con energía más alta. La resolución energética es de orden

$$\log_{10}(E/\text{GeV}) \sim 0.5,$$

aunque depende de la banda de energía. Los siguientes cortes se han aplicado a los datos de IceCube con el fin de restringir la energía de los sucesos y mejorar la calidad de las reconstrucciones.

- $\log_{10}(E_{\text{reco}}/\text{GeV}) < 4.5$ (32 TeV): Eliminamos las energías más altas para reducir la energía media a un valor comparable con el de HAWC.
- $rlogl < 15$: Estimación de la incertidumbre en la reconstrucción angular.
- $ndir_c > 200 \cos(\theta)$: Número de fotoelectrones con poca dispersión y cuyo tiempo de detección es consistente con la velocidad de la luz. El corte se hace en función del coseno de ángulo cenit. De lo contrario se pierden demasiadas estadísticas cerca del horizonte.
- $ldir_c > 9 \cos(\theta)$: Longitud de trazo creado por fotoelectrones con poca dispersión ($ndir_c$).

Estos cortes fueron seleccionados a base de simulaciones Monte Carlo.

11.3. Conjunto de datos

La figura 11.5 muestra la distribución de datos como función de su ángulo de declinación δ en coordenadas ecuatoriales. Como se puede apreciar, la región de traslape entre ambos detectores es muy estrecha. También se puede apreciar que las estadísticas en

HAWC300 son pocas en comparación a las de IC86 después de aplicar los cortes basados en energía. La distribución de energías en los datos seleccionados para IceCube y HAWC después de aplicar cortes coinciden dentro de las incertidumbres de la reconstrucción y se muestran en la figura 11.6 con datos de simulaciones Monte Carlo. Como se puede apreciar, los cortes que hemos aplicado resultan en una distribución de energía comparable entre los dos conjuntos de datos. La energía media en función de declinación después de aplicar los cortes en los datos es aproximadamente constante en todas las bandas de declinación δ como se puede apreciar en la figura 11.7.

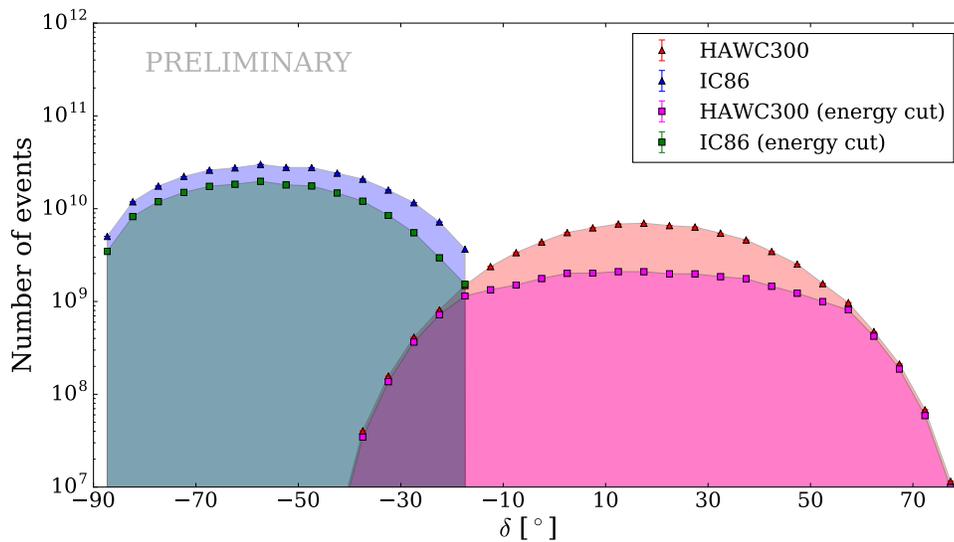


Figura 11.5: Distribución de sucesos en función de declinación para IceCube y HAWC. El rango común entre ambos detectores es entre -35° y -20° . Los triángulos corresponden al conjunto entero mientras que los rectángulos corresponden a los datos después de aplicar cortes energéticos. Dichos recortes reducen las estadísticas significativamente en el caso de HAWC. Las estadísticas en HAWC-300 antes de aplicar los cortes son comparables a las de un año de IC86 (de Ref. [78]).

Para un número dado de PMTs impactados, los sucesos con ángulos de cenit más grandes son producidos por las partículas provenientes de rayos cósmicos con mayor energía. La

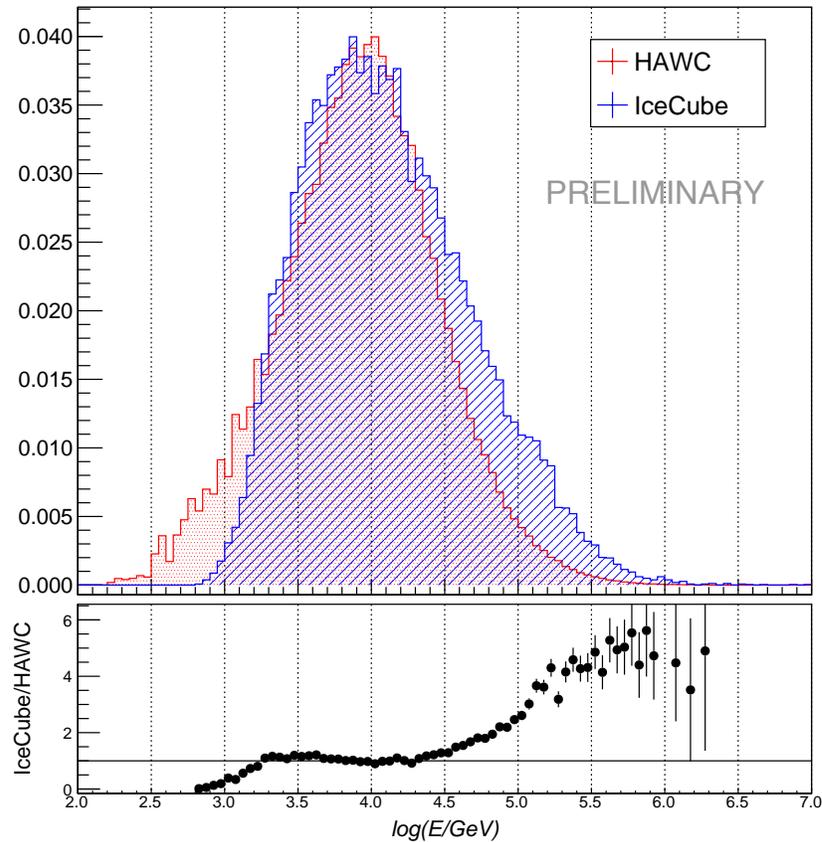


Figura 11.6: Distribución de energías de datos para IceCube y HAWC de acuerdo a simulaciones Monte Carlo después de aplicar los cortes. Ambos conjuntos de datos son compatibles en energía (de Ref. [78]).

figura 11.5 muestra la distribución de datos como función de su ángulo de declinación δ . El cuadro 11.2 muestra las diferencias en la composición química de ambos conjuntos de datos basada en simulaciones Monte Carlo. Las diferencias entre estas quizá sean atribuibles a varias características de los detectores como son: el método de detección (muones penetrantes vs. chubascos de partículas en la superficie), diferencias en altitud y condiciones atmosféricas que afectan la evolución de las cascadas. Estas características pueden afectar la sensibilidad de diferentes tipos de núcleos. Por otro lado, cabe notar que, en su mayoría,

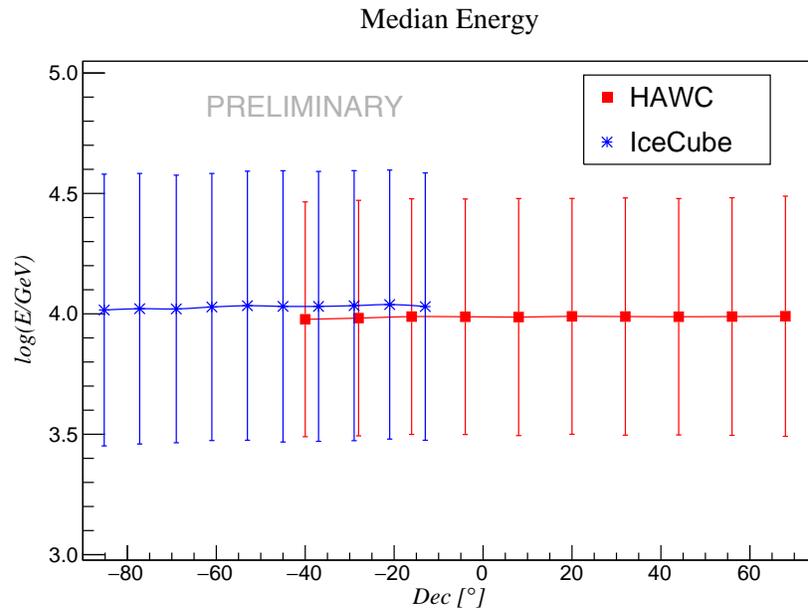


Figura 11.7: Energía media en función de declinación de acuerdo a simulaciones Monte Carlo después de hacer cortes en los datos. La energía media después de los cortes tiene muy poca variación en función de declinación δ (de Ref. [78]).

los datos están dominados por los núcleos más ligeros: protones y núcleos de helio.

Cuadro 11.2: Composición química de datos de acuerdo a simulaciones Monte Carlo. Los elementos carbono, nitrógeno y oxígeno se agrupan como un solo núcleo con masa equivalente al promedio de los tres. Lo mismo con neón, magnesio y silicio.

Elemento	IceCube	HAWC
Protón	0.756	0.600
He	0.195	0.321
C N O	0.028	0.050
Ne Mg Si	0.013	0.021
Fe	0.008	0.009

Capítulo 12

EFECTOS SISTEMÁTICOS

La anisotropía sideral puede ser distorsionada por una modulación anual en tiempo solar a menos que los datos se distribuyan de manera uniforme sobre un múltiple de años enteros. Una tal modulación es producida por el *dipolo solar*, una anisotropía observable inducida por el movimiento de la Tierra en su órbita alrededor del Sol. El marco conocido como tiempo “anti-sideral” (ver capítulo 7) es un sistema de referencia no-físico el cual se obtiene invirtiendo el signo de la conversión de la hora solar a tiempo sideral (añadiendo 4 minutos por día solar) por lo que el año anti-sideral tiene 364.25 días. Este marco de tiempo anti-sideral puede ser utilizado para estudiar los efectos sistemáticos causados por variaciones estacionales [79]. Para esto se produce un mapa celeste, donde se utiliza el tiempo anti-sideral en lugar de tiempo sideral en la transformación de coordenadas locales del detector a coordenadas ecuatoriales. La figura 12.1 muestra la distribución de la intensidad relativa de rayos cósmicos en la referencia anti-sideral de datos recolectados por IceCube durante un año en comparación con los recolectados por HAWC durante el periodo de construcción (HAWC250). Como se puede ver, hay una aparente modulación en los datos debido al hecho de que los datos de HAWC250 (150 días) no abarcan un año sideral completo además de que el detector no tenía una configuración estable. El efecto de esta modulación se puede observar en la anisotropía a gran escala en comparación con IC86.

El primer análisis de anisotropías publicado por HAWC estuvo basado en una configuración aún más pequeña del arreglo que constaba de 111 tanques [66]. Los datos de HAWC111 abarcan un periodo más extenso (de 283 días) y más estable que los de

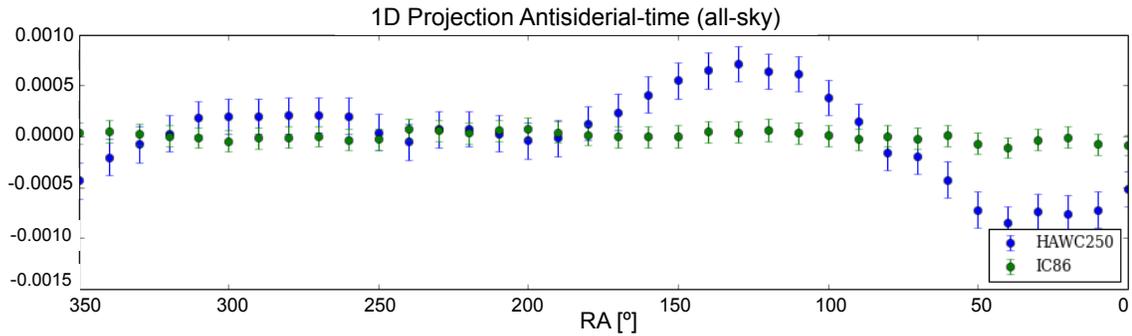


Figura 12.1: Proyección unidimensional de la distribución de los rayos cósmicos con HAWC250 en ascensión recta como se define en el sistema de coordenadas anti-sideral. La modulación en los datos se puede atribuir al hecho de que los datos de HAWC250 no abarcan un año sideral completo además de que el detector no tenía una configuración estable (imagen cortesía de Ref. [60]).

HAWC250. La figura 12.2 muestra la proyección unidimensional en ascensión recta para HAWC111 (que cubre una porción mayor del año sideral) y HAWC250 a comparación con un año de IceCube IC86 (2014). Mientras que HAWC111 es consistente con IC86, HAWC250 muestra una desviación significativa en fase producida por la contaminación que resulta de efectos cíclicos con periodos de 24 horas (incluyendo el dipolo solar).

12.1. Contaminación del dipolo solar

El potencial solar, que tiene una variación de 11 años en escalas de tiempo, sólo afecta a los datos de baja energía y puede ser ignorado en el estudio de los rayos cósmicos en la gama de energía de TeV a PeV [80]. Por otra parte, se anticipa que el movimiento relativo de la Tierra en el sistema solar sea visible como un *dipolo solar*. Este movimiento de la Tierra alrededor del Sol causa que se observe un exceso de partículas hacia el frente, en dirección del vector de velocidad orbital, y un déficit hacia la parte trasera de forma análoga a la de un carro que se mueve a través de la lluvia. La intensidad relativa de los rayos cósmicos a

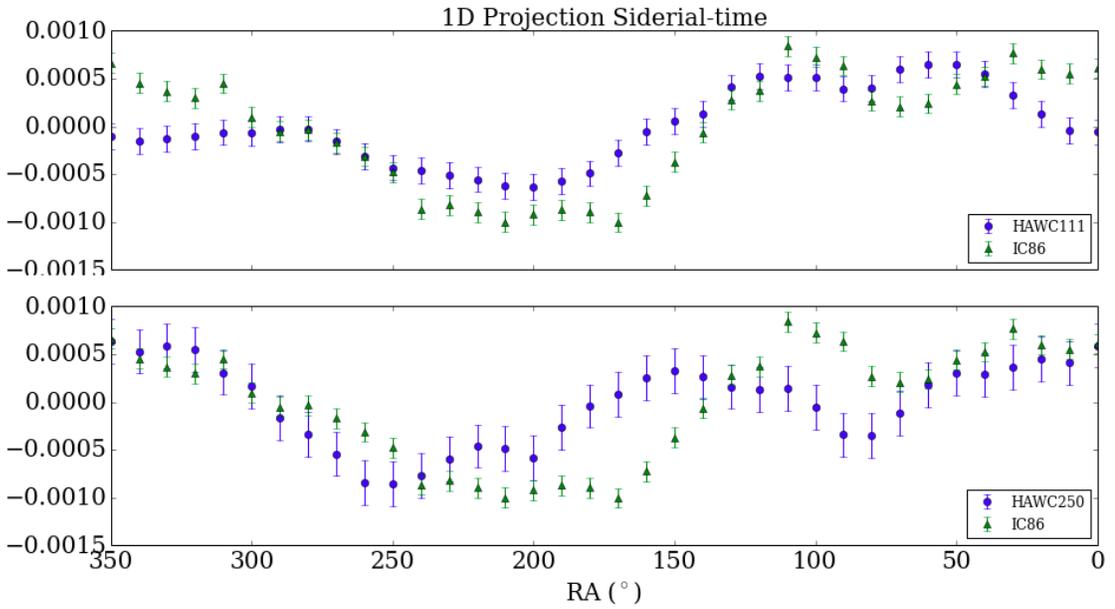


Figura 12.2: Proyección unidimensional de gran escala anisotropía de HAWC111 (arriba) y HAWC250 (abajo) en comparación con los datos de IC86 (imagen cortesía de Ref. [60]).

raíz del movimiento relativo del observador se da por la ecuación

$$\frac{\Delta I}{I} = (\gamma + 2) \frac{v}{c} \cos(\theta_v), \quad (12.1)$$

donde I es la intensidad, γ es el índice del espectro diferencial de energías de rayos cósmicos (ver capítulo 2), v es la velocidad de la Tierra, c es la velocidad de la luz y θ_v es el ángulo entre la dirección de arribo reconstruida de los rayos cósmicos y la dirección del vector velocidad de la Tierra [81]. Este efecto sería visible si los datos se almacenan en términos de tiempo solar. En efecto, se ha observado una anisotropía de dipolos solares en el nivel de 10^{-4} en datos de rayos cósmicos de varios TeVs [41,42,67,71,75,82].

Durante el transcurso de un año, la dirección del vector de velocidad de la Tierra gira 360° con lo cual el efecto de la interferencia del dipolo solar en la anisotropía sideral se

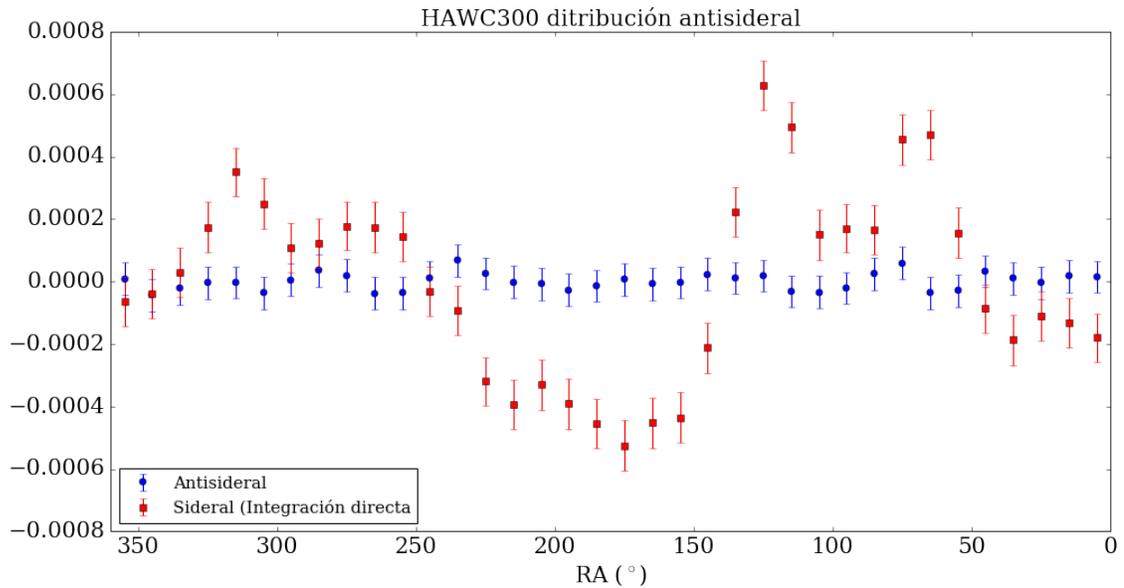


Figura 12.3: Proyección unidimensional de la distribución de los rayos cósmicos con dos años de HAWC300 en ascensión recta como se define en el sistema de coordenadas anti-sideral. En contraste a las variaciones siderales, la distribución antisideral tiene una amplitud muy pequeña y menor a la incertidumbre estadística (de Ref. [78]).

cancela si los datos abarcan un número entero de años solares con exposición uniforme y constante. Por esta razón hemos seleccionado dos años de datos de HAWC y cinco años de IceCube para este análisis. Sin embargo, como se puede apreciar en la figura 11.2, existen un número de brechas en la recolección de datos y también hay variaciones en la tasa de sucesos relacionadas a los cambios de presión atmosférica correlacionados al día solar.

La predicción de la ecuación (12.1) tiene el beneficio de derivarse puramente de la revolución de la Tierra alrededor del Sol. La interferencia simulada se puede restar de la distribución sideral para cancelar este efecto. Para esto se calcula una pesa con un valor de $1 + \frac{\Delta I}{I}$ para cada suceso.

12.2. Variaciones locales en tiempo solar

La tasa de rayos cósmicos detectados en la superficie tienden a variar con el tiempo debido a cambios en el flujo incidente de estos en la parte superior de la atmósfera como es el caso de la anisotropía que buscamos medir y también por el efecto del dipolo solar. También puede haber variaciones locales en la detección de rayos cósmicos causadas por cambios en las condiciones atmosféricas, en particular, la presión y la temperatura, y también por cambios en el detector. La evolución de las cascadas de rayos cósmicos en la atmósfera se ve afectada por variaciones de la densidad del gas que atraviesan. La densidad de la columna de gas está relacionada a la presión y temperatura de la atmósfera a diversas altitudes. Como se ha discutido en el capítulo 3, las partículas incidentes inician colisiones entre aproximadamente 15 y 20 km de altitud con núcleos y producen piones y espalación. Si esto ocurre a una menor densidad del aire y una altura comparativamente mayor, es más probable que los piones puedan decaer a muones (y neutrinos) en lugar de volver a interactuar y producir piones de menor energía y partículas secundarias [17]. Las variaciones de presión atmosférica se deben principalmente al fenómeno de *mareas atmosféricas* que consisten principalmente de *mareas térmicas*, aunque también hay una contribución de las *mareas gravitatorias*. El conductor de las mareas térmicas atmosféricas es el calentamiento asociado con la absorción de la radiación solar, aunque la dinámica de las mareas térmicas está determinada por la fuerza de Coriolis y la gravedad [83]. En la figura 12.4 se muestran las variaciones en la tasa de sucesos seleccionados de HAWC (puntos rojos) junto con las variaciones en presión atmosférica (puntos azules). En esta figura se puede apreciar la anti-correlación de la tasa de rayos cósmicos con la presión atmosférica. La presión y la tasa de disparo tienen variaciones de dos ciclos por día. Esto se debe a que, al igual que con las mareas gravitatorias, las mareas atmosféricas suceden

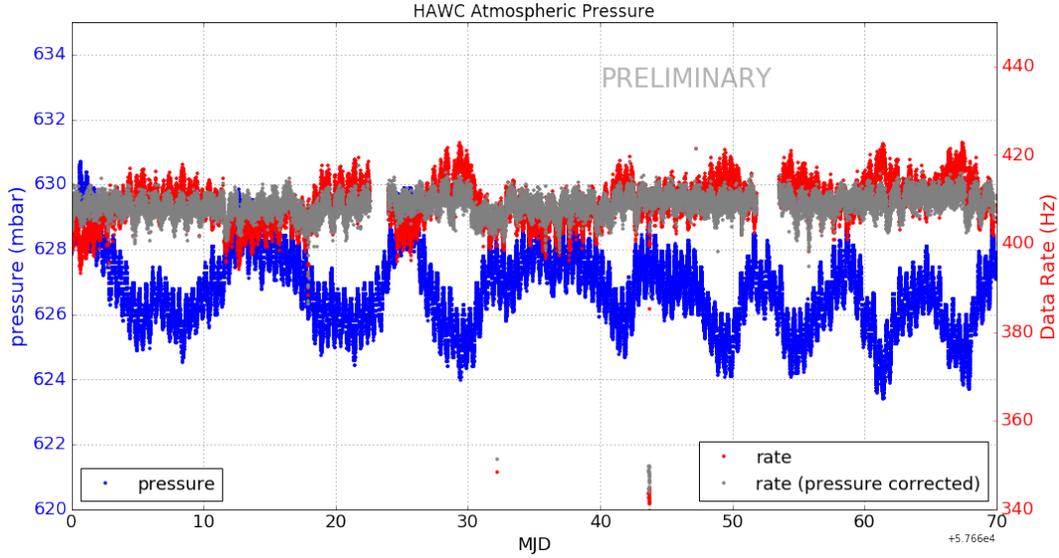


Figura 12.4: Las variaciones en la tasa de sucesos seleccionados de HAWC están anti-correlacionadas con las variaciones en presión atmosférica (de Ref. [78]).

dos veces por día; cuando el Sol se encuentra en el cenit y 12 horas más tarde, cuando éste se encuentra en el hemisferio opuesto. La correlación entre dos variables aleatorias es

$$\tilde{r}_{xy} = \frac{1}{n-1} \frac{\sum_x \sum_y (x - \bar{x})(y - \bar{y})}{\sigma_x \sigma_y}, \quad (12.2)$$

donde n es el número de pares de datos, \bar{x} y \bar{y} son los promedios de las muestras en x y y , respectivamente, y donde σ_x y σ_y corresponden a la desviación estándar de las respectivas muestras. Aquí usamos la virgulilla en el coeficiente de correlación \tilde{r} para diferenciar de la tasa de sucesos r . A base de la ecuación (12.2) se ha obtenido un valor de $\tilde{r}_{rp} = -0.329$ con lo cual se aplicó la corrección a la tasa de sucesos:

$$r_c = r - \frac{p - \langle p \rangle}{\tilde{r}_{rp}}. \quad (12.3)$$

La tasa corregida corresponde a los puntos grises en la figura 12.4. De la misma forma, estas variaciones se pueden corregir en los datos aplicando una pesa a cada suceso i

$$w_i = \left(1 - \frac{1}{r_i} \frac{p_i - \langle p \rangle}{\tilde{r}_{rp}} \right), \quad (12.4)$$

de similar forma a la discutida en la sección anterior referente al dipolo solar.

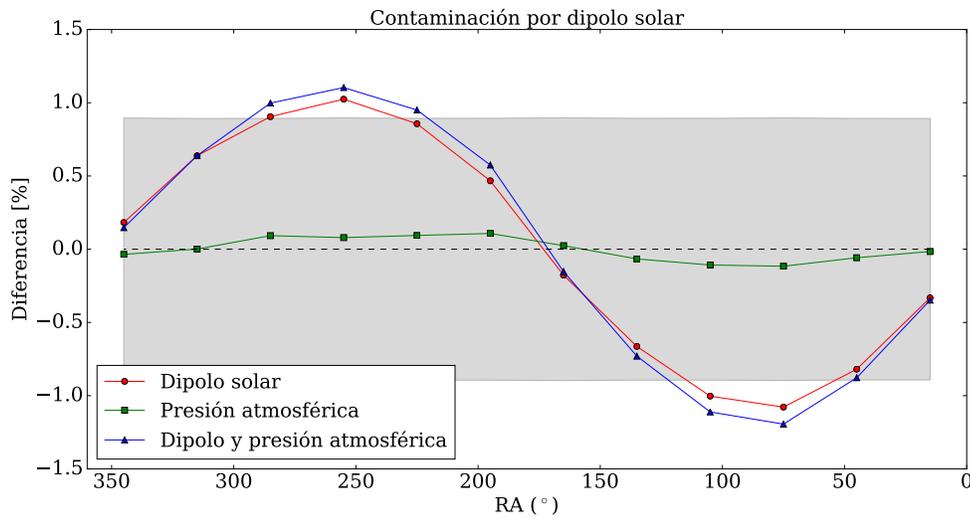


Figura 12.5: Las variaciones en la tasa de sucesos en HAWC debido al dipolo solar y a variaciones atmosféricas contribuyen a un nivel de 1 % en los resultados. La línea roja corresponde a la diferencia de intensidad antes y después de aplicar la corrección del dipolo solar. La línea azul representa el mismo efecto incluyendo la contribución de las variaciones atmosféricas. (Imagen: Ref. [16])

12.2.1. Variaciones atmosféricas en IceCube

La figura 12.6 muestra las variaciones temporales de la estratosfera del Polo Sur entre mayo de 2007 y abril de 2009 comparadas con la tasa de sucesos de IceTop y la tasa de muones en IceCube. Como se puede apreciar en la figura de en medio, al igual que con HAWC,

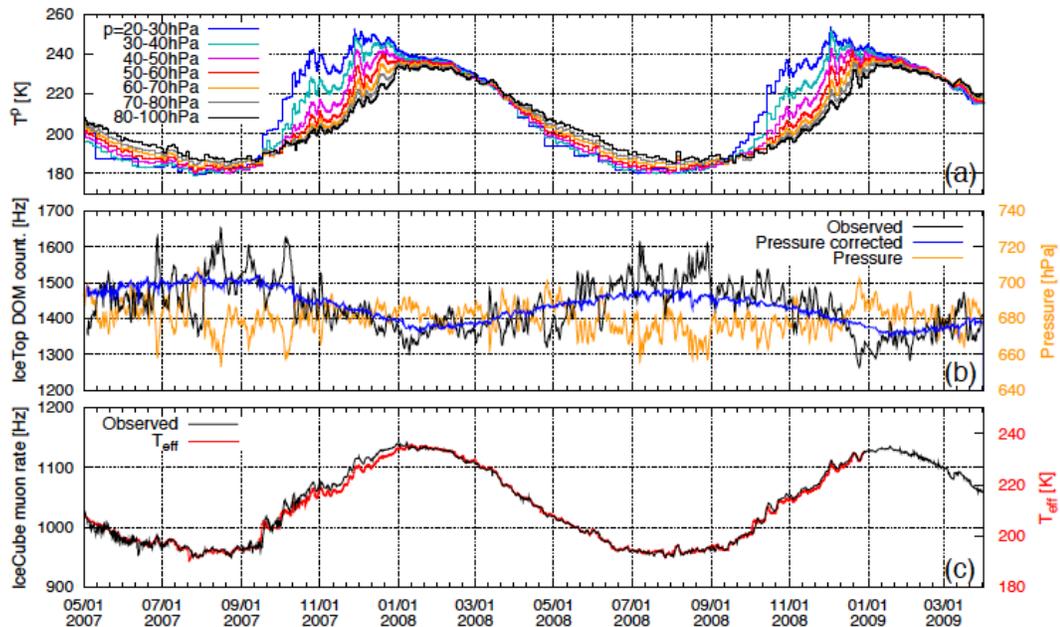


Figura 12.6: Las variaciones temporales de la estratosfera del Polo Sur entre mayo de 2007 y abril de 2009 comparadas con la tasa de sucesos de IceTop y la tasa de muones en IceCube. (a) Los perfiles de la temperatura en regiones de la estratosfera con presiones de entre 20 hPa y 100 hPa donde ocurren las primeras interacciones de rayos cósmicos. (b) La tasa de sucesos de IceTop (observada en negro, azul - después de aplicar la corrección barométrica) y la presión en la superficie (naranja). (c) La tasa de muones en IceCube y la temperatura efectiva calculada (rojo). (Imagen: Ref. [84])

la tasa de sucesos en IceTop está anti-correlacionada con la presión atmosférica. Después de aplicar la corrección barométrica, la tasa de IceTop muestra una anti-correlación con la temperatura efectiva de la estratósfera mientras que la tasa de muones en IceCube está directamente correlacionada con la misma. Las variaciones en la tasa de sucesos en IceCube tienen un periodo anual ya que el ciclo solar en el Polo Sur tiene 365 días en lugar de 24 horas como se puede ver en la figura 12.6. En IceCube también existen variaciones atmosféricas de mayor frecuencia (y menor amplitud) pero estas afectan la tasa de sucesos en todas las direcciones de ácmut de igual manera debido a la geometría del detector y su relación con las coordenadas ecuatoriales.

12.3. Componente vertical de la anisotropía

Debido a que los observatorios terrestres están anclados a la rotación de la Tierra alrededor de su eje, es más fácil alcanzar una alta precisión en la determinación de la distribución de incidencia de los rayos cósmicos a lo largo de las direcciones ecuatoriales mientras que la sensibilidad para las variaciones entre las bandas de declinación es típicamente más débil. Por lo tanto, la anisotropía dipolar sólo se observa como una proyección sobre el ecuador celeste.

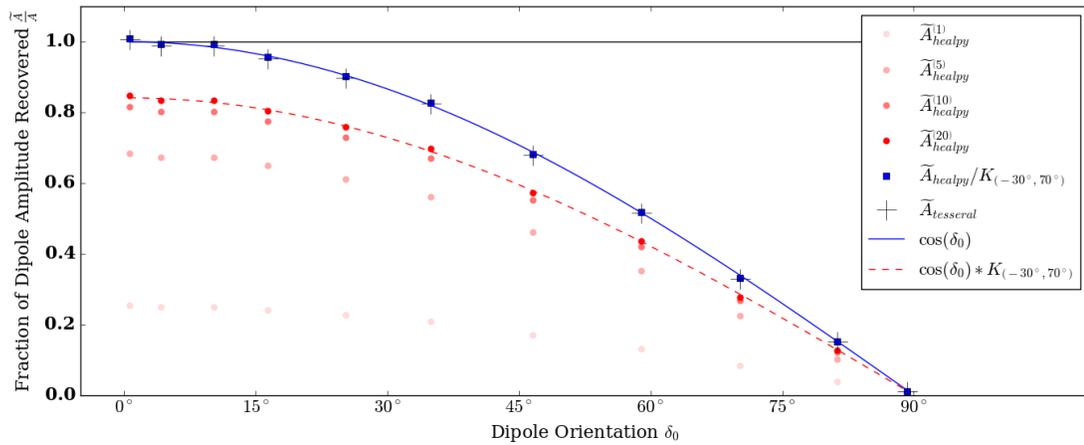


Figura 12.7: Ajuste de δ_a de 10 mapas simulados utilizando el campo de vista de HAWC con un dipolo inyectado (orientado hacia δ_0). En el caso del ajuste hecho con *healpy*, se requiere la aplicación de una corrección K para tomar en cuenta la limitada cobertura para recuperar la potencia del dipolo. El ajuste tesserai (estrellas negras) no requiere la corrección del cielo. (Imagen cortesía de la colaboración HAWC [85])

La figura 12.7 muestra la fracción de la amplitud reconstruida del dipolo obtenida a base de simulaciones de una señal dipolar observada con cobertura uniforme del cielo en función de la orientación δ_0 del dipolo respecto al norte. La amplitud de dipolo máximamente recuperable \tilde{A} tiene los términos $m = 0$ restados y está relacionado con la amplitud verdadera A a través de la inclinación δ_0 del dipolo,

$$\tilde{A} = A \cos \delta_0. \quad (12.5)$$

Como se puede ver, la reconstrucción recupera la amplitud en su totalidad cuando la dirección del dipolo es paralela al plano ecuatorial pero es completamente insensible a un dipolo vertical correspondiente a $\delta_0 = 90^\circ$.

12.4. Cobertura parcial del cielo

Como se ha mencionado en la sección 10.5, la cobertura parcial del cielo produce una subestimación de la potencia del dipolo perpendicular al eje de rotación de la Tierra pero ésta se puede corregir a través de la ecuación (10.19). Por ejemplo, en la simulación de Monte Carlo utilizada en el capítulo 10 con un corte cenital de 60° y una latitud $\Phi \simeq 19^\circ$, tenemos $\delta_1 = -41^\circ$ y $\delta_2 = 79^\circ$, con lo que $K'_{1111} \simeq 0.92$. Por lo tanto, los pseudo-momentos del dipolo proyectado, a_{11} y a_{1-1} , tienen que ser corregidos por un factor $1/K'_{1111} \simeq 1.09$ para recuperar los momentos verdaderos \hat{a}_{11} y \hat{a}_{1-1} . Por otro lado, usar el mismo corte cenital en la ubicación de IceCube/IceTop da $\delta_1 = -90^\circ$ y $\delta_2 = -30^\circ$, dando $K'_{1111} \simeq 0.16$ y un factor de corrección $1/K'_{1111} \simeq 6.4$. En la figura 12.7 se muestra como el ajuste requiere la corrección K de la cobertura del cielo (puntos rojos comparados con puntos azules) para recuperar la potencia del dipolo (línea azul).

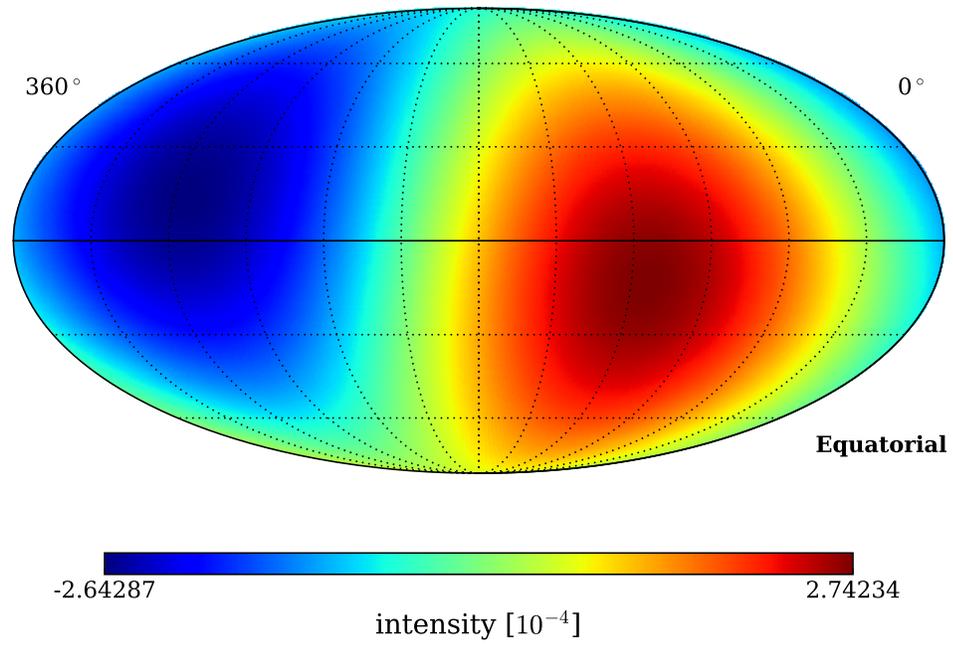


Figura 12.8: Dipolo simulado: La cobertura parcial de cielo produce un cuadrupolo artificial.

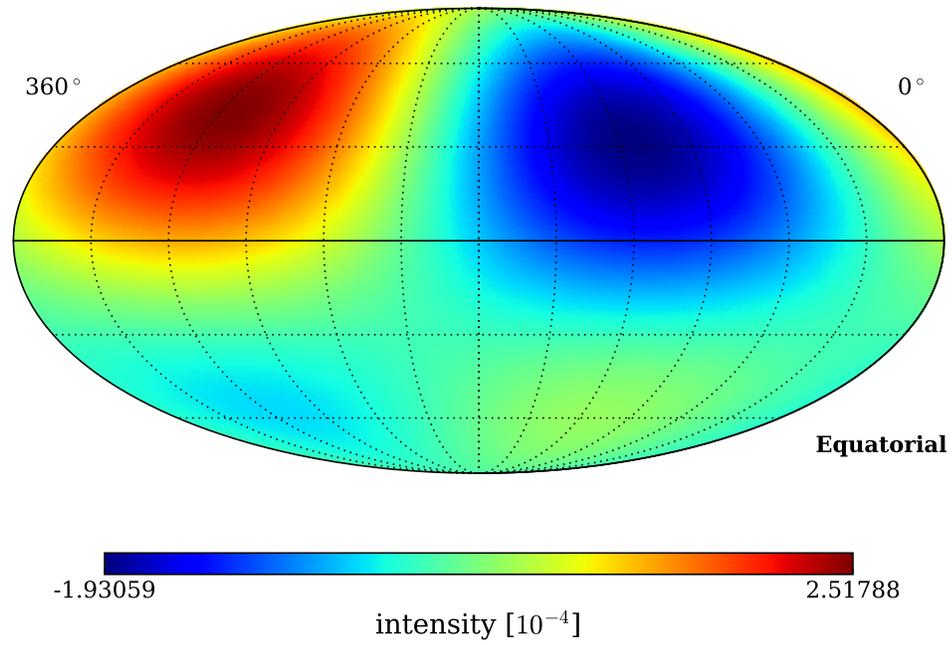


Figura 12.9: Dipolo simulado: Ajuste multipolar con cobertura parcial con $\ell = 2$ en el caso que solo se observa el hemisferio sur.

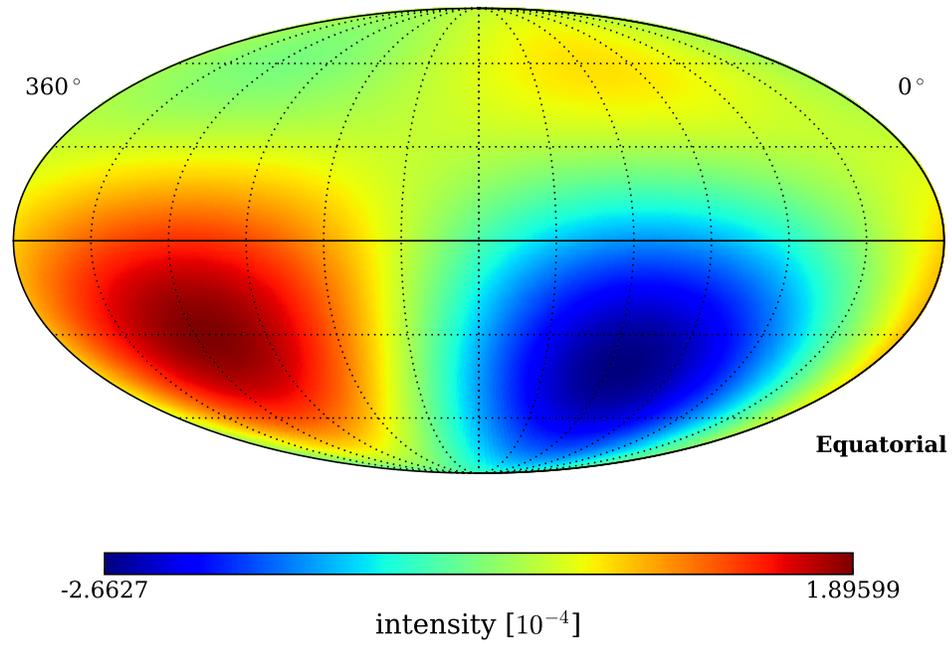
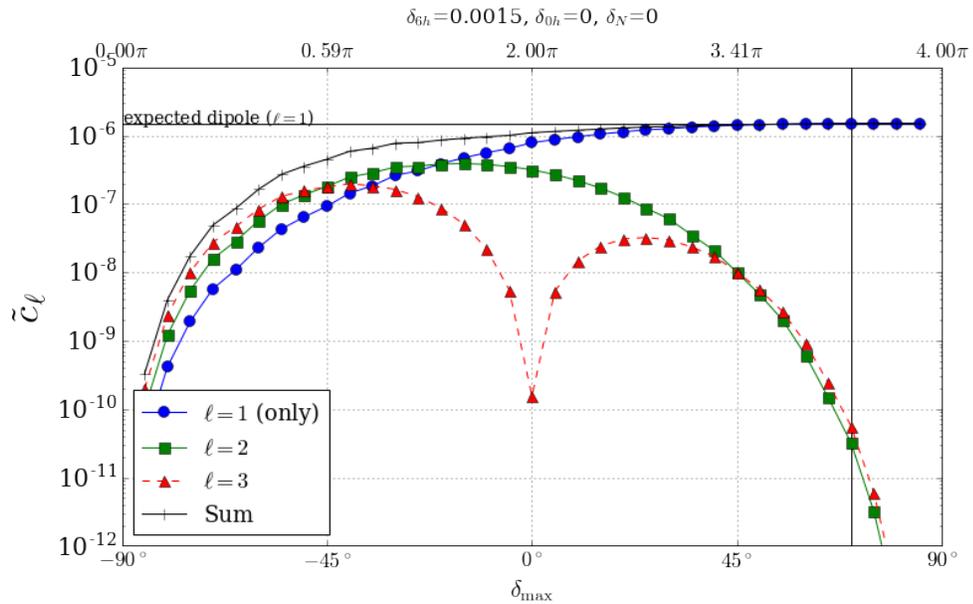
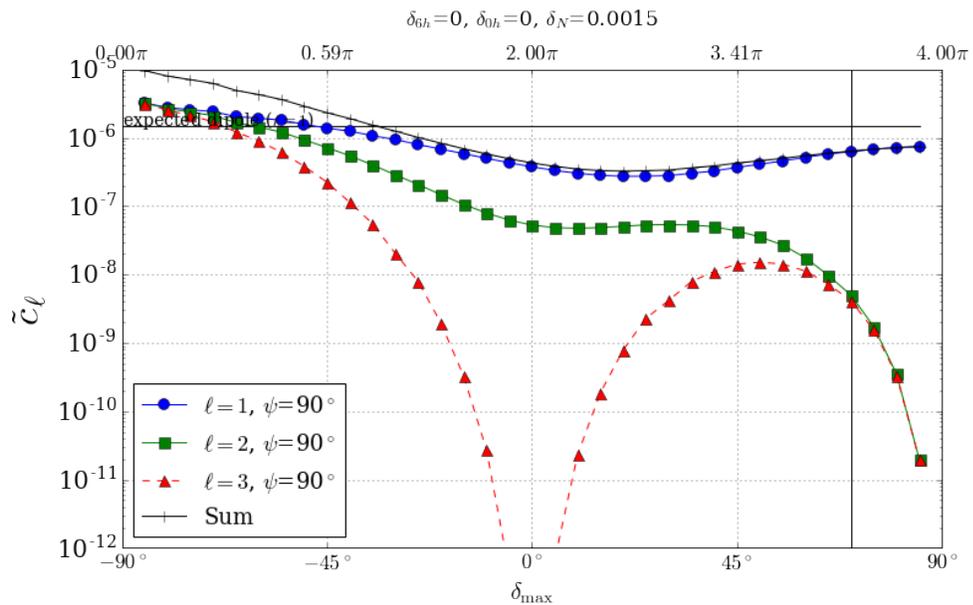


Figura 12.10: Dipolo simulado: Ajuste multipolar con cobertura parcial con $\ell = 2$ en el caso que solo se observa el hemisferio norte.



(a)



(b)

Figura 12.11: Espectro de potencia angular con cobertura parcial de cielo para $\ell = \{1, 2, 3\}$. El eje horizontal indica la declinación máxima δ_{\max} , manteniendo $\delta_{\min} = -90^\circ$. La figura en (a) corresponde a un dipolo inyectado horizontalmente en dirección δ_{6h} mientras que (b) corresponde a un dipolo vertical en dirección δ_N . La cobertura parcial de cielo produce un cuadrupolos y octupolos artificiales los cuales, en el caso de tener un dipolo horizontal, disminuyen en potencia con mayor cobertura celeste.

Por otro lado, los componentes multipolares $\ell = 2$ y $\ell = 3$ están sujetos a diafonía causada por la cobertura parcial del cielo ya que existe una degeneración entre diferentes pseudo-modos ℓ . Las figuras 12.8, 12.11a y 12.11b muestran un ejemplo donde una distribución puramente dipolar produce con cobertura parcial de cielo produce un cuadrupolo artificial. El mapa de 12.9 muestra el ajuste con $\ell = 2$ en el caso que solo se observa el hemisferio sur mientras que el mapa de 12.10 corresponde a la misma observación en el hemisferio norte. Además el ajuste de $\ell = 2$ es de fase opuesta en un hemisferio comparado al otro.

12.5. Contaminación de rayos- γ

Como se ha mencionado en la sección 6.2.4 (capítulo 6), HAWC detecta una proporción de rayos gamma a rayos cósmicos de $\Phi_\gamma/\Phi_{CR} \sim 10^{-4}$, comparable al orden de magnitud de la anisotropía de pequeña escala. El método presentado en 6.2.4 para la identificación de chubascos de partículas en HAWC, puede discernir entre las cascadas atmosféricas procedentes de rayos- γ de las que se producen por rayos cósmicos a través del patrón espacial de las señales que se observan en el detector por medio de las variables \mathcal{C} y \mathcal{P} (ecuaciones 6.6 y 6.7). En nuestro caso, necesitamos invertir la selección y eliminar contaminación de rayos- γ dentro de la señal de rayos cósmicos. La figura 12.12 muestra la distribución de \mathcal{P} en el conjunto de datos utilizados para este análisis después de aplicar cortes energéticos. En ésta se puede apreciar la separación entre gammas y rayos cósmicos con lo cual se pueden identificar los rayos- γ . Estos tienden a tener menor valor en promedio comparado con la distribución de rayos cósmicos. Una obvia opción para eliminarlos sería aplicar un corte de $\mathcal{P} > 2.0$. Sin embargo, hemos escogido el valor de 1.8 para conservar las estadísticas. Los mapas de la figura 12.13 han sido generados utilizando pesas con el

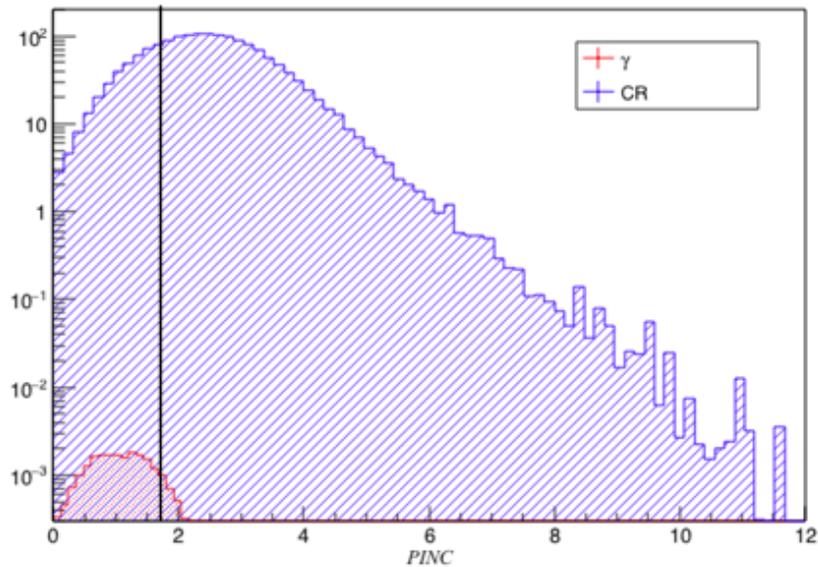


Figura 12.12: Distribución del factor PINC utilizado para identificar rayos γ en HAWC en el conjunto de datos seleccionados en este análisis. El factor PINC es una indicación de la uniformidad de carga depositada en el arreglo de tanques. La línea vertical indica el corte utilizado para este estudio.

valor inverso de PINC, \mathcal{P}^{-1} , dando de esta forma, mayor importancia a sucesos con menor valor de \mathcal{P} . El exceso de cuentas en las figuras de la parte superior (12.13a y 12.13b) corresponden a una combinación del parámetro PINC y el exceso de rayos cósmicos. Los mapas de la parte inferior (12.13c y 12.13d) substraen los excesos de rayos cósmicos con lo que sobresaltan sucesos identificados como rayos- γ . En ambos mapas se pueden apreciar el plano galáctico, la nebulosa del Cangrejo, y las galaxias Markarian 421 y Markarian 501. Aunque quizás no exista un contribución muy significativa de rayos- γ en la anisotropía, este parámetro se puede utilizar para cortar la gran mayoría de estos y omitirlos en nuestro análisis, de esta manera seleccionando únicamente rayos cósmicos.

En el caso del detector IceCube¹ estando éste a más de 1.5 km de profundidad, es in-

¹El detector IceCube diferenciado del detector IceTop, ambos siendo componentes del Observatorio

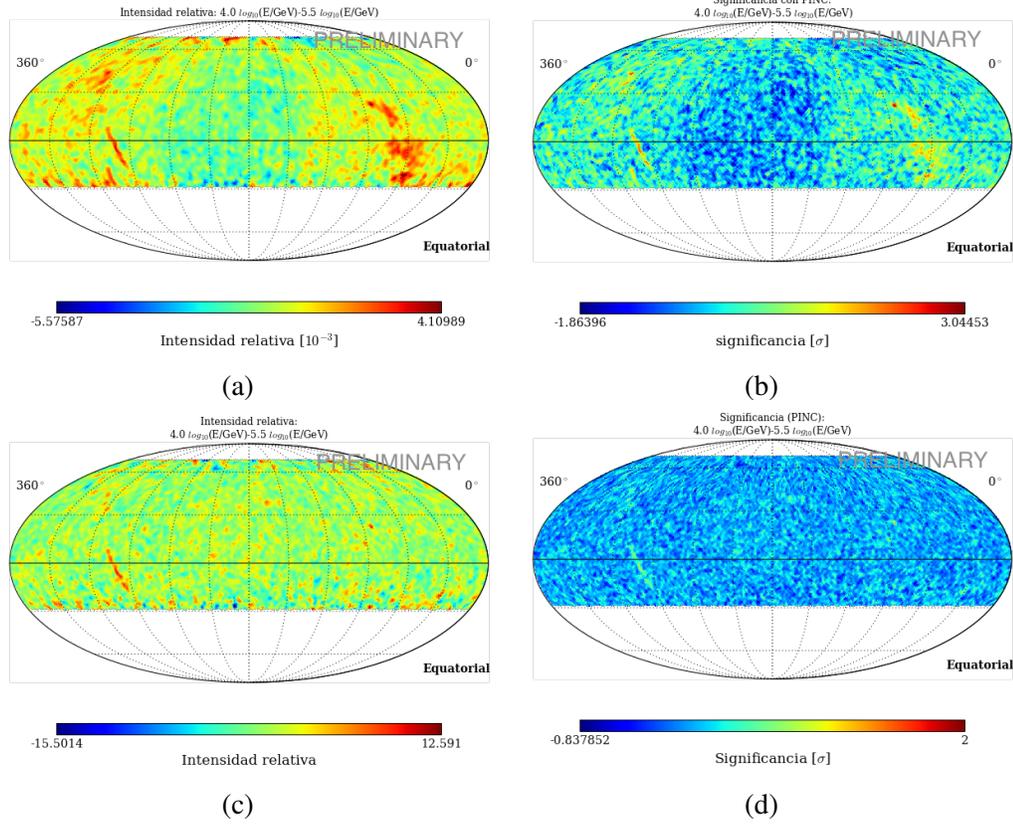


Figura 12.13: Identificación de rayos- γ a partir de pesas. En los mapas de la parte superior (a y b) el exceso de cuentas corresponde a una combinación del parámetro PINC y el exceso de rayos cósmicos. Los mapas de la parte inferior de la figura (c y d) substraen los excesos de rayos cósmicos y sobresaltan sucesos identificados como rayos- γ . En ambos mapas se pueden apreciar el plano galáctico, la nebulosa del Cangrejo, y las galaxias Markarian 421 y Markarian 501 (de Ref. [78]).

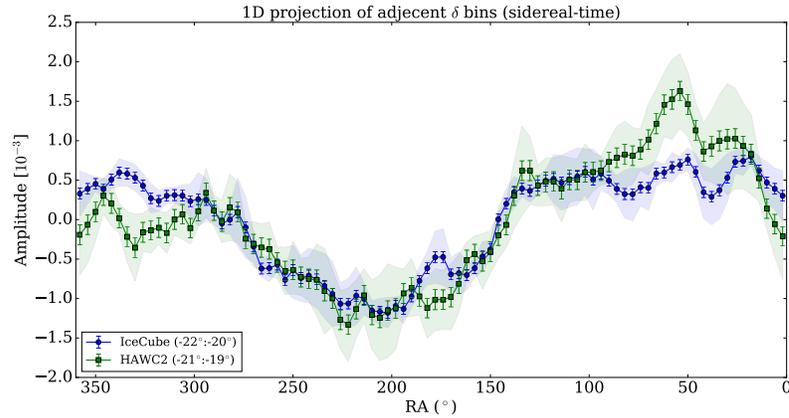
sensible a los rayos- γ (excepto en los raros casos que éstos producen muones penetrantes).

De acuerdo a Ref. [86], el número de muones con energía mayor a E_μ producidos en una cascada por un fotón primario de energía E_γ se puede aproximar mediante la ecuación

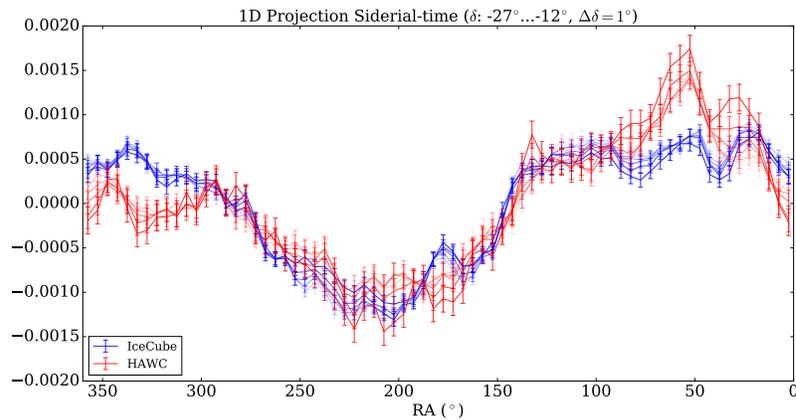
$$N_\mu(E_\gamma, \geq E_\mu) = \frac{2.14 \times 10^{-5}}{\cos \theta} \frac{1}{(E_\mu / \cos \theta)} \frac{E_\gamma}{(E_\mu / \cos \theta)}, \quad (12.6)$$

donde θ es el ángulo cenital del rayo- γ y las energías se dan en TeV. El máximo valor de N_μ en la ecuación (12.6) corresponde sucesos verticales donde $\theta = 0$. El umbral energético de muones en IceCube es de 400 GeV para muones verticales e incrementa en función de θ con lo cual $N_\mu \leq 1.34 \times 10^{-3}$ para fotones de 10 TeV. Asumiendo un factor (Φ_γ/Φ_{CR}) comparable al de HAWC, la fracción de muones detectados en IceCube producidos por rayos- γ es $\Phi_{\mu_\gamma}/\Phi_{\mu_{RC}} < 10^{-7}$ que es mucho menor al nivel de la anisotropía. De cualquier forma, el detector IceCube por si solo no tiene la sensibilidad para distinguir entre sucesos producidos por rayos- γ y por rayos cósmicos.

12.6. Comparación de datos en la región de traslape



(a)



(b)

Figura 12.14: Proyección unidimensional de la distribución de datos como función del ángulo de ascensión recta α de bandas de declinación δ adyacentes centradas en $\delta = -20^\circ$. Como están indicados en la tabla 11.1, los datos de IceCube tienen una máxima declinación de -20° mientras que HAWC tiene una mínima declinación $\delta = -30^\circ$. Aunque las estadísticas son bajas para ambos conjuntos de datos en esta región, existe un acuerdo general para las estructuras a gran escala. Las bandas indican errores sistemáticos debidos a la resolución angular en esta región (de Ref. [78].)

La figura 12.14 muestra la proyección unidimensional de la distribución de datos como función del ángulo de ascensión recta α de bandas de declinación δ adyacentes centradas

en $\delta = -20^\circ$ para los datos HAWC-300 e IC86. No existe una región superpuesta en la que la calidad y la cantidad de los datos sea suficientemente alta para permitir una comparación significativa. Por ello hemos elegido dos bandas de δ adyacentes. La estructura grande entre los dos conjuntos de datos es coherente aunque pequeñas estructuras difieren entre ambos. Mientras que los datos de HAWC tienen una función de dispersión de puntos más pequeña y son sensibles a estructuras en escalas más pequeñas, IceCube tiene mejores estadísticas de modo que las estructuras son más significativas. Una característica particular que sobresale es el exceso en HAWC alrededor de $\alpha = 50^\circ$ y coincide con la llamada *región A*. Parece haber un exceso correspondiente aunque de menor amplitud en los datos de IceCube. Hay que señalar que las estadísticas van disminuyendo rápidamente en ambos conjuntos de datos en función de declinación dentro de esta región como se puede observar en la figura 12.15. Por ello es necesario limitar la región en δ a solo 2° . Las pequeñas diferencias en los dos conjuntos de datos puede atribuirse a sucesos mal reconstruidos que migran desde contenedores cercanos donde hay mayores estadísticas.

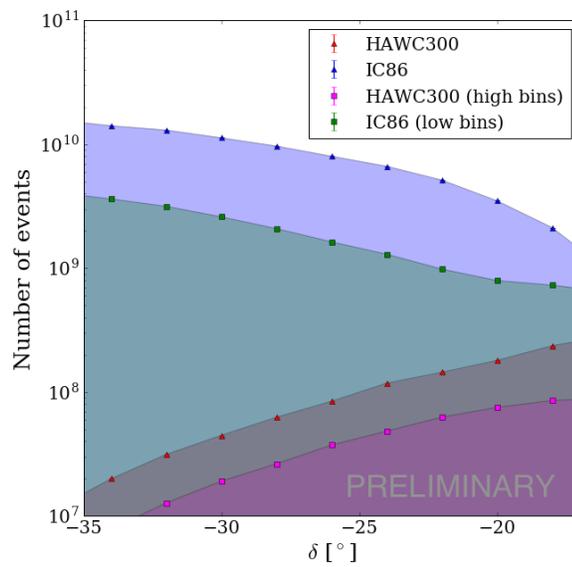


Figura 12.15: Distribución de sucesos en función de declinación para IceCube y HAWC. El rango común entre ambos detectores es entre -35° y -15° . Los triángulos corresponden al conjunto entero mientras que los rectángulos corresponden a los datos después de aplicar cortes energéticos. Dichos recortes reducen las estadísticas significativamente en el caso de HAWC (de Ref. [78]).

Capítulo 13

RESULTADOS

A continuación presentamos los resultados de la aplicación de los métodos presentados anteriormente en los capítulos 9 y 10 sobre los datos seleccionados en el capítulo 11. El método de máxima verosimilitud es de particular relevancia puesto que, como ya se ha demostrado, éste puede recuperar la amplitud del dipolo aún cuando el campo de visión del detector es menor al tamaño angular de las características que buscamos estudiar. Aún así, presentamos los resultados de los métodos de integración de tiempo con el fin de proporcionar una comparación entre ambos métodos.

La intensidad relativa en función de las coordenadas ecuatoriales (α, δ) se calcula dividiendo el cielo en una cuadrícula de igual área con un tamaño de compartimento de 0.9° utilizando el software de HEALPIX (ver sección 7.5) con el parámetro $N_{\text{side}} = 64$ que corresponde a $N_{\text{pix}} = 49152$ píxeles. La intensidad relativa mide la amplitud de las desviaciones sobre la expectativa de isotropía en cada píxel i .

13.1. Integración directa y aleatorización de tiempo

Como hemos mencionado anteriormente, para producir mapas residuales de la anisotropía de direcciones de arribo de los rayos cósmicos es necesario tener una descripción de la distribución de direcciones de incidencia de estos, correspondiente al caso de isotropía, $\langle N \rangle(\alpha, \delta)_i$. En esta sección aplicamos los métodos de integración de tiempo descritos en el capítulo 9 para estimar la intensidad relativa y la exposición del detector simultáneamente. En el caso de IceCube esta estimación se ha derivado a base del método de aleatorización

de tiempo mientras que en el caso de HAWC hemos utilizado el método de integración directa. Ambos métodos han sido descritos en detalle en el capítulo 9.

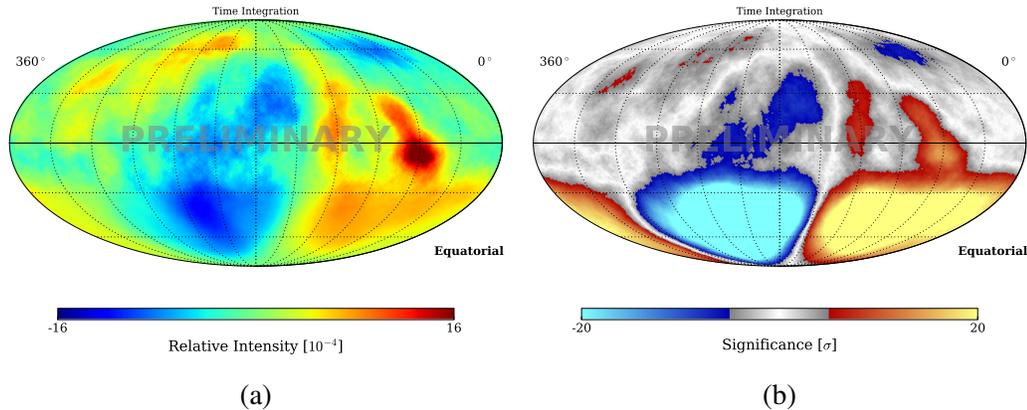


Figura 13.1: Anisotropía de HAWC300+IC86 con métodos de estimación de fondo aleatorización de tiempo (IceCube) e integración directa (HAWC). Intensidad relativa (a) y significancia estadística (b) (de Ref. [78]).

Las figuras 13.1a y 13.1b muestran la anisotropía y correspondiente significancia estadística obtenidas con los métodos de estimación de fondo de aleatorización de tiempo e integración directa sobre los datos de IC86 y HAWC300 respectivamente. Como se puede apreciar en la figura 13.1a y aún más en la figura 13.2, la amplitud del dipolo en HAWC es menor a la de IceCube. Estos métodos tienden producir a una subestimación o sobreestimación del nivel de referencia isotrópico de los detectores ubicados en latitudes medias, como en el caso de HAWC.

13.2. Aplicación del método de máxima verosimilitud

Como ya vimos en la sección anterior la amplitud del dipolo en HAWC se ve atenuada como resultado de una subestimación o sobreestimación del nivel de referencia isotrópico al estar éste ubicado a una latitud, en la que el campo de visión integrado con $\Delta t = 24$ h es

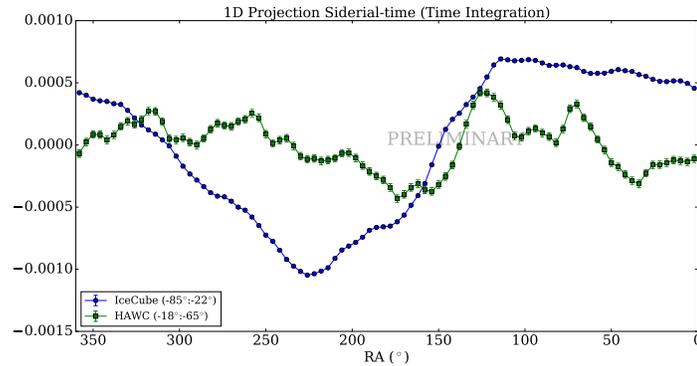


Figura 13.2: Proyección unidimensional de la distribución de datos como función del ángulo de ascensión recta α de cada conjunto de datos en el hemisferio correspondiente. Como se puede apreciar, la amplitud de las estructuras angulares mayores a 60° se ven atenuadas por el limitado campo de vista en el caso de HAWC en comparación con IceCube y no un dipolo apreciable (de Ref. [78]).

mucho mayor que el campo instantáneo observado. A continuación presentamos los resultados de la aplicación del método iterativo adaptado a múltiples observatorios presentado en el capítulo 10.

El mapa de intensidad relativa obtenido después de 20 iteraciones del método de máxima verosimilitud se muestra en la figura 13.4. La significancia estadística correspondiente que se obtiene a base de la ecuación (10.23) se muestra en 13.5. Un procedimiento de suavizado con función de *sombrero de copa* en el que el valor de un solo píxel es la suma de todos los píxeles dentro de un radio de 5° se ha aplicado a todos los mapas. La mayor significancia en la región de IceCube se debe al mayor número de estadísticas disponibles en 5 años de IceCube en comparación con 2 años de HAWC-300 a energías de ~ 10 TeV.

13.3. Análisis armónico

El espectro de potencia angular indica qué momentos multipolares $\ell = (0, 1, 2, \dots)$ en la expansión armónica de coordenadas esféricas contribuyen significativamente a la

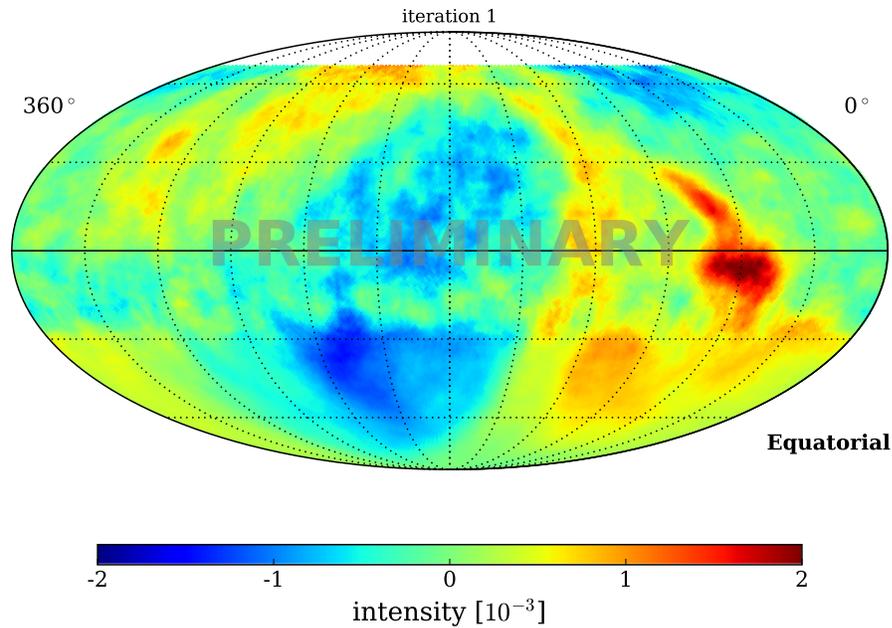


Figura 13.3: Anisotropía de HAWC300+IC86 con método iterativo después de una sola iteración. El método iterativo mejora la estimación del dipolo $\ell = 1$ en el caso de HAWC pero en el caso de IceCube, éste adquiere su máxima amplitud luego de una sola iteración (de Ref. [78]).

distribución de direcciones de incidencia. Para producir un mapa celeste que muestre la contribución de multipolos con $\ell > 3$, se deben restar primero las fuertes contribuciones del dipolo ($\ell = 1$), cuadrupolo ($\ell = 2$) y octopolo ($\ell = 3$). Posteriormente se pueden estudiar estructuras con escalas angulares correspondientes a $\ell > 3$ en el mapa residual.

Para observar las correlaciones entre los píxeles en varias escalas angulares, se calcula el espectro de potencia angular del mapa intensidad relativa a base de la ecuación (9.7). La figura 13.6 muestra el espectro de potencia angular obtenido a partir de los datos combinados de IceCube y HAWC. La estructura de gran escala corresponde al pico en los valores más bajos de ℓ a la izquierda, mientras que la estructura más pequeña se puede observar con menor potencia por encima de la banda gris para escalas angulares entre 15° y 35° . Los

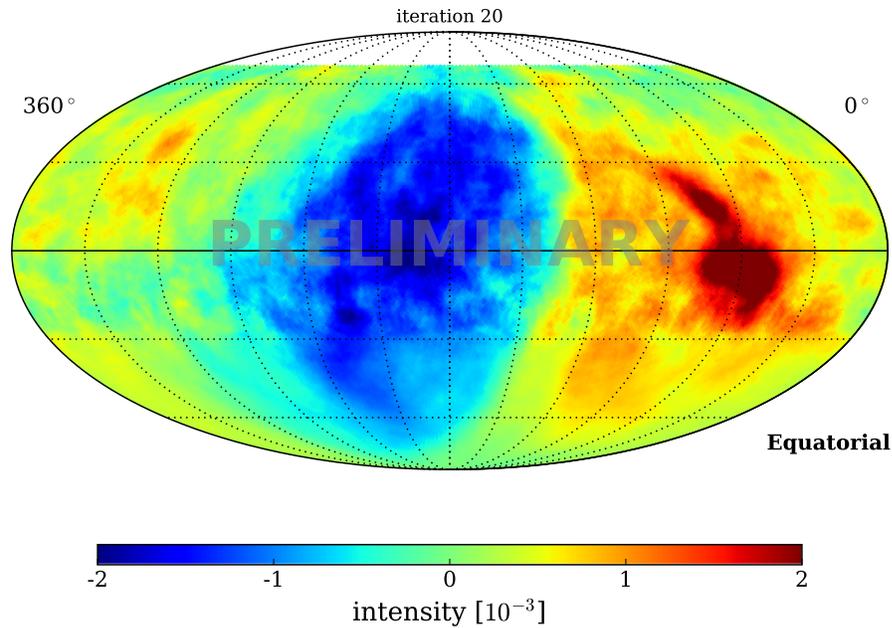


Figura 13.4: Anisotropía de HAWC300+IC86 con método iterativo después de 20 iteraciones.

puntos rojos corresponden al espectro de potencia angular que resulta después de sustraer un ajuste a las características de gran escala ($\ell = \{1, 2, 3\}$). La amplitud del espectro de potencia en el orden multipolar ℓ se puede asociar con la presencia de estructuras en el cielo de escalas angulares de alrededor de $180^\circ/\ell$. La figura 13.7 muestra el espectro de potencia angular de la anisotropía de rayos cósmicos comparando varios métodos: 1. Los círculos azules corresponden al mapa de intensidad relativa de IC86 con aleatorización de tiempo; 2. Los cuadros verdes corresponde al mapa de HAWC300 con integración directa; 3. Los triángulos rojos corresponden a los datos combinados de IC86 y HAWC con métodos de integración de tiempo; 4. Las estrellas verdes corresponden al método iterativo con solo HAWC; 5. Los triángulos invertidos negros corresponden a los resultados del análisis de datos combinados con el método iterativo de máxima verosimilitud. La mayor potencia angular para $\ell = 1$ se obtiene combinando datos de ambos observatorios y utilizando el

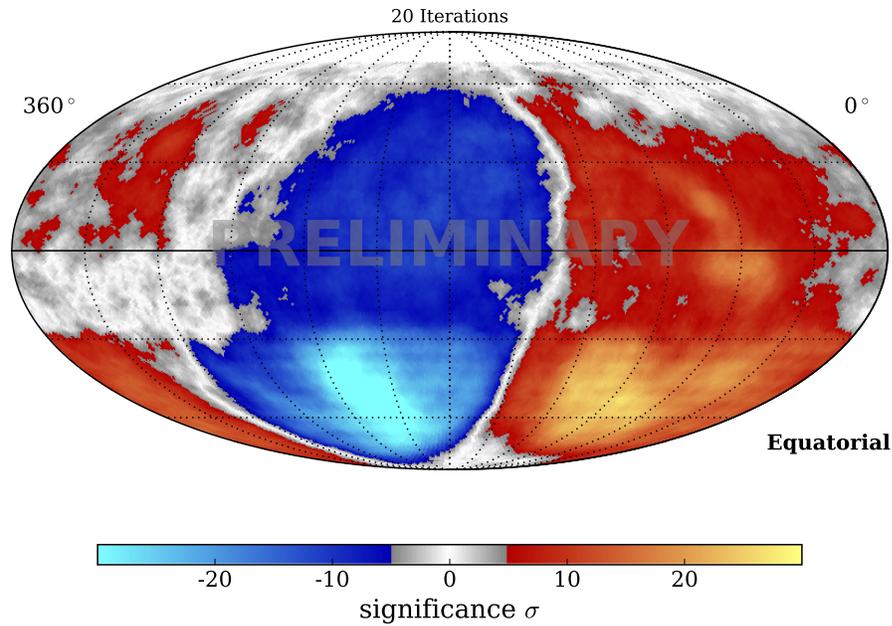


Figura 13.5: Mapa de significancia estadística. La significancia refleja la mayor cantidad de estadísticas que tiene IceCube comparado con HAWC como se aprecia en la figura 11.5 (de Ref. [78]).

método iterativo. Como se puede apreciar en la figura 13.7, la potencia angular de $\ell = 2$ y en particular de $\ell = 3$ se ve reducida en el conjunto de datos combinados (con ambos métodos). Con la cobertura parcial del cielo de cada observatorio, los armónicos esféricos $Y_{\ell m}$ no forman una base ortonormal. La diafonía entre momentos angulares produce una sobre-estimación de la potencia angular de $\ell = 2$ y $\ell = 3$ por que existe una degeneración entre estos cuando solo se observa una porción de la esfera celeste como ya vimos en el capítulo 12.

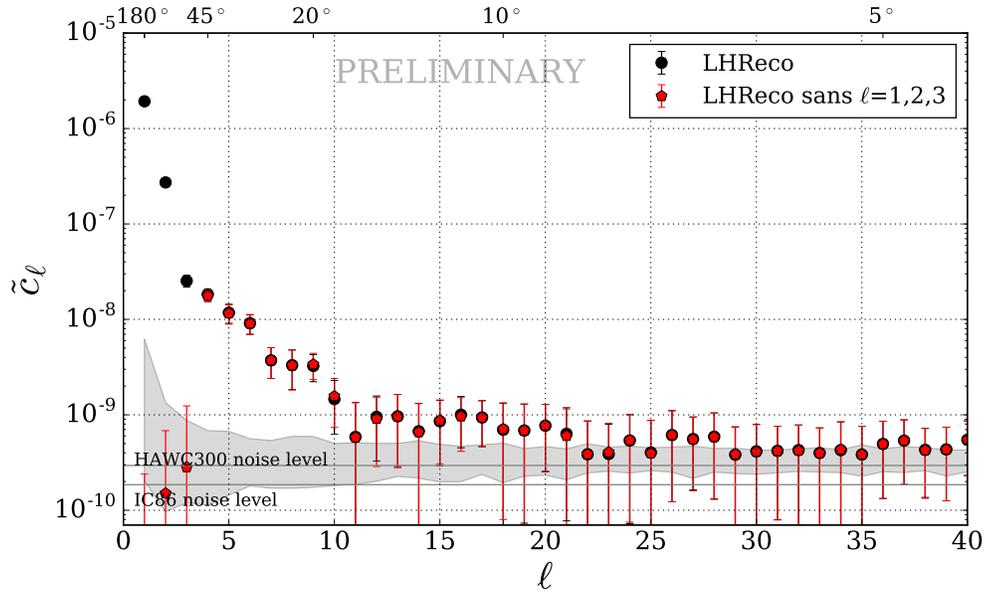


Figura 13.6: El espectro de potencia angular de la anisotropía de rayos cósmicos de los datos combinados de IceCube y HAWC. La estructura a gran escala corresponde a los pequeños valores de ℓ a la izquierda. Mientras que la estructura más pequeña se puede ver con menos potencia por encima de la banda gris para escalas angulares entre 15 y 35 grados. Los puntos rojos corresponden al espectro de potencia que resulta después de sustraer un ajuste a las características de gran escala ($\ell = \{1, 2, 3\}$) (de Ref. [78]).

13.4. Ajuste multipolar

El ajuste multipolar ha sido descrito en el capítulo 9. Los resultados del ajuste sobre el mapa de intensidad relativa a base de la ecuación (9.8) (con $\ell_{\max} = 2$) se presentan en el cuadro 13.1. Los coeficientes de correlación indican que existe una degeneración entre las contribuciones de p_x con Q_2 , p_y con Q_3 y p_z con Q_1 . Estos corresponden a los términos cruzados con p_z al cual no tenemos sensibilidad. Para hacer el ajuste con $\ell_{\max} > 2$, es más práctico utilizar el método *map2alm* de HEALPIX. A partir de la ecuación (9.10) y los valores $a_{\ell m}$ obtenidos con la función *map2alm* de HEALPIX, obtenemos los componentes

¹Healpy es el interfaz de HEALPIX con Python.

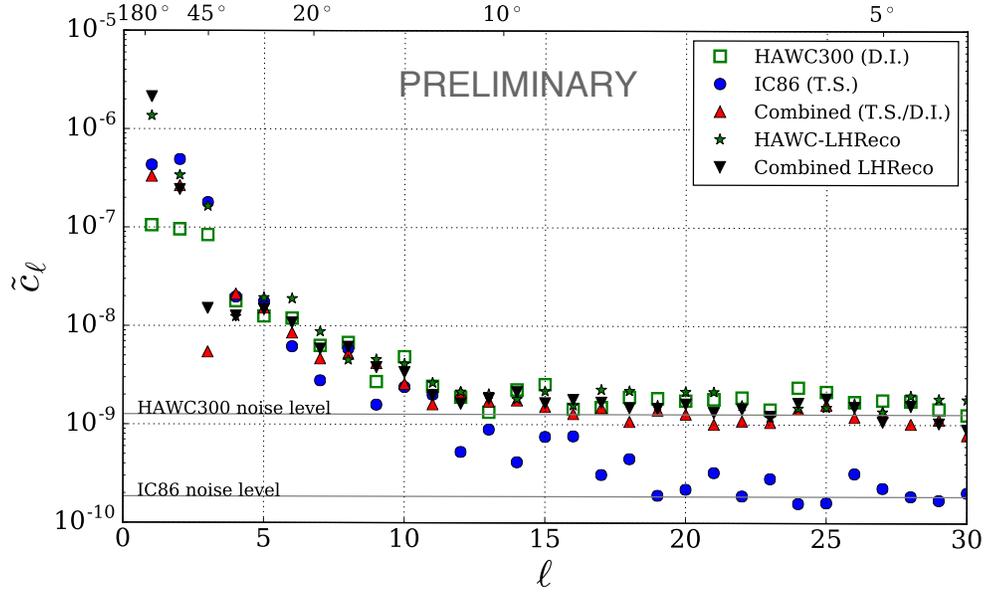


Figura 13.7: El espectro de potencia angular comparando IC86 con aleatorización de tiempo, HAWC300 con integración directa, IC86 y HAWC combinados y método iterativo con solo HAWC y combinado. La mayor potencia angular para $\ell = 1$ se obtiene combinando datos de ambos observatorios y utilizando el método iterativo (de Ref. [78]).

	Amplitud [10^{-4}]	Coeficientes de correlación								
		$\chi^2/\text{ndf} = 41167/47403$								
m	0.01 ± 0.09	1.00								
p_x	9.05 ± 0.08	-0.01	1.00							
p_y	6.88 ± 0.08	0.00	-0.00	1.00						
p_z	0.00 ± 0.08	0.63	0.00	-0.00	1.00					
Q_1	0.00 ± 0.09	0.04	0.00	-0.00	0.69	1.00				
Q_2	0.60 ± 0.06	0.00	0.68	0.00	-0.00	-0.00	1.00			
Q_3	-2.18 ± 0.06	-0.00	0.00	0.69	0.00	0.00	-0.00	1.00		
Q_4	-4.21 ± 0.08	-0.00	0.00	-0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	1.00	
Q_5	-3.29 ± 0.08	0.00	0.00	-0.00	0.00	0.00	-0.00	0.00	0.00	1.00

Cuadro 13.1: Coeficientes para el ajuste de la ecuación (9.8) con $\ell_{\text{max}} = 2$ a la distribución de intensidad relativa. Los coeficientes de correlación indican que existe una degeneración entre las contribuciones de p_x con Q_2 , p_y con Q_3 y p_z con Q_1 que corresponden a los términos cruzados con p_z al cual no tenemos sensibilidad.

Cuadro 13.2: Ajuste dipolar

	<i>map2alm</i> $\chi^2/\text{ndf} = 41611/47396$	Ec. (9.8) $\chi^2/\text{ndf} = 41167/47403$
δ_{0h} [10^{-3}]	$0.916 \pm .0041$	0.903 ± 0.008
δ_{6h} [10^{-3}]	$0.725 \pm .0041$	0.682 ± 0.008
A_1 [10^{-3}]	$1.168 \pm .0058$	1.132 ± 0.011
α_1 [$^\circ$]	38.4 ± 0.3	37.2 ± 0.6

Cuadro 13.3: Los valores en la columna izquierda corresponden a los resultados obtenidos por medio de la función *map2alm* de `Healpy`¹ junto con las ecuaciones (9.10) y (9.11) y los valores en la columna derecha provienen del cuadro 13.1 y fueron obtenidos a base de la Ec. (9.8). Estos últimos corresponden un ajuste a $\ell = \{1, 2\}$ mientras que la función *map2alm* obtiene directamente de los $a_{\ell m}$ a base de una transformación de armónicos esféricos con $\ell_{\max} = 3$.

horizontales del dipolo. También obtenemos la fase y amplitud del dipolo proyectado sobre el plano ecuatorial mediante la ecuación (9.11) y los resultados se presentan en el cuadro 13.3. El ajuste difiere un poco de los que se han presentado anteriormente en Ref. [87]. En comparación, los nuevos resultados cuentan con mayores estadísticas provenientes de dos años de datos de HAWC e incluyen una corrección del dipolo solar y variaciones atmosféricas como se ha discutido en el capítulo 12. Los valores en la columna derecha del cuadro 13.1 provienen del cuadro 13.1 y fueron obtenidos haciendo un ajuste de la ecuación (9.8) con $\ell_{\max} = 2$ sobre la distribución de intensidad relativa del mapa en la figura 13.4 y corresponden a un ajuste a $\ell = \{1, 2\}$. La función *map2alm*, por otro lado, obtiene los $a_{\ell m}$ directamente a base de una transformación de armónicos esféricos que incluyen los componentes $\ell = \{1, 2, 3\}$. La *región A* que tiene un diámetro angular de $\sim 30^\circ$ (que corresponde a $\ell = 5$) es de alta intensidad lo cual puede producir un sesgo en el ajuste cuadrupolar de Ec. (9.8).

La figura 13.8 muestra la fase y amplitud del dipolo reconstruida a partir de este análisis

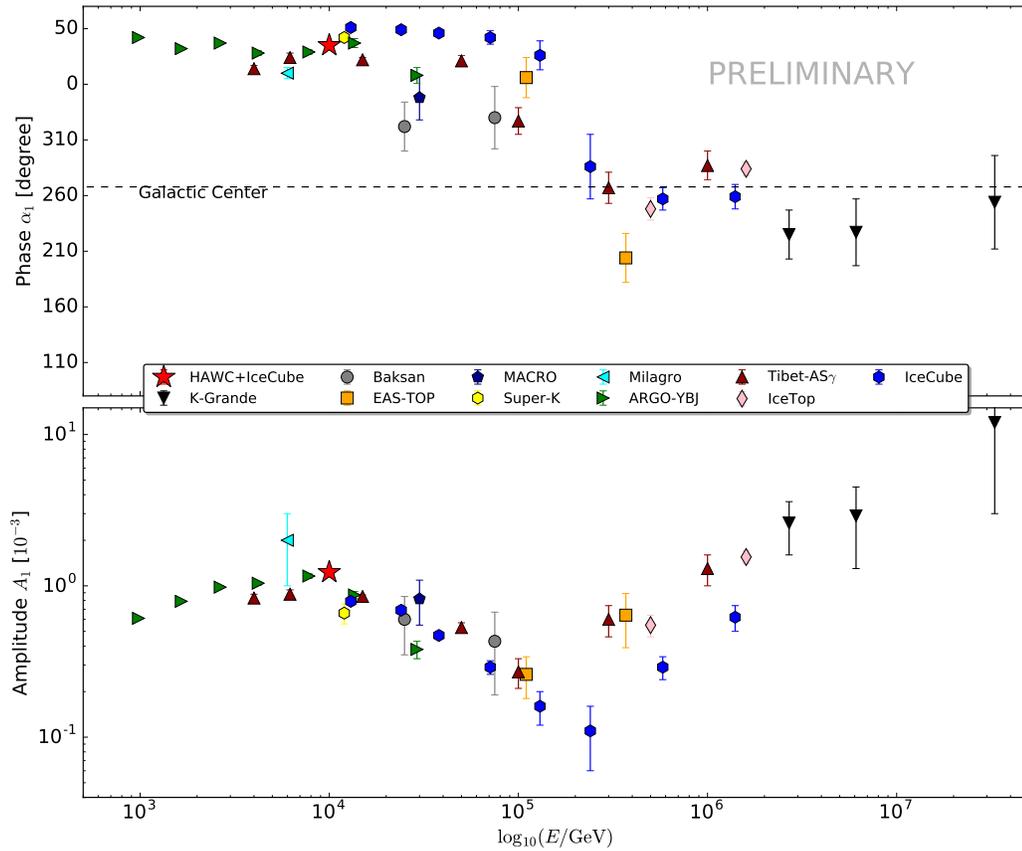


Figura 13.8: Diagrama de fase y amplitud del dipolo medido por varios observatorios incluyendo la medición de este análisis (estrella roja). Estos valores incluyen una contribución del efecto Compton-Getting (de Ref. [78]).

en el plano ecuatorial junto con datos de varios otros experimentos obtenidos de Ref. [62].

13.5. Anisotropía de pequeña escala

Para revelar las estructuras pequeñas y medianas del mapa de anisotropía, extraémos el dipolo, cuadrupolo y octopolo haciendo un ajuste del mapa de intensidad relativa por medio de la función (9.8) presentada en el capítulo 9. El software de HEALPix proporciona un método para calcular los $a_{\ell,m}$ de un mapa celeste con la función *map2alm*. A base de los valores $a_{\ell,m}$ obtenidos con esta función al mapa en la figura 13.4, podemos generar el ajuste mutipolar y con él generar la correspondiente intensidad relativa con la función *alm2map* de HEALPix obteniendo así el mapa en la figura 13.9. Luego de restar el mapa en la figura 13.9 del mapa en la figura 13.4, obtenemos el mapa de intensidad relativa de pequeña y mediana escala en la figura 13.11.

Para calcular la significancia estadística del mapa residual en la figura 13.10, podemos aproximar la intensidad relativa a primer orden como

$$I \simeq \frac{N_{\text{on}}}{\alpha N_{\text{off}}}, \quad (13.1)$$

donde, al igual que en la ecuación (10.23), N_{on} es el número de sucesos en la región de interés y N_{off} , el número de sucesos en la región referencia en el mapa de estimación de fondo. El factor α corresponde a la exposición relativa $\alpha = \mathcal{E}_{\text{on}}/\mathcal{E}_{\text{off}}$. Si la anisotropía δI , es pequeña como en nuestro caso, la significancia estadística correspondiente se puede aproximar por medio de la ecuación

$$S \simeq \sqrt{\frac{N_{\text{on}}}{1 + \alpha}} \delta I. \quad (13.2)$$

El mapa de significancia estadística obtenido a base de este método y utilizando un suavizado con función de sombrero de copa con 5° de radio se muestra en en la figura 13.11.

Solo los píxeles con significancia mayor a $\sigma \geq 5$ se muestran con la escala de color.

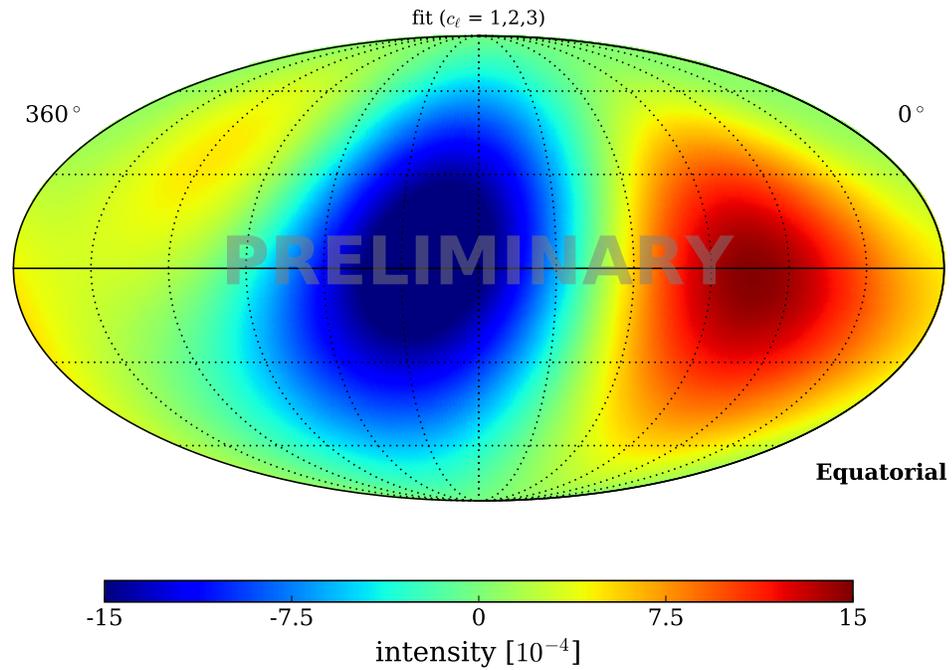


Figura 13.9: Mapa de intensidad compuesto por los multipolos $\ell = \{1, 2, 3\}$.

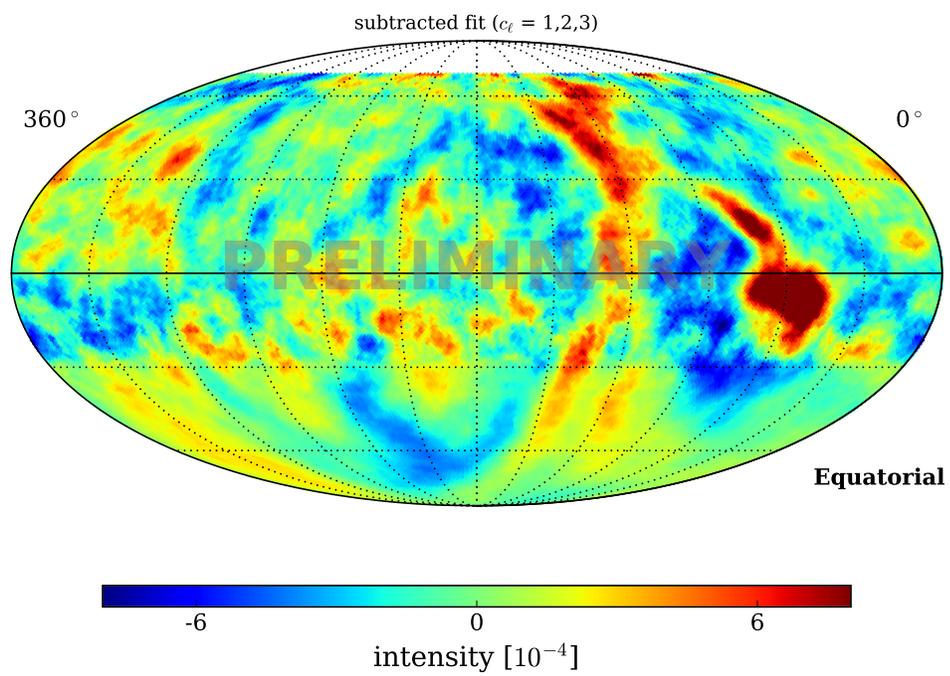


Figura 13.10: Mapa residual de intensidad relativa después de sustraer el ajuste de 13.9 para revelar la anisotropía de escala pequeña o intermedia.

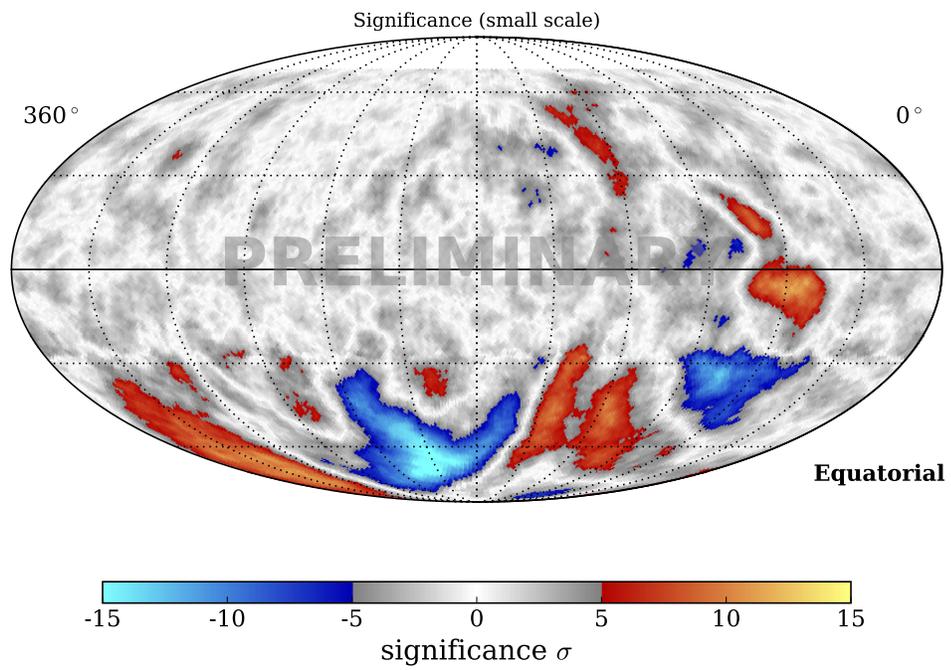


Figura 13.11: La significancia estadística correspondiente a la figura 13.10 (de Ref. [78]).

Capítulo 14

INTERPRETACIONES

Como lo hemos mencionado en la introducción, se esperaría que los rayos cósmicos deberían perder toda correlación con su dirección original como resultado de la difusión de estos a medida que viajan a través de campos magnéticos interestelares turbulentos. Existen varias teorías con respecto al posible origen de la anisotropía observada, pero es probable que ésta sea el resultado una combinación de varios tipos diferentes de anisotropía:

1. Fuentes cercanas de rayos cósmicos pueden introducir una contribución a la anisotropía de rayos cósmicos dependiendo de la edad de la fuente, distancia, conexión magnética y la difusión de partículas provenientes de estas fuentes. Estos factores que hacen que la anisotropía sea sensible a la energía de la partícula.
2. Efecto Compton–Getting: un dipolo aparente debido al movimiento del sistema solar dentro de la Galaxia y el entorno local y el efecto de éste sobre la intensidad de los rayos cósmicos [81].
3. La propagación de rayos cósmicos a través del campos magnéticos turbulentos y la dispersión producida por cambios bruscos en el ángulo de paso respecto a la velocidad de la partícula y el campo magnético [88, 89].
4. La propagación de rayos cósmicos a través del campo magnético y eléctrico de la heliosfera: los patrones de anisotropía dipolar a gran escala pueden distorsionarse, resultando en pequeñas estructuras observadas [90–92].

Las diferentes escalas angulares observadas pueden estar asociadas a diferentes fenomenologías físicas y el complejo cambio en la estructura anisotrópica en función de la energía puede desentrañar algunos de estos efectos.

14.1. Difusión

Varias teorías han propuesto escenarios donde la anisotropía a gran escala surge como resultado de la distribución de fuentes de rayos cósmicos en la Galaxia y de su propagación difusiva [34, 74, 75, 93–106]. Existen varios factores que pueden introducir una anisotropía en la distribución de las direcciones de arribo. Uno de estos es la distribución asimétrica de fuentes jóvenes cercanas, la cual puede introducir un gradiente de densidad local y, por tanto, la presencia de un flujo neto de rayos cósmicos. Sobre la base de la difusión isotrópica, este flujo se observaría como una anisotropía dipolar apuntando en dirección opuesta al flujo. En Ref. [62], se propone que el remanente de supernova Vela probablemente domina el gradiente de rayos cósmicos con energías por debajo de 100 TeV y por ello debe ser uno de los contribuyentes más fuertes a la anisotropía a gran escala de los rayos cósmicos. Vela se encuentra situada a ($l = 263.9^\circ$, $b = -3.3^\circ$) en coordenadas galácticas y es una de las remanentes de supernova más cercanas que se conoce a una distancia de aproximadamente 0.3 kpc y de una edad de aproximadamente 1.1×10^4 años [107]. Su posición relativa al campo magnético local también es consistente con la fase dipolar observada a estas energías. Un resumen de artículos sobre el tema ha sido presentado por M. Ahlers y P. Mertsch en Ref. [62].

Por otro lado Giacinti y Kirk [108], argumentan que la difusión de ángulo de paso producida por la turbulencia en el campo magnético interestelar no necesariamente produce una distribución dipolar ya que la dispersión de rayos cósmicos no es isotrópica sino

que tiene una dirección preferencial. De hecho, sus modelos predicen una distribución

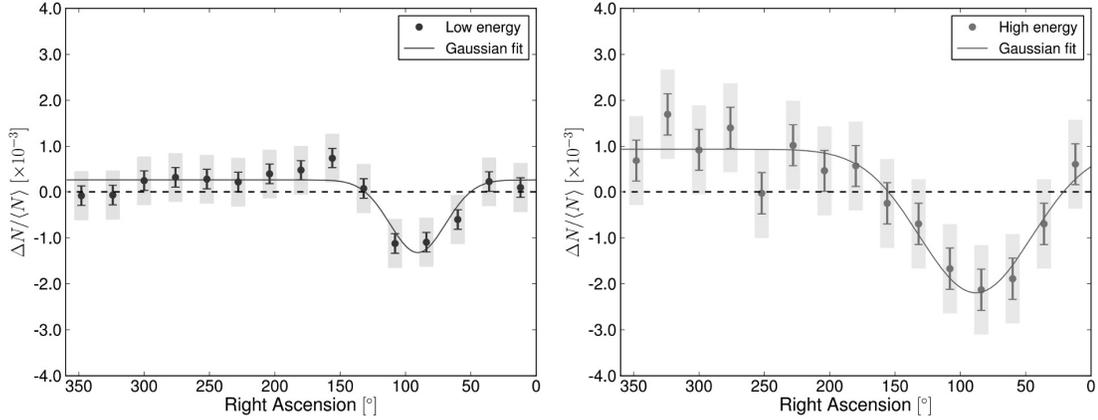


Figura 14.1: Anisotropía de gran escala por turbulencia magnética basada en simulaciones de Giacinti y Kirk (ICRC2017). Los modelos predicen una distribución de gran escala similar a la observada a altas energías ($E > 400$ TeV).

de gran escala similar a la observada a altas energías ($E > 400$ TeV) por IceTop [109], IceCube [110] y Tibet AS γ [111].

14.2. Interpretaciones de la anisotropía de pequeña escala

El simple modelo de difusión sólo predice un dipolo y no es capaz de predecir la anisotropía de menor escala. Sin embargo, ha habido muchos esfuerzos teóricos para tratar de modelar y explicar el origen de esta anisotropía. Se estima que la difusión elimine cualquier memoria de la dirección inicial de las trayectorias de rayos cósmicos a distancias mayores que la longitud de difusión efectiva por lo cual, la aparición de una anisotropía de pequeña escala es una indicación de un efecto local, relacionada a la presencia una fuente local o configuraciones de campos magnéticos locales. Varias teorías consideran la propagación no difusiva, los efectos de la heliosfera, las modificaciones de la difusión de

partículas sobre el ángulo de paso y efectos estocásticos. Además, también hay algunas explicaciones más exóticas descritas en Ref. [62].

14.3. Efectos de propagación en campos magnéticos turbulentos

Una explicación de la anisotropía de mediana y pequeña escala observada se debe a la propagación dentro del campo magnético turbulento local, a distancias más cercanas que la longitud de difusión [88]. Estas deben depender de la energía dado que los modos de campo turbulento relevantes para la difusión de rayos cósmicos dependen de la rigidez magnética de los rayos cósmicos, y por lo tanto, del volumen local del campo turbulento relevante, el cual depende de la energía. Por lo general, se puede suponer que los rayos

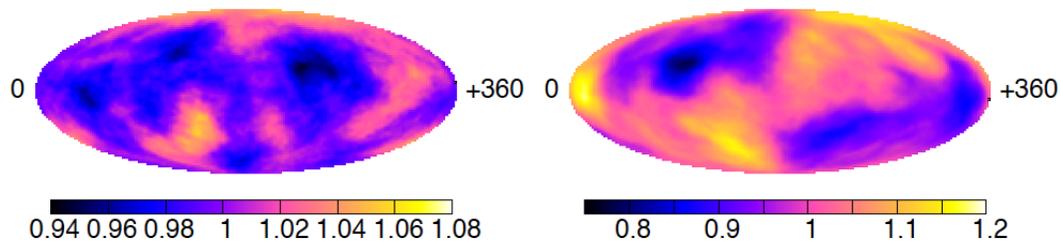


Figura 14.2: Simulaciones de anisotropía por turbulencia magnética de Giacinti y Sigl. Los mapas muestran la predicción del flujo renormalizado de rayos cósmicos en la Tierra para una realización concreta del campo magnético turbulento, después de restar el dipolo y aplicar suavizado con un radio de 20° . Rayos cósmicos con rigideces de $p/Z_e = 10^{16}$ V (panel izquierdo) y 5×10^{16} V (panel derecho) de Ref. [88].

cósmicos que se han difundido a distancias mayores que la longitud de coherencia del campo magnético turbulento han estado sujetos a muchas distintas configuraciones de campo magnético. A base de esto, la densidad de espacio de fase relacionada al campo magnético de pequeña escala se puede aproximar estadísticamente como un promedio sobre un conjunto de campos magnéticos de pequeña escala. Sin embargo, en cualquier

punto de la densidad de espacio de fases, ésta puede desviarse del promedio del conjunto. El patrón observado de anisotropía en una posición particular es, por lo tanto, un reflejo de la realización del campo magnético turbulento local y se produce, en términos de dispersión, durante tiempos recientes antes de su observación [62].

En Ref. [88], Giacinti y Sigl han demostrado a base de simulaciones que el transporte de rayos cósmicos a través de una realización particular del campo magnético turbulento genera potencia angular de pequeñas escalas aún cuando la distribución inicial es isotrópica pero esta tiene un gradiente en el flujo de rayos cósmicos como se aprecia en los mapas de intensidad relativa simulada la figura 14.2 producidos por Giacinti y Sigl. Similarmente, otros estudios encuentran mapas celestes similares, aunque puede ser difícil compararlos debido a que las suposiciones varían ampliamente [62].

14.4. La heliósfera

La figura 14.3 muestra un diagrama esquemático de la interacción del medio interestelar con el entorno solar. El viento solar es inicialmente radial con velocidades supersónicas de hasta 800 km s^{-1} y disminuye discontinuamente hasta que alcanza el punto de choque de terminación a una distancia de ~ 80 a 90 unidades astronómicas (UA). A distancias mayores, el límite de la heliosfera, también conocido como la heliopausa, corresponde al punto de transición en que el viento solar deja de dominar y el medio está dominado por campos magnéticos y flujo interestelar. Más allá del frente de choque de terminación, en la heliofunda interior, el viento solar se curva desde su forma radial, se vuelca y fluye hacia la dirección del flujo interestelar en dirección hacia la heliocauda o cola como se muestra en la figura 14.3.

La estructura del campo magnético dentro de la heliosfera es el producto de la estructura

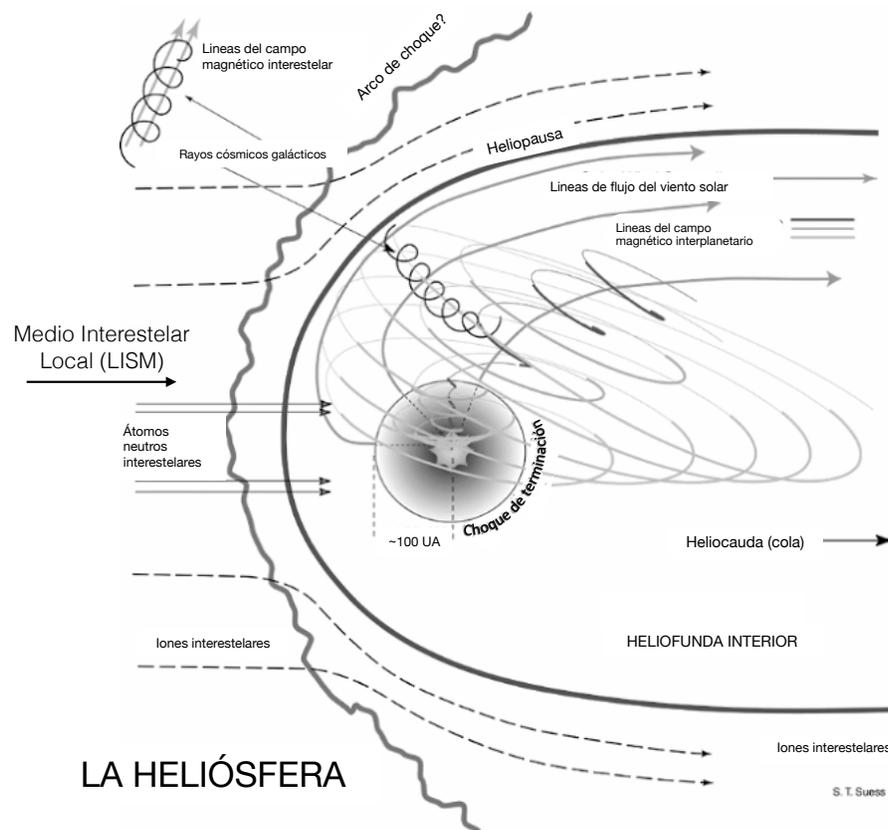


Figura 14.3: Diagrama esquemático de la heliósfera (imagen original cortesía de Ref. [112]).

del campo magnético solar, congelado sobre el plasma del viento solar y de la rotación del Sol que tiene un período de ~ 25 días. El eje de rotación del Sol no está alineado con el eje magnético lo cual conduce a un giro en las líneas del campo magnético que produce una espiral de Arquímedes. Este efecto conocido como la espiral de Parker [113] produce regiones donde la polaridad del campo magnético varía rápidamente conforme la espiral tiende a comprimirse en la región de la heliopausa.

Mediciones recientes realizadas a 123 unidades astronómicas por Voyager 1 (V1) indican que la sonda espacial cruzó la región donde la intensidad del campo magnético cambió de $2\mu\text{G}$ a $4\mu\text{G}$ cinco veces entre los días 210 y 238 del año 2012 y después se mantuvo cerca

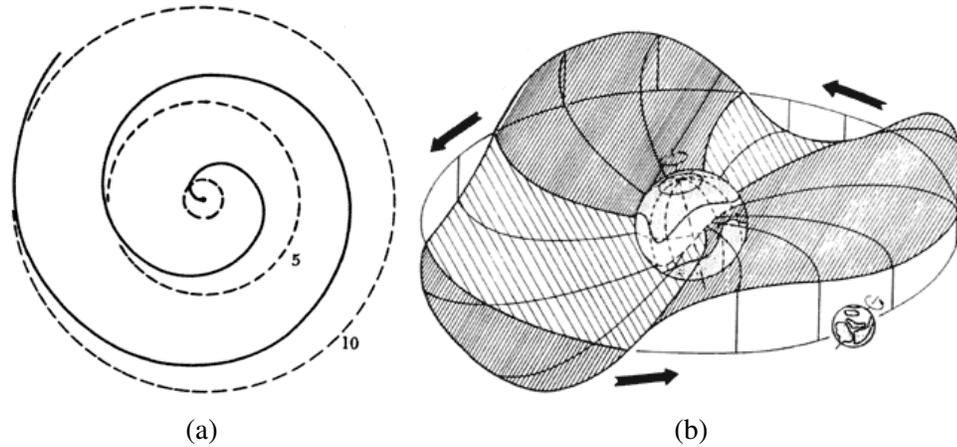


Figura 14.4: (a) La llamada espiral de Arquímedes del campo magnético interplanetario a distancias de 1, 5 y 10 UA del Sol [11]. (b) Hoja de corriente neutra en la heliósfera que separa campos magnéticos situados por encima de ella, con una polaridad, y debajo de ella con polaridad opuesta [11].

de los $4\mu\text{G}$. (Por lo general se asume un valor de $3\mu\text{G}$ para el campo magnético galáctico.) Los fuertes campos magnéticos se correlacionan con bajas cuentas de $> 0.5 \text{ MeV / núcleo}$ aunque la dirección del campo magnético no cambia significativamente. Esto indica que V1 aún no ha cruzado la heliopausa [114]. Las mediciones de la Voyager 1 además indican que la heliopausa no es laminar sino inestable y turbulenta.

El radio de Larmor de una partícula con energía E y carga Z en un campo magnético B se muestra en la figura 14.5 y se da por

$$R_L \simeq \frac{220}{z} \left(\frac{E}{1\text{TeV}} \right) \left(\frac{1\mu\text{G}}{B} \right) [\text{AU}] . \quad (14.1)$$

Si usamos el valor de $3\mu\text{G}$ basándonos en las mediciones del campo magnético interestelar hechas por la sonda espacial IBEX [115], el radio de Larmor para un protón a 10 TeV es $\sim 700 \text{ UA}$ mientras que un núcleo de hierro (Fe) a esa misma energía tiene un valor de $\sim 28 \text{ UA}$. En comparación, el ancho de la heliósfera tiene un orden de entre 500 UA

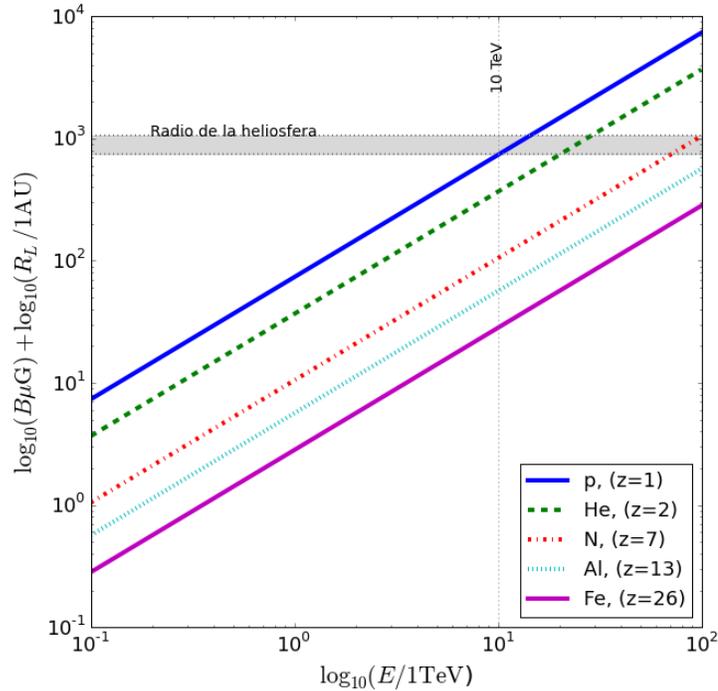


Figura 14.5: Radio de Larmor en función de energía para núcleos con diferentes cargas eléctricas. El radio de Larmor de un protón de 10 TeV es comparable con el tamaño de la heliósfera.

y 700 UA [116] lo cual sugiere que aunque la anisotropía no sea de origen heliosférico, es probable que el origen de la anisotropía se deba a características del campo magnético interstelar a distancias menores a 1 parsec o incluso al flujo difuso de fuentes galácticas cercanas [3]. Esto no excluye la posibilidad de que ésta pueda influir en las direcciones de arribo de rayos cósmicos.

Otra característica del campo magnético solar es que la polaridad se invierte cada 11 años durante el periodo de máxima actividad solar con un periodo de 22 años. Como resultado, las diferentes regiones de polaridad son advectas a la heliocola o cola [62]. Conforme el viento solar va desacelerando en la heliocola, los dominios unipolares se comprimen y esto puede llevar a una reconexión magnética lo cual es consistente con

el espectro inusualmente duro de rayos cósmicos procedentes de regiones asociadas a estructuras de pequeña escala como lo señalan A. Lazarian y P. Desiati en Ref. [4]. También cabe notar que la estructura de la región A es consistente con la dirección de la heliocauda.

Se ha postulado que las características a pequeña escala, como la región A, el exceso evidente a $\simeq 69^\circ$ en ascensión recta en las figuras ?? y ??, podría ser causada por los típicos potenciales de modulación solar de unos pocos cientos de gigavoltios procedentes de campos eléctricos localizados, producto de la velocidad relativa entre el marco del plasma interestelar y el viento solar [117].

14.5. Efecto Compton–Getting

El movimiento relativo de un observador con respecto a un marco en el que la distribución de los rayos cósmicos es completamente isotrópica induciría una anisotropía dipolar débil en la dirección del movimiento. Este efecto se conoce como el efecto Compton-Getting [81]. El movimiento relativo del sistema solar a través del marco de plasma local puede introducir una anisotropía dipolar a medida que el Sol se mueve alrededor del centro galáctico con una velocidad de $v_0 \simeq 220$ km/s apuntando hacia ($l \simeq 270^\circ$, $b \simeq 0^\circ$) [118]. El efecto CG observable que se anticipa de este movimiento (proyectado sobre el plano ecuatorial) es de orden 2.4×10^{-3} , independientemente de la energía¹. Estos valores son, sin embargo, inconsistentes con la amplitud y fase de dipolo observadas lo cual indica que el marco de reposo de rayos cósmicos es principalmente co-rotativo con el movimiento promedio de las estrellas. Sin embargo, hay otros marcos de reposo de rayos cósmicos que se pueden considerar. Uno de ellos es el estándar local de reposo (LSR) en el cual el Sol se mueve en dirección ($l \simeq 47.9^\circ$, $b \simeq 23.8^\circ$) con velocidad $v_{\text{LSR}} \simeq 18$ km/s respecto al

¹Siempre y cuando el índice espectral se mantenga constante dentro de la gama de energías en consideración.

promedio de estrellas cercanas [119]. Otro es el marco del medio interestelar local (ISM). En este marco, Sol se mueve a través del plasma del ISM con velocidad $v_{\text{ISM}} \simeq 23.2$ km/s en dirección ($l \simeq 5.25^\circ$, $b \simeq 12.0^\circ$) [120]. Estas estimaciones de los efectos CG podrían contribuir al nivel de 10^{-4} a la anisotropía dipolar observada y esto se manifestaría como un cambio general en los datos. Se estima que la contribución neta del efecto Compton-Getting proyectado tiene una amplitud de 4.5×10^{-4} y apunta en dirección de 6h ($\alpha = 90^\circ$) en relación al equinoccio vernal [62].

14.6. Transporte no difusivo de rayos cósmicos galácticos

Una idea propuesta por Ref. [121] es que un flujo de partículas aceleradas por un remanente de supernova cercano a lo largo de tubos de flujo magnético podría producir un correspondiente exceso de rayos cósmicos detectados en la Tierra. Esta idea es consistente con la proximidad de la *región A* con la dirección campo magnético interestelar local y posiblemente el asociada a un exceso de rayos cósmico relacionado al pulsar Geminga. Sin embargo en Ref. [62] y [122] se señala que la difusión de partículas libres de dispersión a distancias del orden de 100 pc no es factible y que la anisotropía resultante de dicha fuente debe ser la de un dipolo orientado a lo largo de la dirección del campo magnético.

14.7. Modelos exóticos

Además de los modelos mencionados aquí, también se han considerado algunos escenarios exóticos que pueden producir una anisotropía de pequeña escala. Estos incluyen la proposición de la producción de rayos cósmicos por medio de la aniquilación de materia oscura. También se sugiere que partículas exóticas neutras llamadas *strangelets*, constituidas por 2 ó 3 quarks extraños, podrían ser producidas en fuentes galácticas extendidas y ser

observadas como un exceso local en la distribución de rayos cósmicos. Para una revisión más detallada de estos modelos véase [62].

14.8. Resultados del análisis en el contexto de los modelos teóricos

Los valores del cuadro 13.3 y los de la figura 13.8 (incluyendo los resultados de otros experimentos) en el capítulo 13 contienen una contribución del efecto Compton-Getting que ya hemos discutido. La contribución del efecto Compton-Getting al plano ecuatorial corresponde a una pequeña corrección en fase y amplitud del dipolo. La figura 14.6 (adaptada de Ref. [62]) muestra la de fase y amplitud del dipolo medido en este análisis junto con los datos provenientes de varios observatorios en coordenadas polares. La amplitud corresponde a la distancia radial mientras que la fase corresponde al ángulo en dirección contra-reloj del eje-x. En este caso, se ha sustraído la contribución del efecto Compton-Getting. Después de aplicar una corrección para tener en cuenta este efecto, los datos en el rango de energía TeV - PeV muestran claramente una tendencia a alinearse con el campo magnético local ($\lambda_B = 227^\circ \pm 5.7^\circ$, $\beta_B = 34.62^\circ \pm 4.4^\circ$) deducido de la medición realizada por IBEX [123]. La figura 14.7 muestra la anisotropía de gran escala (izquierda) y de pequeña escala (derecha) a 10 TeV e incluye varias etiquetas de direcciones relevantes para interpretación de nuestros resultados. Los mapas incluyen las direcciones de las remanentes de supernova Geminga y Vela (dos posibles fuentes de RC cercanas), el plano galáctico (en rojo) y el centro de la Galaxia (GC), el ápex solar (v_{LSR}) y la dirección en la que el Sol se desplaza en relación con el medio interestelar local (\vec{v}_{ISM}). Además se muestran tanto la dirección del campo magnético interestelar como las líneas de campo (líneas discontinuas), el ecuador magnético (líneas azul perpendicular al campo magnético) y el plano $B - V$ que contiene la velocidad \vec{v}_{ISM} del Sol con respecto al gas interestelar y la dirección del campo

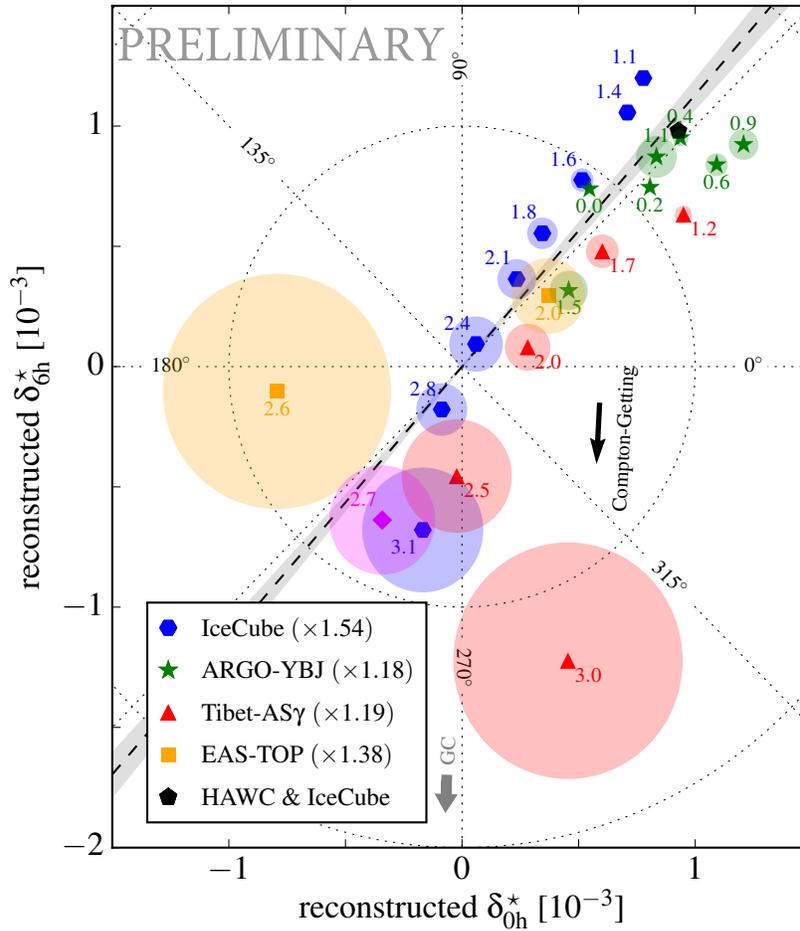


Figura 14.6: Diagrama de fase y amplitud del dipolo medido por varios observatorios incluyendo la medición del análisis presentado en esta tesis. En coordenadas polares, la amplitud corresponde a la distancia radial mientras que la fase corresponde al ángulo en dirección contra-reloj del eje-x. Los valores calculados toman en cuenta la contribución del efecto Compton-Getting y lo sustraen. Los círculos sombreados indican la incertidumbre estadística citada por los experimentos (de Ref. [78]).

magnético interestelar \vec{B}_{LIMF} ($\hat{n}_{\text{B-V}} = \frac{\vec{B} \times \vec{v}}{|\vec{B} \times \vec{v}|}$). Los mapas (a) y (b) muestran los datos en coordenada ecuatoriales (celestes) mientras que (c) y (d) corresponden a una rotación de coordenadas centrada en \vec{B}_{LIMF} y (e) y (f) a una rotación en dirección $-\vec{B}_{\text{LIMF}}$ (a 180°).

La figura 14.8 muestra un modelo de la interacción del campo magnético interestelar local con la heliósfera. Las estructuras en la figura 14.7 de pequeña y gran escala parecen estar cualitativamente relacionadas a varias características de esta interacción. En particular, nuestro mapa de gran escala muestra un cambio brusco de polaridad que cualitativamente parece estar alineado con el ecuador magnético del LIMF dentro su radio de incertidumbre. Además, la *región A* parece estar alineada el polo sur del LIMF y extenderse a lo largo del plano $B - V$, en dirección al LIMF. Las simetrías de la heliósfera sobre el plano $B - V$ pueden surgir de la fuerza de Lorentz sobre las partículas cargadas. Esto puede hacer que las partículas con carga eléctrica se desvíen en direcciones perpendiculares al campo magnético y a la de las velocidades de las partículas [125].

La aparente correlación de las estructuras en los mapas de anisotropía y las interacción del LIMF con la heliósfera sugieren la presencia de un gradiente dipolar (posiblemente causado por fuentes cercanas como Vela o Geminga) el cual es re-dirigido por el campo magnético interestelar. Si el componente dipolar de la anisotropía se encuentra verdaderamente paralelo al LIMF, a base de la ecuación (12.5) se puede estimar una amplitud del componente vertical δ_N (al cual no tenemos sensibilidad) de

$$\delta_N \sim 3.43 \times 10^{-4}. \quad (14.2)$$

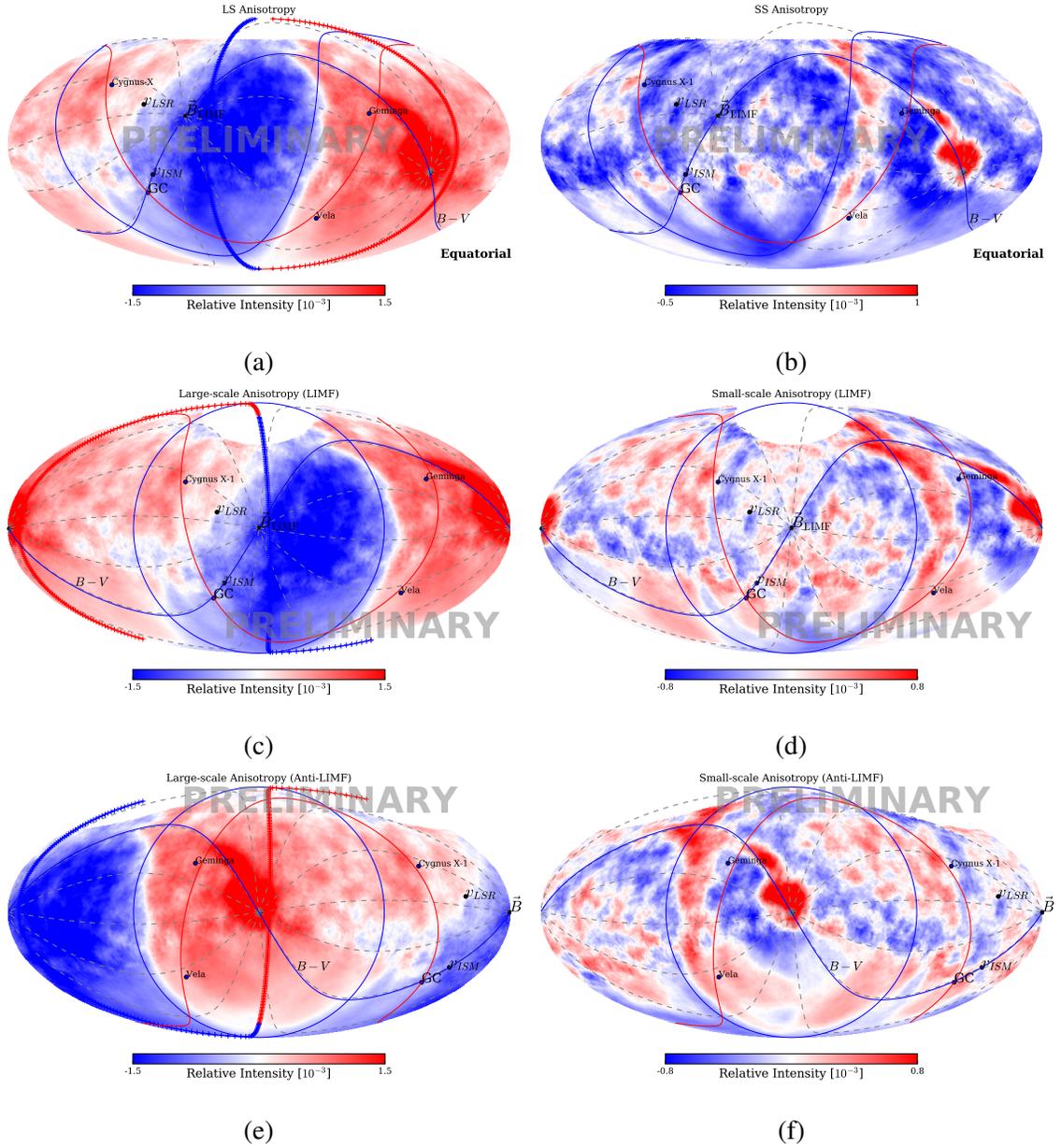


Figura 14.7: La anisotropía de gran escala (izquierda) y de pequeña escala (derecha) a 10 TeV con etiquetas de direcciones relevantes. Los mapas incluyen las direcciones de las remanentes de supernova Geminga y Vela (dos posibles fuentes de RC cercanas), el plano galáctico (en rojo) y el centro de la Galaxia (GC), el ápex solar (v_{LSR}) y la dirección en la que el Sol se desplaza en relación con el medio interestelar local (\vec{v}_{ISM}). Además se muestran tanto la dirección del campo magnético interestelar como las líneas de campo (líneas discontinuas), el ecuador magnético (líneas azul perpendicular al campo magnético) y el plano $B - V$ que contiene la dirección de \vec{B}_{LIMF} y \vec{v}_{ISM} . Los mapas (a) y (b) muestran los datos en coordenada ecuatoriales (celestes) mientras que (c) y (d) corresponden a una rotación de coordenadas centrada en \vec{B}_{LIMF} y (e) y (f) a una rotación en dirección $-\vec{B}_{LIMF}$ (a 180°). (de Ref. [78]).

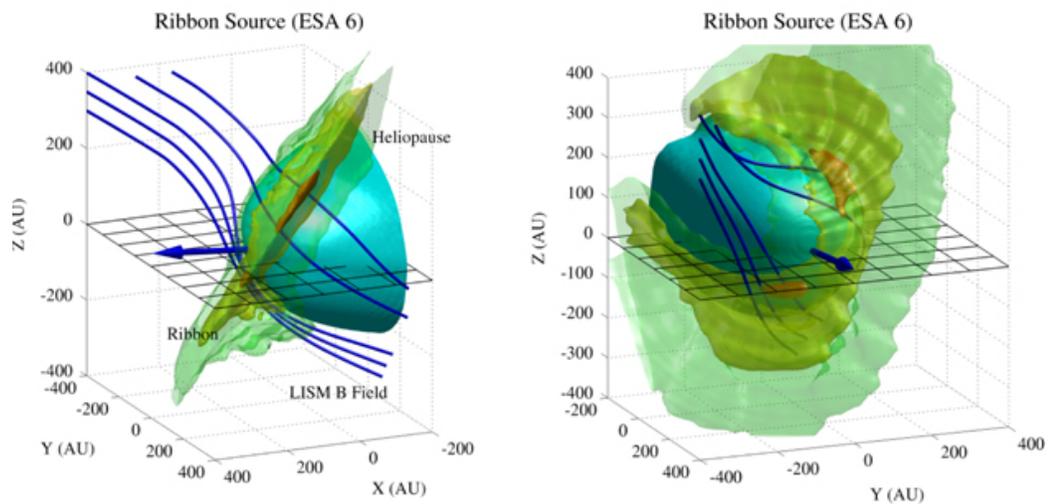


Figura 14.8: Modelo de cinta IBEX tridimensional. La cinta se muestra como las tres iso-superficies semi-transparentes, que representan diferentes niveles de tasa de producción. La superficie de la heliopausa se muestra en azul claro, la nariz (la dirección de propagación de la heliósfera) como una flecha azul, y algunas líneas representativas del campo magnético inestelar local (IMF) como curvas azules [124]. (imagen cortesía de E. J. Zirnststein, et al. *ApJ Lett.*)

Capítulo 15

CONCLUSIONES Y DISCUSIÓN

15.1. Conclusiones

El análisis de cinco años de datos tomados con el detector de IceCube y 2 años de HAWC revela una anisotropía en la distribución de la dirección de arribo de rayos cósmicos de 10 TeV que se extiende a través de ambos hemisferios. En este análisis se ha utilizado un método iterativo de reconstrucción de máxima verosimilitud con el cual se ajustan simultáneamente, la anisotropía de rayos cósmicos y la aceptación de los detectores. El método no requiere de simulaciones detalladas del detector y proporciona una reconstrucción de la anisotropía óptima y la recuperación de la anisotropía dipolar para los observatorios de rayos cósmicos en tierra situados en las latitudes medias tales como HAWC. Este método está diseñado para observatorios de latitud media que están expuestos a diferentes partes del campo celeste a medida que la Tierra gira. Hemos también abordado las diferentes fuentes de errores sistemáticos de cada detector en forma individual y estudiamos la región de campo de visión superpuesto entre los dos observatorios.

Este estudio sin precedentes efectuado por IceCube y HAWC es el producto de un esfuerzo conjunto para determinar un mapa de cielo completo de la distribución de dirección de arribo de los rayos cósmicos. El conjunto de datos proporciona una cobertura casi completa del cielo y un mejor ajuste para la fase y amplitud del componente horizontal de la anisotropía dipolar. Además de una estructura a gran escala, observamos una estructura a pequeña escala significativa que es, en gran medida, coherente con mediciones individuales

anteriores. El mapa de gran escala muestra un cambio brusco de polaridad que parece estar cualitativamente alineado con el ecuador del campo magnético interestelar local (LIMF).

15.2. Discusión

El método iterativo presentado en esta tesis está diseñado para observatorios de latitud media que están expuestos a diferentes partes del campo celeste a medida que la Tierra gira. El método también es aplicable al caso de IceCube y IceTop ubicados en el Polo Sur. Sin embargo, para estos observatorios, el campo de visión instantáneo es idéntico al del tiempo integrado. Como resultado, la iteración no mejora las estimaciones basadas en métodos de integración de tiempo. Por otro lado, la localización espacial en combinación con un campo de visión limitado hace que estos observatorios sean particularmente insensibles a los componentes multipolares de bajo ℓ debido a los efectos de proyección de la anisotropía discutidos en el texto.

También queremos enfatizar que las observaciones de rayos cósmicos por medio de satélites espaciales tales como Fermi-LAT, podrían tener una ventaja ya que el observatorio puede ser inclinado durante la observación. En este caso, es posible romper la degeneración entre los efectos de aceptación local y la anisotropía de rayos cósmicos. En principio, entonces sería posible tener una reconstrucción completa de la anisotropía sin efectos de proyección, siempre y cuando los efectos sistemáticos adicionales estén bajo control. La colaboración Fermi-LAT presentó un estudio preliminar en la ICRC 2017 en Busán, Corea [126] con una muestra de 16×10^7 protones recolectados durante un periodo de ocho años con energías de ~ 100 GeV. Sin embargo, dado el bajo número de rayos cósmicos, no se logró observar una anisotropía significativa en ninguna escala angular.

Las diferentes escalas angulares observadas en la distribución de direcciones de arribo de los rayos cósmicos pueden estar asociadas a diferentes fenomenologías físicas y el complejo cambio en la estructura anisotrópica en función de la energía puede desentrañar algunos de estos efectos. En particular, las estructuras de pequeña y gran escala a 10 TeV

parecen estar cualitativamente relacionadas a varias características de la interacción del campo magnético interestelar local con la estructura de la heliósfera. Como ya mencionamos, el mapa de gran escala muestra un cambio brusco de polaridad que parece estar alineado con el ecuador magnético del campo magnético interestelar local. Esta correlación sugiere la presencia de un gradiente dipolar (posiblemente producido por fuentes cercanas) el cual es re-dirigido por el campo magnético interestelar. Sería necesario hacer un estudio cuantitativo sobre estas posibles correlaciones para poder llegar a una conclusión al respecto.

Un análisis del cielo completo de la anisotropía de rayos cósmicos es una parte importante para poder desentrañar los efectos de los diferentes factores mencionados. La información adicional sobre la composición de energía y masa nos permitiría sondear diferentes escalas de distancia con la ayuda de simulaciones detalladas. Desentrañar las diferentes contribuciones requiere estudios cuidadosos y simulaciones detalladas. Este estudio sin precedentes efectuado por IceCube y HAWC es el producto de un esfuerzo conjunto para determinar un mapa de cielo completo de la distribución de dirección de arribo de los rayos cósmicos. Una mejor comprensión del entorno cercano a nuestro sistema solar proporciona una pieza más del rompecabezas para revelar el origen de los rayos cósmicos.

Por último cabe notar que recientemente el observatorio de rayos cósmicos Pierre Auger publicó los resultados de un estudio que encontró una anisotropía en rayos cósmicos de 4 % a energías de $\sim 8 \times 10^{18}$ eV [127]. A estas energías y a diferencia de nuestro trabajo, los rayos cósmicos a estas energías tienen un radio de giro de orden ~ 3 kpc y su propagación deja de ser difusiva con lo que la anisotropía observada por Auger debe tener un origen extra-galáctico, en particular considerando que el exceso apunta hacia afuera de nuestra galaxia. Estos resultados podrían representar el comienzo de una nueva era en astronomía de rayos cósmicos y finalmente develar el origen de estas partículas ultra-energéticas.

Bibliografía

- [1] A. A. et al., *Discovery of Localized Regions of Excess 10-TeV Cosmic Rays*, *Physical Review Letters* **101** (2008) 221101.
- [2] *Measurement of Cosmic Ray Spectrum and Anisotropy with the ARGO-YBJ experiment*, 2012.
- [3] **IceCube** Collaboration, R. Abbasi et al., *Measurement of the Anisotropy of Cosmic Ray Arrival Directions with IceCube*, *Astrophys. J.* **718** (2010) L194.
- [4] A. Lazarian and P. Desiati, *Magnetic reconnection as the cause of cosmic ray excess from the heliospheric tail*, *Astrophys. J.* **722** (2010) 188–196.
- [5] D. E. Alexandreas, D. Berley, S. Biller, G. M. Dion, J. A. Goodman, T. J. Haines, C. M. Hoffman, E. Horch, X.-Q. Lu, C. Sinnis, G. B. Yodh, and W. Zhang, *Point source search techniques in ultra high energy gamma ray astronomy*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **328** (May, 1993) 570–577.
- [6] R. Iuppa and G. Di Sciascio, *Time-average based methods for multi-angular scale analysis of cosmic-ray data*, *Astrophys. J.* **766** (2013) 9286.
- [7] R. A. et al, *Observation of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula with Milagro Using a New Background Rejection Technique*, *Astrophys. J.* **595** (2003) 803.
- [8] M. Ahlers, S. Y. BenZvi, P. Desiati, J. C. Díaz-Vélez, D. W. Fiorino, and S. Westerhoff, *A new maximum-likelihood technique for reconstructing cosmic-ray anisotropy at all angular scales*, *The Astrophysical Journal* **823** (2016) 10.
- [9] J. J. Beatty and S. Westerhoff, *The Highest-Energy Cosmic Rays*, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **59** (2009) 319–345.
- [10] M. Unger, *Cosmic Rays above the Knee*, arXiv:0812.2763.
- [11] J. A. Otaola and J. F. Valdés Galicia, *Los rayos cósmicos*. Fondo de la cultura económica, Carretera Picacho-Ajusco, 227; 14738 Ciudad de México, 3 ed., 2016.
- [12] V. F. Hess, *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*, *Phys. Z.* **13** (1912) 1084–1091.
- [13] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and R. A. Fréon, *Extensive Cosmic-Ray Showers*, *Reviews of Modern Physics* **11** (July, 1939) 288–291.

- [14] Baade and Z. W. F, *Remarks on super-novae and cosmic rays.*, *Phys. Rev* **46** (Dec., 1934) 76–77.
- [15] E. Fermi, *On the Origin of Cosmic Radiation*, *Phys. Rev* **75** (1949) 1169–1174.
- [16] J. M. Santander. PhD thesis, University of Wisconsin-Madison, June, 2013.
- [17] T. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1991.
- [18] P. M. Bauleo and J. Rodríguez Martino, *The dawn of the particle astronomy era in ultra-high-energy cosmic rays*, *Nature* (April, 2009) 847–851.
- [19] W. Baade and F. Zwicky, *Cosmic Rays from Super-novae*, *Proceedings of the National Academy of Science* **20** (May, 1934) 259–263.
- [20] V. GINZBURG and S. SYROVATSKII, *Front matter*, in *The Origin of Cosmic Rays*, pp. III –. Pergamon, 1964.
- [21] **IceCube** Collaboration, R. Abbasi et al., *An absence of neutrinos associated with cosmic-ray acceleration in γ -ray bursts*, *Nature* **484** (2012) 351–353.
- [22] A. W. Strong et al., *The GALPROP Cosmic-Ray Propagation Code*, *ArXiv e-prints* (July, 2009).
- [23] D. Chirkin and W. Rhode, *Muon Monte Carlo: A High-precision tool for muon propagation through matter*, hep-ph/0407075.
- [24] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*. Wiley, New York, NY, 3rd ed. ed., 1999.
- [25] L. Fülöp and T. Biró, *Cherenkov radiation spectrum*, *Int. J. of Th. Phys.* **31** (Jan, 1992) 61–74.
- [26] F. Halzen, *IceCube A Kilometer-Scale Neutrino Observatory at the South Pole*, in *IAU XXV General Assembly, Sydney, Australia, 13-26 July 2003, ASP Conference Series, Vol. 13, 2003*, vol. 13, pp. 13–16, July, 2003.
- [27] R. Abbasi, Y. Abdou, T. Abu-Zayyad, M. Ackermann, J. Adams, J. A. Aguilar, M. Ahlers, M. M. Allen, D. Altmann, K. Andeen, and et al., *The design and performance of IceCube DeepCore*, *Astroparticle Physics* **35** (May, 2012) 615–624.
- [28] **The IceCube** Collaboration, R. Abbasi et al., *Calibration and Characterization of the IceCube Photomultiplier Tube*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A618** (2010) 139–152.
- [29] **IceCube** Collaboration, M. Aartsen et al., *The icecube neutrino observatory: instrumentation and online systems*, *Journal of Instrumentation* **12** (2017) P03012.

- [30] Joshi, V., *Hawc high energy upgrade with a sparse array*, *EPJ Web Conf.* **136** (2017) 03006.
- [31] **HAWC** Collaboration, A. Sandoval, *HAWC Upgrade with a Sparse Outrigger Array*, PoS (ICRC2015) 977 (2016).
- [32] D. Pandel, *Bestimmung von Wasser- und Detektorparametern und Rekonstruktion von Myonen bis 100 TeV mit dem Baikal-Neutrino teleskop NT-72*, diploma thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, 1996.
- [33] J. Ahrens et al., *Muon track reconstruction and data selection techniques in {AMANDA}*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **524** (2004) 169 – 194.
- [34] **IceCube** Collaboration, R. Abbasi et al., *Observation of Anisotropy in the Galactic Cosmic-Ray Arrival Directions at 400 TeV with IceCube*, *Astrophys. J.* **746** (2012) 33.
- [35] D. Fiorino. PhD thesis, University of Wisconsin - Madison, 2015.
- [36] A. U. Abeysekera and others for the HAWC Collaboration, *The hawc gamma-ray observatory: Design, calibration, and operation*, p. 0710, 2013.
- [37] Z. Hampel-Arias. PhD thesis, University of Wisconsin–Madison, April, 2017.
- [38] T. Pierog and D. Heck, “CORSIKA an Air Shower Simulation Program.” <http://www-ik.fzk.de/~corsika>.
- [39] N. Whitehorn, J. van Santen, and S. Lafebre, *Penalized splines for smooth representation of high-dimensional monte carlo datasets*, *Computer Physics Communications* **184** (2013) 2214 – 2220.
- [40] **HAWC** Collaboration, A. U. Abeysekera et al., *Observation of the Crab Nebula with the HAWC Gamma-Ray Observatory*, arXiv:1701.01778.
- [41] **IceCube** Collaboration, R. Abbasi et al., *Observation of Anisotropy in the Arrival Directions of Galactic Cosmic Rays at Multiple Angular Scales with IceCube*, *Astrophys.J.* **740** (2011) 16.
- [42] **IceCube** Collaboration, R. Abbasi et al., *Observation of an Anisotropy in the Galactic Cosmic Ray arrival direction at 400 TeV with IceCube*, *Astrophys. J.* **746** (2012) 33.

- [43] **Super-Kamiokande** Collaboration, G. Guillian et al., *Observation of the anisotropy of 10-TeV primary cosmic ray nuclei flux with the super-kamiokande-I detector*, *Phys.Rev.* **D75** (2007) 062003.
- [44] K. M. Górski, E. Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, F. K. Hansen, M. Reinecke, and M. Bartelmann, *HEALPix: A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere*, *APJ* **622** (Apr., 2005) 759–771.
- [45] D. Chirkin, *Fluxes of atmospheric leptons at 600-GeV - 60-TeV*, hep-ph/0407078.
- [46] D. Chirkin. PhD thesis, University of California at Berkeley, 2003.
- [47] Jörg R. Hörandel, *On the knee in the energy spectrum of cosmic rays*, *Astroparticle Physics* **19** (2003) 193 – 220.
- [48] J.-H. Koehne, K. Frantzen, M. Schmitz, T. Fuchs, W. Rhode, D. Chirkin, and J. B. Tjus, *PROPOSAL: A tool for propagation of charged leptons*, *Computer Physics Communications* **184** (2013) 2070 – 2090.
- [49] D. Chirkin, *Photon Propagation Code*: <http://icecube.wisc.edu/~dima/work/WISC/ppc>, tech. rep., IceCube Collaboration, 2010.
- [50] D. Chirkin, *Photon tracking with GPUs in IceCube*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **725** (2013) 141–143. VLVνT 11, Erlangen, Germany, 12 - 14 October, 2011. 5th International Workshop on Very Large Volume Neutrino Telescopes, The future of high-energy neutrino astronomy.
- [51] M. Aartsen et al., *Measurement of South Pole ice transparency with the IceCube LED calibration system*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **711** (2013) 73 – 89.
- [52] M. Ackermann et al., *Optical properties of deep glacial ice at the South Pole*, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* **111** (2006) n/a–n/a. D13203.
- [53] **GEANT4** Collaboration, S. Agostinelli et al., *GEANT4: A Simulation toolkit*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A506** (2003) 250–303.
- [54] V. Vasileiou, R. W. Ellsworth, and A. J. Smith, *Photocathode-Uniformity Tests of the Hamamatsu R5912 Photomultiplier Tubes Used in the Milagro Experiment*, in *Proceedings, 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007): Merida*,

- Yucatan, Mexico, July 3-11, 2007*, vol. 4, pp. 813–816, 2007.
arXiv:0711.1910.
- [55] V. Vasileiou, *Monte Carlo Simulation of the Milagro Gamma-ray Observatory*, *International Cosmic Ray Conference* **3** (2008) 1377–1380.
- [56] R. Brun and F. Rademakers, *Root - an object oriented data analysis framework*, in *AIHENP'96 Workshop, Lausanne*, vol. 389, pp. 81–86, 1996.
- [57] T.-P. Li and Y.-Q. Ma, *Analysis methods for results in gamma-ray astronomy*, *Astrophys. J.* **272** (Sep, 1983) 317–324.
- [58] M. Ahlers, *Anomalous Anisotropies of Cosmic Rays from Turbulent Magnetic Fields*, *Phys.Rev.Lett.* **112** (2014) 021101.
- [59] S. BenZvi, D. Fiorino, and K. S. for the HAWC Collaboration, *Observation of the Anisotropy of Cosmic Rays at the HAWC Observatory*, p. 0710, 2013.
- [60] **IceCube, HAWC** Collaboration, J. C. Díaz Vélez, D. W. Fiorino, P. Desiati, S. Westerhoff, and E. de la Fuente, *Full-Sky Analysis of Cosmic-Ray Anisotropy with IceCube and HAWC*, *PO(S) (ICRC2015)* 444 (2016).
- [61] G. F. Smoot and P. M. Lubin, *Southern Hemisphere Measurements of the Anisotropy in the Cosmic Microwave Background Radiation*, *Astrophys. J.* **234** (Dec, 1979) L83–L86.
- [62] M. Ahlers and P. Mertsch, *Origin of Small-Scale Anisotropies in Galactic Cosmic Rays*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **94** (2017) 184–216.
- [63] **Tibet AS- γ** Collaboration, M. Amenomori et al., *A Northern sky survey for steady TeV gamma-ray point sources using the Tibet Air Shower Array*, *Astrophys. J.* **633** (2005) 1005–1012.
- [64] **Milagro Collaboration** Collaboration, R. W. Atkins et al., *Observation of TeV gamma-rays from the Crab nebula with MILAGRO using a new background rejection technique*, *Astrophys.J.* **595** (2003) 803–811.
- [65] M. Aartsen et al., *Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013)*, *Braz. J. Phys.* **44** (2014) pp.415–608.
- [66] **HAWC** Collaboration, A. U. Abeysekara et al., *Observation of Small-scale Anisotropy in the Arrival Direction Distribution of TeV Cosmic Rays with HAWC*, *Astrophys. J.* **796** (2014) 108.
- [67] **Tibet AS- γ** Collaboration, M. Amenomori, *Anisotropy and Corotation of Galactic Cosmic Rays*, *Science* **314** (2006) 439–443.

- [68] A. Abdo, B. Allen, T. Aune, D. Berley, E. Blaufuss, et al., *Discovery of Localized Regions of Excess 10-TeV Cosmic Rays*, *Phys.Rev.Lett.* **101** (2008) 221101.
- [69] **IceCube** Collaboration, M. G. Aartsen et al., *Observation of Cosmic Ray Anisotropy with the IceTop Air Shower Array*, *Astrophys. J.* **765** (2013) 55.
- [70] **ARGO-YBJ** Collaboration, B. Bartoli et al., *Medium scale anisotropy in the TeV cosmic ray flux observed by ARGO-YBJ*, *Phys.Rev.* **D88** (2013) 082001.
- [71] A. Abdo, B. Allen, T. Aune, D. Berley, S. Casanova, et al., *The Large Scale Cosmic-Ray Anisotropy as Observed with Milagro*, *Astrophys.J.* **698** (2009) 2121–2130.
- [72] R. Bonino, V. V. Alekseenko, O. Deligny, P. L. Ghia, M. Grigat, A. Letessier-Selvon, H. Lyberis, S. Mollerach, S. Over, and E. Roulet, *The East-West method: an exposure-independent method to search for large scale anisotropies of cosmic rays*, *Astrophys. J.* **738** (2011) 67.
- [73] M. Amenomori et al., *On Temporal Variations of the Multi-TeV Cosmic Ray Anisotropy using the Tibet III Air Shower Array*, *Astrophys. J.* **711** (2010) 119–124.
- [74] M. Amenomori et al., *Is the large-scale sidereal anisotropy of the galactic cosmic-ray intensity really instable at TeV energies?*, *Astropart. Phys.* **36** (2012) 237–241.
- [75] **ARGO-YBJ** Collaboration, B. Bartoli et al., *Argo-ybj Observation of the Large-scale Cosmic ray Anisotropy During the Solar Minimum Between Cycles 23 and 24*, *Astrophys. J.* **809** (2015) 90.
- [76] S. W. Cui and C. T. Yan in *Proceedings of ICRC 2003*, (Tokyo, Japan), Universal Academy Press, 2003.
- [77] G. Efstathiou, *Myths and truths concerning estimation of power spectra*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **349** (2004) 603.
- [78] M. Aartsen et al., “Full-Sky Analysis of Cosmic-Ray Anisotropy at 10 TeV with IceCube and HAWC.” *in preparation*.
- [79] F. J. M. Farley and J. R. Storey, *The Sidereal Correlation of Extensive Air Showers*, *Proc. Phys. Soc.* **67** (1954) 996.
- [80] K. Munakata, Y. Mizoguchi, C. Kato, S. Yasue, S. Mori, M. Takita, and J. Kóta, *Solar Cycle Dependence of the Diurnal Anisotropy of 0.6 TeV Cosmic-ray Intensity Observed with the Matsushiro Underground Muon Detector*, *The Astrophysical Journal* **712** (2010) 1100.

- [81] A. H. Compton and I. A. Getting, *An Apparent Effect of Galactic Rotation on the Intensity of Cosmic Rays*, *Physical Review* **47** (June, 1935) 817–821.
- [82] **The Tibet AS Gamma** Collaboration, M. Amenomori et al., *Observation by an air-shower array in Tibet of the multi- TeV cosmic-ray anisotropy due to terrestrial orbital motion around the sun*, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 061101.
- [83] X. Zhang, J. M. Forbes, and M. E. Hagan, *Longitudinal variation of tides in the MLT region: 1. Tides driven by tropospheric net radiative heating*, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **115** (2010) n/a–n/a. A06316.
- [84] S. Tilav, P. Desiati, T. Kuwabara, D. Rocco, F. Rothmaier, M. Simmons, H. Wissing, and for the IceCube Collaboration, *Atmospheric Variations as observed by IceCube*, *ArXiv e-prints* (Jan., 2010).
- [85] A. U. Abeysekara et al., *OBSERVATION OF THE LARGE-SCALE ANISOTROPY OF TEV COSMIC RAYS WITH HAWC*, *The Astrophysical Journal* (2017). in preparation.
- [86] F. Halzen and D. Hooper, *Gamma ray astronomy with icecube*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2003** (2003) 006.
- [87] **IceCube, HAWC** Collaboration, J. C. Díaz-Vélez, others for the IceCube, and H. Collaborations, *Combined Analysis of Cosmic-Ray Anisotropy with IceCube and HAWC*, in *Proceedings, 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017)*, vol. ICRC2017, 2017. arXiv:1708.03005.
- [88] G. Giacinti and G. Sigl, *Local magnetic turbulence and $tev\check{p}ev$ cosmic ray anisotropies*, *Phys. Rev. Lett.* **109** (Aug, 2012) 071101.
- [89] V. López-Barquero, R. Farber, S. Xu, P. Desiati, and A. Lazarian, *Cosmic Ray Small Scale Anisotropies and Local Turbulent Magnetic Fields*, arXiv:1509.00892.
- [90] **IceCube** Collaboration, F. T. McNally, P. Desiati, and S. Westerhoff, *Study of Anisotropy in Cosmic-Ray Arrival Directions with IceCube and IceTop*, *PoS (ICRC2015) 274* (2016).
- [91] V. Ptuskin, *Propagation of galactic cosmic rays*, *Astroparticle Physics* **39** (2012) 44 – 51. Cosmic Rays Topical Issue.
- [92] M. Zhang et al., *Heliospheric Influence on the Anisotropy of TeV Cosmic Rays*, *Astrophys. J.* **790** (2014) 5.
- [93] **Super-Kamiokande** Collaboration, G. Guillian et al., *Observation of the anisotropy of 10TeV primary cosmic ray nuclei flux with the Super-Kamiokande-I detector*, *Phys. Rev. D* **75** (2007) 062003.

- [94] **Milagro** Collaboration, A. A. Abdo et al., *Discovery of Localized Regions of Excess 10-TeV Cosmic Rays*, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 221101.
- [95] **HAWC** Collaboration, A. U. Abeysekara et al., *Observation of Small-scale Anisotropy in the Arrival Direction Distribution of TeV Cosmic Rays with HAWC*, *Astrophys. J.* **796** (2014) 108.
- [96] **IceCube** Collaboration, R. Abbasi et al., *Observation of Anisotropy in the Arrival Directions of Galactic Cosmic Rays at Multiple Angular Scales with IceCube*, *Astrophys. J.* **740** (2011) 16.
- [97] **Tibet AS- γ** Collaboration, M. Amenomori et al., *Anisotropy and Corotation of Galactic Cosmic Rays*, *Science* **314** (2006) 439–443.
- [98] **Milagro** Collaboration, A. A. Abdo et al., *The Large-Scale Cosmic-Ray Anisotropy as Observed with Milagro*, *Astrophys. J.* **698** (2009) 2121–2130.
- [99] **ARGO-YBJ** Collaboration, B. Bartoli et al., *Medium scale anisotropy in the TeV cosmic ray flux observed by ARGO-YBJ*, *Phys. Rev.* **88** (2013) 082001.
- [100] A. D. Erlykin and A. W. Wolfendale, *The anisotropy of galactic cosmic rays as a product of stochastic supernova explosions*, *Astropart. Phys.* **25** (2006) 183–194.
- [101] P. Blasi and E. Amato, *Diffusive propagation of cosmic rays from supernova remnants in the Galaxy. II: anisotropy*, *JCAP* **1** (2012) 11.
- [102] V. Ptuskin, *Propagation of galactic cosmic rays*, *Astropart. Phys.* **39** (2012) 44–51.
- [103] M. Pohl and D. Eichler, *Understanding TeV-band Cosmic-Ray Anisotropy*, *Astrophys. J.* **766** (2013) 4.
- [104] L. G. Sveshnikova, O. N. Strelnikova, and V. S. Ptuskin, *Spectrum and anisotropy of cosmic rays at TeV-PeV-energies and contribution of nearby sources*, *Astropart. Phys.* **50** (2013) 33–46.
- [105] R. Kumar and D. Eichler, *Large-scale Anisotropy of TeV-band Cosmic Rays*, *Astrophys. J.* **785** (2014) 129.
- [106] P. Mertsch and S. Funk, *Solution to the Cosmic Ray Anisotropy Problem*, *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 021101.
- [107] D. A. Green, *A catalogue of 294 Galactic supernova remnants*, *Bull. Astron. Soc. India* **42** (2014) 47.
- [108] G. Giacinti and J. G. Kirk, *Large-Scale Cosmic-Ray Anisotropy as a Probe of Interstellar Turbulence*, *Astrophys. J.* **835** (2017) 258.

- [109] **IceCube** Collaboration, M. G. Aartsen et al., *Observation of Cosmic-Ray Anisotropy with the IceTop Air Shower Array*, *Astrophys. J.* **765** (2013) 55.
- [110] M. G. Aartsen et al., *Anisotropy in Cosmic-Ray Arrival Directions in the Southern Hemisphere Based on Six Years of Data from the IceCube Detector*, *Astrophys. J.* **826** (2016) 220.
- [111] **Tibet AS-gamma** Collaboration, M. Amenomori et al., *Northern sky Galactic Cosmic Ray anisotropy between 10-1000 TeV with the Tibet Air Shower Array*, *Astrophys. J.* **836** (2017) 153.
- [112] U. S. S. S. Board and C. O. S. S. Physics, *Exploration of the outer heliosphere and the local interstellar medium*. National Academies Press, Washington, D.C., 2004.
- [113] E. N. Parker, *Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields.*, *Astrophys. J.* **128** (Nov., 1958) 664.
- [114] L. F. Burlaga, N. F. Ness, and E. C. Stone, *Magnetic Field Observations as Voyager 1 Entered the Heliosheath Depletion Region*, *Science* **341** (2013) 147–150.
- [115] E. J. Zirnstein, J. Heerikhuisen, H. O. Funsten, G. Livadiotis, D. J. McComas, and N. V. Pogorelov, *Local interstellar magnetic field determined from the interstellar boundary explorer ribbon*, *The Astrophysical Journal Letters* **818** (2016) L18.
- [116] N. V. Pogorelov, *The heliotail: Theory and modeling*, *Journal of Physics: Conference Series* **719** (2016) 012013.
- [117] L. O. Drury, *The problem of small angular scale structure in the cosmic ray anisotropy data*, *Proceedings of the ICRC 2013* (2013).
- [118] J. Binney and S. Tremaine, *Galactic Dynamics: Second Edition*. Princeton University Press, 2008.
- [119] R. Schönrich, J. Binney, and W. Dehnen, *Local kinematics and the local standard of rest*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **403** (2010) 1829–1833.
- [120] D. J. McComas et al., *The Heliosphere’s Interstellar Interaction: No Bow Shock*, *Science* **336** (2012) 1291–.
- [121] M. Salvati and B. Sacco, *The Milagro anti-Center hot spots: cosmic rays from the Geminga Supernova ?*, *Astron.Astrophys.* **485** (2008) 527–529.
- [122] L. Drury and F. Aharonian, *The puzzling MILAGRO hot spots*, *Astropart.Phys.* **29** (2008) 420–423.

-
- [123] D. J. McComas et al., *Ibex: The first five years (2009-2013)*, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **213** (2014) 20.
- [124] E. J. Zirnstien, J. Heerikhuisen, and D. J. McComas, *Structure of the Interstellar Boundary Explorer Ribbon from Secondary Charge-exchange at the Solar-Interstellar Interface*, *The Astrophysical Journal Letters* **804** (2015) L22.
- [125] P. C. Frisch, A. B. Berdyugin, V. Piirola, A. M. Magalhaes, D. B. Seriacopi, T. Ferrari, F. P. Santos, N. A. Schwadron, H. O. Funsten, D. J. McComas, and C. E. Heiles, *Following the interstellar magnetic field from the heliosphere into space with polarized starlight*, *Journal of Physics: Conference Series* **767** (2016) 012010.
- [126] **Fermi-LAT** Collaboration, M. Meehan and J. Vandenbroucke, *A Search for Cosmic-ray Proton Anisotropy with the Fermi Large Area Telescope*, in *Proceedings, 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017): Bexco, Busan, Korea, July 12-20, 2017*, 2017. arXiv:1708.07796.
- [127] **Pierre Auger** Collaboration, *Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} eV*, *Science* **357** (2017) 1266–1270.

Apéndice A

CODIFICACIÓN DE DATOS DST

El formato DST (Data Storage & Transfer) almacena el tiempo del suceso t , los ángulos de dirección (θ, φ) en coordenadas locales de la pista (o traza del muón) reconstruida, tanto el número de módulos activados como el número de cables cuyos módulos han sido activados, el número de fotoelectrones registrados en el detector, y el resultado de una estimación de la energía y otros datos referentes a la calidad de la reconstrucción de cada suceso. Los datos se codifican en un formato comprimido que permite la transferencia de alrededor de 3 Gb por día a través del sistema de comunicación satelital llamado SPADE (South Pole Archival and Data Exchange) o más recientemente, su sucesor JADE (Java Archival and Data Exchange).

A.1. Módulos de IceTray

El paquete *dst* fue diseñado en C++ e incluye un módulo (*I3DSTModule*) que puede captar y codificar la información de cada suceso directamente en el marco del DST, evitando así la introducción de un archivo adicional. El módulo *I3DSTExtractor* puede extraer y decodificar la información del DST y escribirla en varios formatos binarios comprimidos. El tamaño de la información del DST depende del modo de escritura y nivel de compresión. Si escribimos en formato binario de formato *dst*, obviamente tenemos 24 bytes por suceso sin compresión y 6-9 bytes / suceso si se usa la compresión `Zlib` (el cual es más eficiente que `gzip`). Usando datos de simulación obtenemos alrededor de 6 B por suceso. En el formato `.i3` de IceCube, el suceso tiene un tamaño de 44 bytes pero con compresión `gzip`

esta se reduce a unos 10 bytes. El formato de la codificación DST se describe en forma detallada en la siguiente sección.

A.2. Encabezado I3DSTHeader

Para reducir la cantidad de información que se almacena en cada objeto DST, hemos separado los datos que suelen cambiar muy infrecuentemente y codificarlos en un objeto separado que funciona como encabezado de la serie de objetos DST. El `I3DSTHeader` contiene un registro donde se captan tanto nombres y códigos de configuración de disparos, configuración de la rejilla de `HEALPix` y el número de décimas de micro segundos desde el comienzo del año entre otras cosas. La frecuencia con la que se anaden estos encabezados es configurable pero por defecto se escribe uno de ellos por cada mil DSTs. El tiempo codificado en cada DST es relativo al tiempo del encabezado y así requiere menos espacio y se puede codificar en solo 32 bits.

A.3. Formato I3DST

Los algoritmos de reconstrucción de pistas proporcionan direcciones de trayectoria en coordenadas locales el cual se almacena como un par de variables (θ, φ) de números de flotador (4 + 4 B = 8 B por suceso). Una manera más eficiente y compacta para codificar esta información es la de asignar el par (θ, φ) a un número entero de 2 bytes (`int16_t`) que corresponde a una dirección compartimentalizada. Para hacer eso generamos una cuadrícula del cielo de compartimentos de igual ángulo sólido y asignamos el número a cada píxel de la rejilla. En el caso de el DST, se utiliza una pixelización de `HEALPix` (ver sección 7.5) con $N_{\text{side}} = 1024$ ($r = 10$) con lo cual el cielo se divide en 12,582,912 píxeles. Esto significa que el espaciado medio entre píxeles es de $\sim 0.017^\circ$ (mucho mejor que la

Cuadro A.1: Suceso I3DST

Descripción	Variable	Tamaño (B)	Tipo
Disparador (mapa de bits)	trigger	2	uint16_t
Reco #1	reco1	2	uint16_t
Reco #2	reco2	2	uint16_t
IC Hits (característica)	ic_nhits0	1	uint8_t
IC Hits (mantisa)	ic_nhits1	2	uint16_t
NDOMs	ic_ndom	2	uint16_t
NStrings	ic_nstring	1	uint8_t
NdirC	ic_ndir	1	uint8_t
LdirC (10 m)	ic_ldir	1	uint8_t
Rlog (0.1)	ic_rlog	1	uint8_t
LogE (1GeV)	ic_logE	1	uint8_t
Tiempo (100 μ s)	time	4	uint32_t
COG Hits (10 m)	cog	3	DSTPosition
Reco (mapa de bits)	reco_label	1	uint8_t
Total		24	

resolución angular de las reconstrucciones). Los resultados de la reconstrucción incluidos son *LineFit* y en caso que esté presente el disparador IN-ICE ONLY, también se incluye *LLHReco*.

El número de módulos activados (nch) y de pulsos producidos por fotoelectrones ($nhits$) es una medida directa de la energía depositada por el suceso en el detector. Para $nhits$ usamos un par de números enteros (1 B, 2 B), ya que una “palabra” de 2 B es demasiado pequeña y un entero de 4 B es demasiado grande. Estos 3 B cubren toda la gama de valores posibles. La primera parte de 1 B contiene la parte más significativa del número y al segunda de 2 B, la parte restante. El tiempo del suceso se guarda utilizando el tiempo de conducción T_d en el encabezado y la diferencia de tiempo Δt entre sucesos adyacentes en cada suceso. De esta manera, el tiempo del primer suceso si $t_1 = T$ y el tiempo del i -ésimo suceso es: $t_i = t_{i-1} + \Delta t$. El tiempo almacenado en el encabezado es el número

de décimas de microsegundo comenzando el 1 de enero del año. Este se extrae del primer suceso en el archivo y cada tiempo de suceso posterior se calcula con respecto a este tiempo conductor. La diferencia de tiempo entre sucesos adyacentes es un número de 1 B y puede medir hasta 255 1/100 de segundo (es decir, 2.55 ms). Dada una tasa de activación de ~ 400 Hz, esto significa que el tiempo promedio entre los sucesos es de ~ 2.5 ms. La probabilidad de que una tasa de 400 Hz dé una separación de sucesos de 2.55 ms es extremadamente pequeña, por lo tanto el tamaño del número dt (1 byte) es suficiente. Sin embargo, hay casos esporádicos en los que la ejecución todavía está en marcha, mientras que ningún suceso se registra por razones técnicas. En este caso proporcionamos un salvaguarda y en la eventualidad que dos sucesos posteriores se separan por más de 2.55 ms en el mismo archivo, se introduce un nuevo encabezado que restablece un nuevo tiempo de conducción. El campo *reco* almacena una serie de bits que indica cuales reconstrucciones se han almacenado en el marco. Esto supone que se sabe qué reconstrucciones fueron reconstruídas a lo hora de correr el filtro, ya que sólo proporciona el índice de la serie de reconstrucciones. Para esto, el I3DSTHeader contiene una asignación de cada índice al respectivo nombre real de la reconstrucción almacenada en la serie.

A.4. Información de la etiqueta del disparador

A la hora de extraer la información relevante de la estructura de disparadores I3TriggerHierarchy y la escribirla en forma de un número entero positivo de 2 B en forma compacta, queremos captar la siguiente información de disparo:

- ID de origen:
 - IN_ICE (IC)
 - ICE_TOP (IT)

Apéndice B

ALGORITMO DE MÁXIMA VEROSIMILITUD

Las ecuaciones (10.14) á (10.16) corresponden a un conjunto de ecuaciones no-lineares que no pueden ser resueltas de forma explícita. Sin embargo, se puede uno acercar a la solución por medio de siguiente método iterativo:

- i Inicia en el valor máximo de la hipótesis nula, $(I^{(0)}, \mathcal{N}^{(0)}, \mathcal{A}^{(0)})$.
- ii Evalúa $I^{(n+1)}$ por medio de la inserción de $(I^{(n)}, \mathcal{N}^{(n)}, \mathcal{A}^{(n)})$ en le lado derecho de la ecuación (10.14).
- iii Elimina los (pseudo) momentos multipolares $m = 0$ de $\delta I^{(n+1)}$, i.e., en el sistema ecuatorial de coordenadas $\sum_{\alpha} w_{\alpha} Y_{\alpha}^{\ell 0} \delta I_{\alpha}^{(n+1)} \rightarrow 0$.
- iv Evalúa $\mathcal{N}^{(n+1)}$ por medio de la inserción de $(I^{(n+1)}, \mathcal{N}^{(n)}, \mathcal{A}^{(n)})$ en le lado derecho de la ecuación. (10.15).
- v Evalúa $\mathcal{A}^{(n+1)}$ or medio de la inserción de $(I^{(n+1)}, \mathcal{N}^{(n+1)}, \mathcal{A}^{(n)})$ en le lado derecho de la ecuación. (10.16).
- vi Renormaliza $\mathcal{N}^{(n+1)}$ y $\mathcal{A}^{(n+1)}$ como $\mathcal{N}^{(n+1)} \rightarrow \mathcal{N}^{(n+1)}_c$ y $\mathcal{A}^{(n+1)} \rightarrow \mathcal{A}^{(n+1)}/c$ con factor de normalización $c = \sum_i \mathcal{A}_i^{(n+1)}$.
- vii Repite desde el paso (ii) hasta que la solución tenga suficiente convergencia, i.e., la razón de la verosimilitud en la ecuación (10.10) tiene $\Delta\chi^2 \simeq 2 \ln(\lambda^{(n+1)}/\lambda^{(n)}) \ll 1$.

Cabe notar que la anisotropía de rayos cósmicos obtenida en la primera iteración, $\delta I^{(1)}$, corresponde al resultado que se habría obtenido por medio del método de integración

directa [64]. Las iteraciones sucesivas del método de máxima verosimilitud re-optimizan la aceptación relativa \mathcal{A} y la tasa del fondo isotrópico \mathcal{N} de cualquier anisotropía. En la siguiente sección, estudiaremos el proceso de optimización de forma más cuantitativa.

