

TESIS DE MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICAS

ANÁLISIS DE LAS DIRECCIONES DE ARRIBO DE RAYOS CÓSMICOS DE ULTRA-ALTA ENERGÍA EN EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

Evelyn Gabriela Coronel
Maestrando

Dra. Silvia Mollerach
Directora

Miembros del Jurado
Dr. Diego Harari
Dra. Geraldina Golup
Dr. Xavier Bertou

16 de Febrero de 2021

Partículas y Campos – Centro Atómico Bariloche

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

Índice de símbolos

CR:	Rayos cósmicos (<i>Cosmic Rays</i>)
CMB:	Radiación Cómica de Fondo (<i>Cosmic Microwave Background</i>)
FD:	Detector de Fluorescencia (<i>Fluorescence Detector</i>)
HEAT:	Telescopios de Auger de Alta Elevación (<i>High Elevation Auger Telescopes</i>)
SD:	Detector de Superficie (<i>Surface Detector</i>)
WCD:	Detector de radiación Cherenkov de agua
EAS:	Lluvia Atmosférica Extendida (<i>Extensive Air Shower</i>)
VAOD:	Profundidad atmosférica óptica vertical (<i>Vertical Atmosferic Optical Depth</i>)
CLF:	<i>Central Laser Facility</i>
XLF:	<i>eXtreme Laser Facility</i>
X_{max} :	Profundidad atmosférica del máximo de la lluvia
LDF:	Función de Distribución Lateral (<i>Lateral Distribution Function</i>)
S(1000):	Señal a 1000 m del núcleo de la lluvia y al nivel del suelo
$S(1000)_w$:	Señal de S(1000) corregida por la modulación del clima.
CIC:	Corte de Intensidad Constante (<i>Constant Intensity Cut</i>)
S_{38} :	Señal a 1000 m del núcleo y al nivel del suelo si el ángulo cenital del evento fuera de 38°
$S_{38,w}$:	Señal S_{38} corregida por la modulación del clima
eV:	electrón Voltio, $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$
EeV:	$1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$
PMT:	Tubo fotomultiplicador (<i>Photo-Multiplier Tube</i>)
VEM:	Muón vertical equivalente (<i>Vertical Equivalent Muon</i>)
ICRC:	Conferencia Internacional de Rayos Cómicos (<i>International Cosmic Ray Conference</i>)
EW:	Método East - West
Ray:	Método de Rayleigh
msnm:	Metros Sobre el Nivel del Mar
ToT:	Tiempo por encima del umbral (<i>Time over Threshold</i>)
ToTd	Tiempo por encima del umbral deconvolucionado (<i>Time over Threshold deconvoluted</i>)
MoPS	Cantidad de pasos positivos (<i>Multiplicity of Positive Steps</i>)

Índice de contenidos

Índice de símbolos	iii
Índice de contenidos	v
Índice de figuras	ix
Índice de tablas	xiii
Resumen	xv
1. Introducción	1
1.1. Rayos cósmicos	2
1.2. Espectro de energías	2
1.3. Lluvias atmosféricas extendidas	4
1.4. Descripción de una anisotropía dipolar	4
1.4.1. Representación en coordenadas locales de una anisotropía dipolar	5
2. El Observatorio Pierre Auger	7
2.1. Introducción	7
2.2. Detección de Rayos Cósmicos	7
2.2.1. El Detector de Superficie y el Detector de Fluorescencia	8
2.2.2. Diseño híbrido	10
2.3. Reconstrucción de eventos de los detectores de superficie	10
2.3.1. Selección de eventos	10
2.3.2. Reconstrucción de las lluvias	11
2.3.3. Calibración de la energía	11
2.3.4. Monitoreo del clima	13
2.4. Algoritmos de disparo del detector de superficie	14
2.4.1. Disparo Estándar	14
2.4.2. Todos los Disparos	14
2.5. Acerca de los eventos utilizados en este trabajo	16
2.5.1. Acerca del registro de hexágonos	17

3. Modulación sobre la señal medida por el Observatorio Pierre Auger	19
3.1. La física detrás de la modulación en la señal de las lluvias atmosféricas	19
3.1.1. Trabajos anteriores	19
3.1.2. Efectos de la atmósfera sobre los rayos cósmicos	21
3.1.3. Descripción del modulación en la señal medida	22
3.1.4. Estimador del ajuste	24
3.1.5. Condiciones climáticas y área activa del Observatorio Pierre Auger	25
3.2. Eventos asociados al Disparo Estándar en el rango 2004-2018	28
3.2.1. Datos presentados en la ICRC 2017	29
3.2.2. Datos presentados en la ICRC 2019	33
3.2.3. Datos presentados en la ICRC 2019 usando S_{38} sin corregir por el clima	35
3.2.4. Datos presentados en la ICRC 2019 usando la energía reconstruida en este trabajo	40
3.3. Eventos asociados a Todos los Disparos en el rango 2014-2020	40
3.3.1. Distribución de los eventos en función de $\sin^2 \theta$	41
3.3.2. Tasa de eventos de Todos los Disparos por encima de 1 EeV . .	42
3.3.3. Parámetros del clima para Todos los Disparos usando S_{38}	42
3.3.4. Usando la energía reconstruida en este trabajo	46
4. Método Rayleigh	49
4.1. Frecuencias de referencia	49
4.2. Variaciones relativas de los hexágonos	49
4.2.1. Cálculo de las variaciones relativas de los hexágonos	50
4.3. Descripción del método Rayleigh	52
4.3.1. Caso dipolar	53
4.3.2. Análisis para frecuencias arbitrarias	53
4.3.3. Cálculo de Rayleigh en ascensión recta para una frecuencia dada	53
5. Método East-West	57
5.1. Descripción formal del método East-West	57
5.1.1. Flujo de eventos del Este y Oeste	57
5.1.2. Aproximaciones del método	58
5.1.3. Cálculo de la diferencia de flujos	58
5.2. Estimación de la componente ecuatorial del dipolo mediante el análisis del primer armónico	60
5.2.1. Cálculo de la amplitud del dipolo para los eventos de Todos los Disparos	61
5.2.2. Cálculo para frecuencias arbitrarias	63

5.3. Verificación del código	63
5.3.1. Comparación con el trabajo de la Colaboración Pierre Auger .	63
5.3.2. Comparando con la variable $\tilde{\alpha}$ con la ascensión recta del cenit .	63
6. Resultados del método Rayleigh	65
6.1. Características del conjunto de datos	65
6.2. Pesos de los eventos de Todos los Disparos para frecuencias de referencia	65
6.3. Análisis de la modulación en ascensión recta para el primer armónico .	66
6.3.1. Análisis de segundo orden en Fourier	68
7. Resultados del método East - West	71
7.1. Resultados en distintos rangos de energía	71
7.1.1. Resultados en el rango 0.25 EeV - 0.5 EeV	71
7.1.2. Resultados en el rango 0.5 EeV - 1 EeV	73
7.1.3. Resultados en el rango 1 EeV - 2 EeV	74
7.2. Análisis de los resultados	77
8. Conclusiones	81
A. Coordenadas celestes	83
A.1. Coordenadas Ecuatoriales	83
A.2. Coordenadas Locales	83
B. Distribución de probabilidad de la amplitud y fase del dipolo	85
B.1. Distribución de probabilidad de la amplitud	85
B.1.1. Haciendo la cuenta de los márgenes de confianza de la amplitud	86
B.2. Distribución de probabilidad de la fase del dipolo	88
Bibliografía	91

Índice de figuras

1.1.	Espectro de rayos cósmicos medidos mediante lluvias atmosféricas en función de la energía E . Figura obtenida del <i>Particle Data Group</i> [6].	3
2.1.	Distribución de los detectores de superficie en el área del Observatorio Pierre Auger. Se muestra la ubicación de las estaciones del clima, otros módulos instalados sobre el observatorio y la posición de los detectores de fluorescencia (FD). Figura de la Colaboración Pierre Auger [10].	8
2.2.	Detectores empleados por el Observatorio Pierre Auger para la detección de rayos cósmicos.	9
2.3.	Ejemplo de la señal dejada por un evento de (104 ± 11) EeV de energía con un ángulo cenital de $(25.1 \pm 0.1^\circ)$ sobre el arreglo principal SD 1500 m. La flecha indica la dirección de arribo de la lluvia. Los colores de los círculos representan el tiempo de arribo de la lluvia, los primeros en amarillo y los últimos en rojo. El área de los círculos pintados es proporcional al logaritmo de la señal. Figura de la Colaboración Pierre Auger [10].	12
2.4.	Dependencia de la señal con la distancia al eje de la lluvia de un evento de (104 ± 11) EeV de energía con un ángulo cenital de $(25.1 \pm 0.1^\circ)$. La función ajustada es la función de distribución lateral (LDF). Del ajuste se obtiene el valor de $S(1000)$. Figura de la Colaboración Pierre Auger [10].	12
2.5.	Relación entre los valores de S_{1000} , S_{38} y la energía de un evento.	13
2.6.	Histograma de eventos del Disparo Estándar por rango de tiempo medido por el Observatorio Pierre Auger. También se reporta la energía media el mismo rango de tiempo.	15
2.7.	Histograma de eventos de Todos Los Disparos por cada año medido por el Observatorio Pierre Auger y sus respectiva energía media.	15
2.8.	La eficiencia del disparo en función de la energía para eventos con ángulo cenital θ menor a 60° . Esta figura fue extraída de un trabajo interno de la Colaboración [18].	16

3.1. Mediciones de la temperatura a distintas alturas sobre el nivel del mar en función de la hora del día en Malargüe. (Hora Local: GMT-3).	20
3.2. Diagrama simplificado de un lluvia de la misma energía para distintas condiciones atmosféricas. Izquierda: presión y densidad por encima de la media. Derecha: presión y densidad de la atmósfera por debajo de la media	22
3.3. Variación de la presión sobre el Observatorio en función del tiempo	25
3.4. Variaciones de las variables del clima en función del tiempo	27
3.5. Evolución temporal del área efectiva del Observatorio Pierre Auger. La línea horizontal señala el área mínima considerada para el análisis.	28
3.6. Tasa de eventos por días comparadas con el ajuste entre el inicio del año 2005 hasta fines del 2015. Los datos analizados fueron los presentados en la ICRC 2017 para energías mayores a 1 EeV donde se observa la modulación anual y diaria del clima.	30
3.7. Tasa de eventos por días comparadas con el ajuste entre el inicio del año 2005 hasta fines del 2015. Los datos analizados son los presentados en la ICRC 2017 para energías mayores a 2 EeV donde se observa la modulación anual y diaria del clima	31
3.8. Parámetros de la modulación del clima considerando los datos de la ICRC 2017. Los mismos se comparan con los ajustes obtenidos por la Colaboración y con los ajustes obtenidos sin considerar la dependencia con $\sin^2(\theta)$	32
3.9. Tasa de eventos promedio por cada día desde inicios del 2005 hasta inicios del 2018 del conjunto de datos presentado en la ICRC 2019. Se muestran las tasas para dos cortes en energía, mayor a 1 EeV y mayor a 2 EeV	35
3.10. Tasas de eventos por hora del día por unidad de área desde inicios del 2005 hasta inicios del 2018 del conjunto de datos presentado en la ICRC 2019. Se muestran las tasas para dos cortes en energía, mayor a 1 EeV y mayor a 2 EeV	35
3.11. Tasa de eventos desde inicios del 2005 hasta inicios del 2018 de los datos de la ICRC 2019 con el corte en la señal de S_{38} . La predicción es obtenida por los parámetros calculados en este trabajo.	38
3.12. Parámetros de la modulación del clima considerando los datos sin corregir con el clima y la reconstrucción anterior.	39
3.13. Tasa de eventos por día para eventos de energía mayor a 2 EeV para los datos de ICRC 2019 y la tasa de eventos obtenida con la reconstrucción de energía en este trabajo comparados en los períodos estudiados	41

3.14. Variación de eventos en cada rango de $\sin^2 \theta$ respecto a la media para el Disparo Estándar y Todos los Disparos.	42
3.15. Tasa de eventos promedio por cada día desde inicios del 2005 hasta inicios del 2020 de Todos los Disparos. Se muestran las tasas para dos cortes en energía, mayor a 1 EeV y mayor a 2 EeV	43
3.16. Tasa de eventos por días comparadas con el ajuste entre los años 2014 hasta 2020. Estos eventos se registraron con Todos los Disparos y tienen un valor de S_{38} mayor a 5.37 VEM. En las tasas se observan la modulación anual y diaria del clima. La predicción es obtenida por los parámetros calculados en este trabajo.	44
3.17. Parámetros de la modulación del clima considerando los datos de Todos los Disparos, obtenido en el rango 2014-2020 . Los mismos se comparan con los coeficientes utilizados por la Colaboración [19].	45
3.18. Tasa de eventos promedio por cada día desde inicios del 2005 hasta inicios del 2020 de Todos los Disparos con la energía obtenida en este trabajo. Se muestran las tasas para dos cortes en energía, mayor a 1 EeV y mayor a 2 EeV	46
4.1. Valores de $\Delta N_{cell,k}$ en el rango 2004-2017 para distintas frecuencias obtenidas en el trabajo A. Aab et al. (2018) [26].	51
4.2. Valores de $\Delta N_{cell,k}$ en el rango 2004-2017 para distintas frecuencias utilizando el código escrito en este trabajo.	52
4.3. Comparación entre los análisis de anisotropía hechos para el mismo conjunto de datos. Se comparan los resultados de este trabajo con los resultados de Taborda (2018) [9].	55
6.1. Variaciones de los hexágonos en función de la ascensión recta del observatorio para frecuencias características en rango mencionado.	66
6.2. Anisotropía en función de la frecuencia para el rango de energía 1 EeV - 2 EeV. Se comparan los análisis sin los pesos y con los pesos de los hexágonos entre en 1 de Enero del 2014 y el 1 de Enero del 2020	67
6.3. Distribución de la cantidad relativa de eventos en función de la ascensión recta a primer orden, en el rango de energía 1 EeV - 2 EeV.	69
6.4. Distribución de la cantidad relativa de eventos en función de la ascensión recta a segundo orden en el rango de energía 1 EeV - 2 EeV entre en 1 de Enero del 2014 y el 1 de Enero del 2020.	69
7.1. Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo Aab A. et al. (2020) [28] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 0.25 EeV - 0.5 EeV.	72

7.2.	Barrido de frecuencias en el rango 0.25 EeV - 0.50 EeV mediante el método East-West.	73
7.3.	Barrido de frecuencias en el rango 0.5 EeV - 1.0 EeV mediante el método East-West.	74
7.4.	Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo Aab A. et al. (2020) [28] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 0.5 EeV - 1.0 EeV	75
7.5.	Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo Aab A. et al. (2020) [28] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 1.0 EeV - 2.0 EeV	76
7.6.	Barrido de frecuencias en el rango 1 EeV - 2 EeV mediante el método East-West.	77
7.7.	Variaciones de la amplitud d_{\perp} con respecto a $\sigma_{x,y}$ comparados con $d_{\perp,99}$ para distintos rangos de energía. Estos valores son obtenidos con el método East-West.	78
7.8.	Amplitudes con incertidumbre, apuntando en la dirección de la fase. Los círculos punteados los valores del trabajo Aab A. et al. (2020) [28] con sus respectivas incertidumbres y la línea punteada en negro marca la dirección del centro galáctico.	79
A.1.	Esquema de las coordenadas ecuatoriales de un punto cualquiera sobre la esfera celeste.	84
A.2.	Esquema de las coordenadas locales de un punto cualquiera sobre la esfera celeste.	84
B.1.	El gráfico de la densidad de probabilidad $p(r)$ de la amplitud r para $s = 0.0047$ y $\sigma = 0.0038$	86
B.2.	Iteraciones para encontrar los márgenes de confianza del 68.27 % de la distribución de probabilidad de la amplitud. En la N-ésima iteración se obtiene los límite de confianza buscados.	87
B.3.	Densidad de probabilidad de la amplitud r para $s = 0.0047$ y $\sigma = 0.0038$. Se muestran los márgenes de confianza del 68.27 %	88
B.4.	La distribución de probabilidad de la fase ψ para $s = 0.0047$ y $\sigma = 0.0038$ con los márgenes de confianza del 68.27 %.	89

Índice de tablas

3.1.	Características de la modulación de la temperatura en función de la altura sobre el nivel del mar.	21
3.2.	Características de los datos ICRC 2017 utilizados para el cálculo de los parámetros del clima de esta sección.	29
3.3.	Ajustes obtenidos considerando todos los eventos con $\theta < 60^\circ$ y energía mayor a 1 EeV del conjunto del ICRC 2017, comparados con los parámetros utilizados por la Colaboración.	29
3.4.	Tabla de los coeficientes obtenidos para el conjunto de datos de la ICRC 2017, comparados con los parámetros de la reconstrucción de los eventos del Observatorio.	33
3.5.	Características de los datos de la ICRC 2019 utilizados para los ajustes de esta sección.	34
3.6.	Características de los datos de la ICRC 2019 con el corte en la señal de S_{38} utilizados para los ajustes de esta sección.	36
3.7.	Parámetros del clima obtenidos para todos los ángulos cenitales para los dos rangos de tiempo estudiados de los datos de la ICRC 2019 con el corte en la señal de S_{38}	37
3.8.	Tabla de los coeficientes obtenidos con el S_{38} sin corregir por el clima, comparados con el trabajo anterior	40
3.9.	Características del conjunto de datos de Todos los Disparos.	43
3.10.	Ajustes obtenidos considerando todos los eventos con $\theta < 60^\circ$ y energía mayor a 1 EeV del conjunto de Todos los Disparos, comparados con los parámetros utilizados por la Colaboración [19].	43
3.11.	Tabla de los coeficientes obtenidos para Todos los Disparos, comparados con los parámetros de la reconstrucción de los eventos del Observatorio.	46
5.1.	Verificando la variable $\tilde{\alpha} = 2\pi ft$ para el análisis de frecuencias arbitrarias en el método East-West.	64
6.1.	Características de los eventos de Todos los Disparos utilizados para el estudio de la modulación en distintas frecuencias de esta sección.	65

6.2. Comparación de los parámetros de fase y amplitud para las frecuencias anti-sidérea, sidérea y solar obtenidos de Todos los Disparos. Se analizaron estos parámetros sin pesos y con los pesos de los hexágonos con el análisis de Rayleigh entre en 1 de Enero del 2014 y el 1 de Enero del 2020	67
6.3. Comparación de los parámetros de fase y amplitud para las frecuencias anti-sidérea, sidérea y solar obtenidos de la señal corregida de los Todos los Disparos mediante los parámetros obtenidos en la sección 3.3.	68
6.4. Parámetros obtenidos del ajuste a segundo orden en ascensión recta con el análisis de Rayleigh.	70
7.1. Características de los conjuntos de datos para distintos rangos de energía	71
7.2. Características para las frecuencias solar y sidérea con el método East-West en el primer armónico en rango de energía 0.25 EeV - 0.5 EeV . . .	72
7.3. Características para las frecuencias solar y sidérea con el método East-West en el primer armónico en rango de energía 0.5 EeV - 1 EeV	74
7.4. Características para la frecuencia solar con los métodos de Rayleigh e East-West en el primer armónico en el rango 1 EeV - 2 EeV.	75
7.5. Características para la frecuencia sidérea con los métodos de Rayleigh e East-West en el primer armónico en el rango 1 EeV - 2 EeV.	76

Resumen

Cuando un rayo cósmico interactúa con una molécula en la parte superior de la atmósfera, se inicia un proceso en el cual se generan otras partículas secundarias. Este proceso es conocido como lluvia atmosférica extendida. Estas lluvias pueden ser detectadas sobre la superficie de la Tierra mediante varios experimentos. Este trabajo utiliza los datos recolectados por los detectores de superficie separados en 1500 m entre sí del Observatorio Pierre Auger durante los años 2005-2020.

Se estudian eventos obtenidos mediante distintos algoritmos de adquisición de datos. El *Disparo Estándar* que alcanza eficiencia completa para eventos asociados a rayos cósmicos de energía mayor a 3 EeV, y el *Todos los Disparos* llega a detectar, con una eficiencia del 100 %, eventos por encima de 1 EeV. El primer disparo contiene eventos registrados desde el año 2005 y el segundo disparo empezó funcionar desde el 2013.

Las condiciones atmosféricas como la presión (P), la temperatura (T) y la densidad ($\rho \propto P/T$) afectan el desarrollo de la lluvia a través de la atmósfera. Las variaciones de estas condiciones inducen una modulación en la señal producida en los detectores por un rayo cósmico de una dada energía. Mediante un estudio hecho por la Colaboración sobre eventos del Disparo Estándar, se corrigió el efecto de esta modulación en la estimación de la energía de los rayos cósmicos medidos por el Observatorio. En este trabajo extendimos el periodo de tiempo analizado de esta modulación, y se observó que los parámetros obtenidos son comparables con la reconstrucción oficial. También se estudia la modulación en los datos de Todos los Disparos, y se realiza una corrección sobre el mismo conjunto de datos usando los parámetros obtenidos por este trabajo.

Se estudian las modulaciones en distintas frecuencias mediante el análisis en Rayleigh, y se propone una variable generalizada para hacer un barrido en frecuencias con el método de East-West. Se obtienen resultados de la modulación en ascensión recta para distintos rangos de energía y se comparan con resultados reportados por la Colaboración Pierre Auger.

Palabras clave: RAYOS CÓSMICOS, ANÁLISIS DE DATOS, INSTITUTO BALSEIRO

Capítulo 1

Introducción

“We can only measure what Nature sends us”

— Jim Cronin

La parte superior de la atmósfera terrestre está siendo constantemente bombardeada con partículas provenientes del espacio, con energías de los 10^{10} eV para arriba en la región de Cuyo. Estas partículas son conocidas como rayos cósmicos (RC) y han sido descubiertas en 1911 por Victor Hess. Aunque el área lleva tiempo siendo estudiada, los mecanismos que producen los RCs y las zonas del espacio donde se originan los mismos siguen siendo investigadas por distintos experimentos. A partir del 2004, el Observatorio Pierre Auger ha detectado rayos cósmicos con el objetivo de estudiar su origen. Un análisis adecuado de los eventos registrados es necesario para estudiar las posibles fuentes de rayos cósmicos, además de su composición y espectro de energía.

Un aspecto estudiado por varios trabajos [1] [2] es la distribución de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos. Estas direcciones son prácticamente isotrópicas salvo variaciones pequeñas alrededor de la media, por lo que es importante tener en cuenta todos los efectos que pueden ser fuentes de modulación espuria sobre los datos. Un ejemplo claro de una modulación que no aporta información sobre las anisotropías es la modulación del clima.

Este trabajo consiste en el análisis de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos de ultra alta energía registrados por el Observatorio Pierre Auger. En el mismo se estudia la modulación del clima sobre los eventos medidos por los detectores de superficie, y además se estudian las anisotropías a grandes escalas angulares para distintos rangos de energía desde 0.25 EeV.

Los distintos capítulos de este trabajo están organizados para introducir los rayos cósmicos, mencionar brevemente algunas características del Observatorio Pierre Auger y describir los métodos utilizados para el estudio de los rayos cósmicos, para luego presentar los resultados del análisis sobre la modulación del clima de la señal medida por el Observatorio, y por último reportar los resultados de las amplitudes y fases de

las modulaciones sobre la tasa de eventos para distintos rangos de energía.

1.1. Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos (CRs) fueron descubiertos en 1911 por Victor Hess [3]. Los mismos son partículas que llegan a la Tierra desde el espacio como electrones, positrones, rayos gamma entre otros, además de núcleos atómicos. En 1962, el experimento *Volcano Ranch* detectó un evento asociado a un CR con energía cercana a 10^{20} eV. Posterior a esta medición, otros experimentos encontraron más eventos por encima de esta energía.

A pesar de que han sido medidos y estudiados en experimentos alrededor del mundo, el origen de los CRs es incierto. Las partículas con energía por encima de 10^{18} eV se conocen como rayos cósmicos de ultra alta energía (UHECRs) y son las partículas con más energía en medidas hasta momento. Las direcciones de arriba de los UHECRs son casi isotrópicas [1] [2] y se cree que son de origen extra-galáctico, es decir, que no fueron producidos dentro de la Vía Láctea. Esto se debe a que los campos magnéticos galácticos no pueden confinarlos, además que la distribución de sus direcciones de arriba es aproximadamente uniforme en el cielo, sin correlación significativa con el plano o el centro galáctico.

Para estudiar los CRs, se disponen de tres observables principales: el espectro, la composición y la anisotropía. El espectro se refiere a la distribución de energía de los CRs detectados, la composición es la distribución de masas nucleares, es decir que elementos y en qué proporción se encuentran en los CRs, y el tercero, la anisotropía, es la distribución de las direcciones de arriba a distintas energías.

1.2. Espectro de energías

Los mecanismos de interacción con el medio de protones y núcleos de origen extra-galáctico y su relevancia en la propagación fueron predichos por Greisen [4], e independientemente por Zatsepin y Kuzmin [5] tras el descubrimiento de la radiación cósmica de fondo (CMB). Durante la propagación de estas partículas por el medio extra-galáctico, las mismas sufren una pérdida de energía debido a la expansión del universo. Este es el principal mecanismo de pérdida de energía para protones de $E < 2 \times 10^{18}$ eV y núcleos de $E/A < 0.5 \times 10^{18}$ eV. Además estos CRs de origen de extra-galáctico, pierden energía al interactuar con los fotones del CMB. Estos procesos de pérdida de energía se conocen como el efecto GZK.

En la Fig. 1.1 se presenta el espectro de los rayos cósmicos medidos por distintos experimentos. La figura fue extraída del trabajo [6], en la misma los datos fueron multiplicados por $E^{2.6}$ para resaltar los cambios en la forma del espectro. Considerando

que los CRs de energías por debajo de $\sim 10^{17}$ eV son probablemente en su mayoría de origen galáctico, la rodilla que marca el cambio de pendiente alrededor de $\sim 3 \times 10^{15}$ eV podría reflejar una transición en el origen de los CRs. La rodilla indicaría el límite donde los procesos que aceleran los protones han alcanzado su energía máxima. El experimento de Kascade-Grande ha reportado una segunda rodilla cercana a 8×10^{16} eV, que podría corresponder al límite de aceleración de primarios más pesados [6].

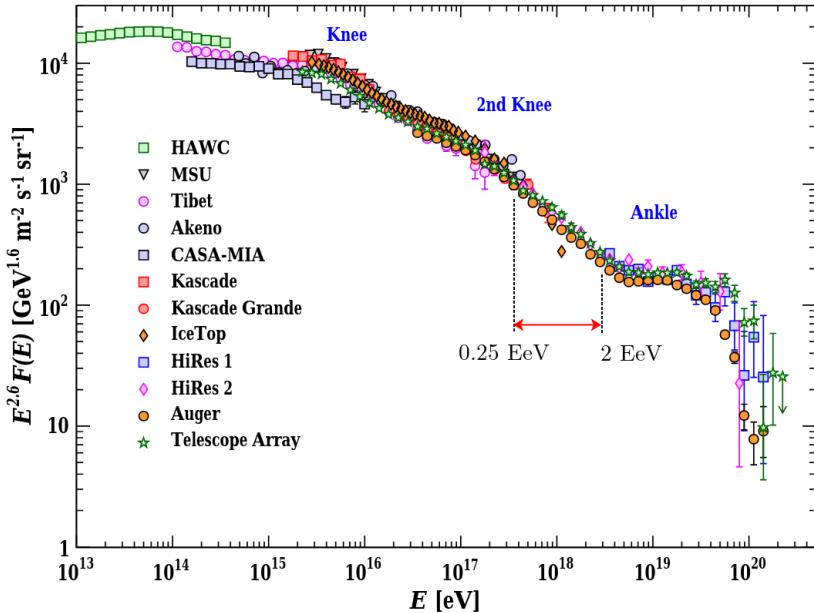


Figura 1.1: Espectro de rayos cósmicos medidas mediante lluvias atmosféricas en función de la energía E . Figura obtenida del *Particle Data Group* [6].

Hay diversas teorías detrás del tobillo alrededor de 5×10^{18} EeV en la Fig 1.1. Una teoría dice que el mismo se debe a que una población con un espectro más duro está superando a otra con espectro más blando, por ejemplo un flujo extra-galáctico empieza a dominar sobre un flujo galáctico [7]. Otra explica que el cambio de la forma de la curva se debe a la pérdida de energía de los protones extra-galácticos, debido al proceso $p\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ conocido como producción de pares con el CMB [8]. Una fuerte supresión del espectro para energías por encima de 5×10^{19} eV se espera para protones debido a la foto-producción de piones por interacciones con el CMB y para núcleos pesados por foto-desintegración por interacciones con el fondo de radiación infrarroja. La supresión observada podría deberse a estos procesos, a que las fuentes alcanzan la máxima energía de aceleración o a una combinación de ambos efectos.

El flujo de los rayos cósmicos Φ en función de la energía E puede aproximarse a una ley de potencias que tiene una forma del siguiente tipo

$$\frac{d\Phi}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

donde γ se lo denomina índice espectral. Este valor varía ligeramente para distintos

rangos de energía. Para el rango de energía estudiado en este trabajo, entre 0.25 EeV y 2 EeV como se indica en la Fig.1.1, el valor aproximado del índice espectral es $\gamma = 3.27 \pm 0.05$ [2].

1.3. Lluvias atmosféricas extendidas

Por encima de una energía de 10^{14} eV, los RCs que llegan a la atmósfera pueden interactuar con las moléculas de la misma, y así producir cascadas de partículas secundarias. Dependiendo de la energía del primario, es decir el RC que generó la lluvia, estas partículas pueden ser medidas usando detectores sobre la superficie de la Tierra. Esta cascada es conocida como lluvia atmosférica extendida o *EAS* y está compuesta por una componente electromagnética, que consiste en electrones, positrones y fotones, una componente muónica y una componente hadrónica. Las partículas secundarias cargadas también pueden excitar moléculas de nitrógeno en el aire que producen fotones de fluorescencia y pueden ser observados por telescopios durante noches claras.

El momento transversal que adquieren las partículas secundarias en el proceso de dispersión a través de la atmósfera es tal que los secundarios se dispersan sobre un área de gran tamaño. Por ejemplo, para energías mayores a 10 EeV, la lluvia puede llegar a cubrir más de 25 km^2 .

El desarrollo de la lluvia puede describirse mediante la profundidad atmosférica $X(L)$, definida como la masa de aire por unidad de área que atravesó una partícula en su dirección de propagación tras recorrer una distancia L ,

$$X(L) = \int_0^L dx \rho(x) \quad (1.2)$$

donde ρ es la densidad del aire en función de la posición.

1.4. Descripción de una anisotropía dipolar

Las anisotropías en las direcciones de llegada de los RCs indican que ciertas zonas del cielo tienen una variación significativa con respecto a la media de flujo de RCs. Estas anisotropías pueden describirse mediante una superposición de funciones armónicas. El primer orden corresponde a una anisotropía dipolar, la misma se puede describir de la siguiente forma:

$$\Phi(\hat{\mathbf{u}}) = \Phi_0(1 + \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}}) \quad (1.3)$$

donde Φ_0 es el flujo medio de eventos, $\hat{\mathbf{u}}$ es un versor que apunta a la dirección a estudiar, y \mathbf{d} es un vector con módulo igual a la amplitud del dipolo y cuya dirección está apuntando al máximo del flujo.

Tomando coordenadas ecuatoriales¹, la dirección de \mathbf{d} es (α_d, δ_d) y de $\hat{\mathbf{u}}$ es (α, δ) , entonces el producto escalar entre estos vectores se puede escribir de la siguiente manera:

$$\mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}} = d(\cos \delta_d \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_d) + \sin \delta_d \sin \delta) \quad (1.4)$$

Otro aspecto importante de la representación del dipolo en coordenadas ecuatoriales, es que la proyección de la amplitud del dipolo sobre el plano ecuatorial d_{\perp} se puede aproximar de la siguiente manera [9] :

$$d_{\perp} \simeq \frac{r_1}{\langle \cos \delta \rangle} \quad (1.5)$$

donde r_1 es la amplitud del primer armónico en ascensión recta, y $\langle \cos \delta \rangle$ es el valor medio de $\cos \delta$ de los eventos.

1.4.1. Representación en coordenadas locales de una anisotropía dipolar

Podemos reescribir el producto escalar entre el dipolo \mathbf{d} y el versor $\hat{\mathbf{u}}$ que apunta en una dirección cualquiera mediante las coordenadas locales² θ y ϕ como se muestra en la siguiente expresión:

$$\mathbf{d} = d_{x'}(\alpha^0, \delta^0)\hat{x}' + d_{y'}(\alpha^0, \delta^0)\hat{y}' + d_{z'}(\alpha^0, \delta^0)\hat{z}' \quad (1.6)$$

$$\hat{\mathbf{u}} = \sin \theta \cos \phi \hat{x}' + \sin \theta \sin \phi \hat{y}' + \cos \theta \hat{z}' \quad (1.7)$$

$$\mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}} = d_{x'}(\alpha^0, \delta^0) \sin \theta \cos \phi + d_{y'}(\alpha^0, \delta^0) \sin \theta \sin \phi + d_{z'}(\alpha^0, \delta^0) \cos \theta \quad (1.8)$$

donde los versores \hat{x}' , \hat{y}' y \hat{z}' apuntan a la dirección Este, Norte y del cenit respectivamente.

El dipolo \mathbf{d} está fijo en el cielo pero visto desde las coordenadas locales, para poder trabajar con θ y ϕ , sus proyecciones $d_{x'}$, $d_{y'}$ y $d_{z'}$ tienen una dependencia con la ascensión recta α^0 y declinación δ^0 del cenit.

¹El sistema de coordenadas ecuatoriales se desarrolla en el apéndice A.1

²El sistema de coordenadas locales se desarrolla en el apéndice A.2.

Capítulo 2

El Observatorio Pierre Auger

2.1. Introducción

El observatorio Pierre Auger está ubicado en la provincia de Mendoza cerca de la ciudad de Malargüe,. El mismo fue construido para detectar las partículas secundarias de las EASs producidas por RCs. Las propiedades medidas de las lluvias extendidas determinan la energía y la dirección de arriba de cada CR, además de proveer información sobre la composición de la misma. El observatorio posee un sistema híbrido de detección, ya que combina un arreglo de detectores de partículas sobre la superficie y un conjunto de telescopios que detectan los fotones de fluorescencia. Cuando el observatorio registra una EAS que llega a la superficie y reconstruye la dirección de llegada del RC, se dice que se ha detectado un *evento*. La adquisición de datos empezó en el año 2004 y sigue hasta la actualidad.

2.2. Detección de Rayos Cósmicos

Una característica esencial del Observatorio es la capacidad de registrar lluvias atmosféricas extendidas (EAS) simultáneamente mediante dos técnicas distintas, combinando los detectores de superficie y los detectores de fluorescencia (FD).

Los análisis presentados en este trabajo fueron realizados con los eventos obtenidos por 1600 detectores Cherenkov, dispuestos sobre de $\sim 3000 \text{ km}^2$ a 1500 m entre sí en forma triangular. Un conjunto de 7 detectores adyacentes, es decir una en el medio y 6 en los lados, forman una celda hexagonal o hexágono. Esta disposición de tanques se menciona como *arreglo principal* y se muestra en la Fig. 2.1. El conjunto del tanque y la electrónica de detección se menciona durante este trabajo como *Surface Detector* o *SD*. Además, el Observatorio tiene otro arreglo de SDs separados por 750 m llamado *Infill*.

Los FDs están colocados en cuatro edificios alrededor del arreglo principal: Coihue-

co, Loma Amarilla, Los Morados y Los Leones indicados en el mapa en la Fig. 2.1. Cada edificio contiene 6 FDs, donde cada uno tiene un campo de visión de $30^\circ \times 30^\circ$, cubriendo así cada uno 180° en la horizontal. Cerca del edificio de Coihueco se encuentran los 3 telescopios del HEAT, los mismos tienen un campo de visión de 60° en el cenit para detectar la máxima profundidad atmosférica de RCs de menor energía.

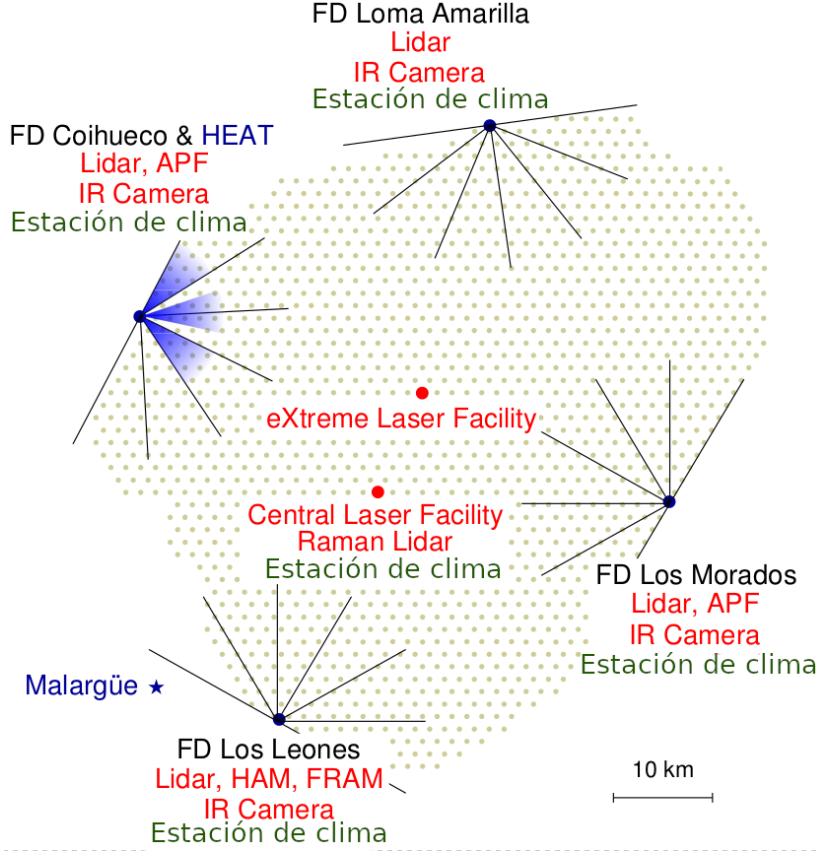


Figura 2.1: Distribución de los detectores de superficie en el área del Observatorio Pierre Auger. Se muestra la ubicación de las estaciones del clima, otros módulos instalados sobre el observatorio y la posición de los detectores de fluorescencia (FD). Figura de la Colaboración Pierre Auger [10].

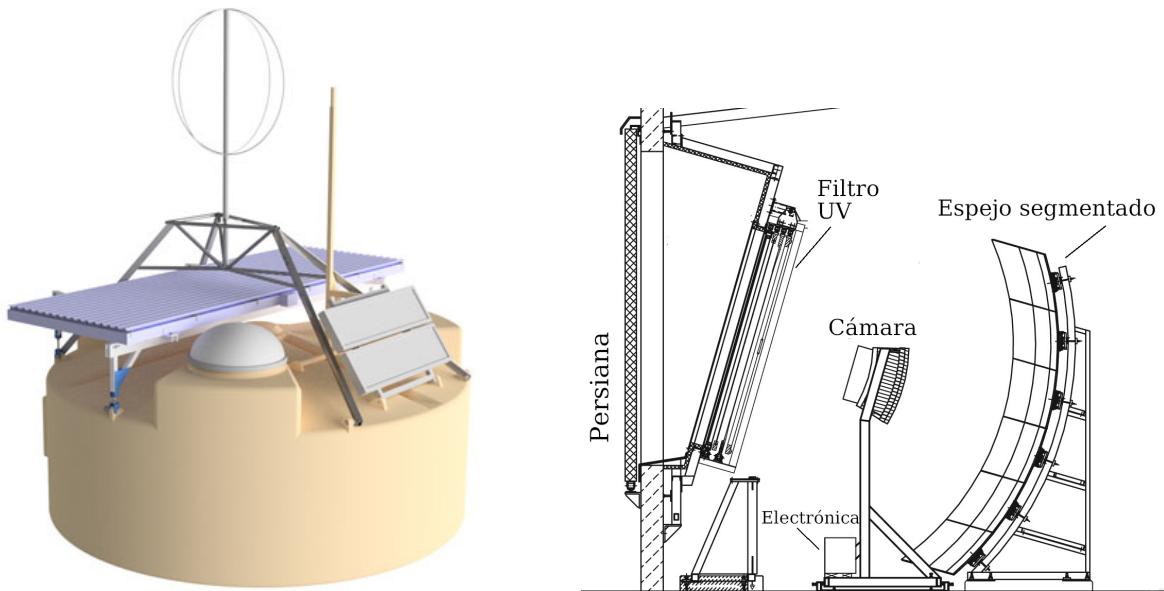
El área del observatorio es generalmente plana, la altitud de los detectores varía entre 1340 m y 1610 m, con una altitud media de ~ 1400 m. Estos detectores están distribuidos entre las latitudes 35.0° S y 35.3° S y entre las longitudes 69.0° W y 69.4° W.

2.2.1. El Detector de Superficie y el Detector de Fluorescencia

Un detector de superficie (SD), que se muestra en la Fig.2.2a, consiste en un tanque cilíndrico de polietileno de 3.6 m de diámetro y 1.2 m de altura con 12 toneladas de agua ultra-pura. En la parte superior del tanque se encuentran tres foto-multiplicadores (PMT) distribuidos simétricamente a 1.2 m respecto al centro del tanque. Los mismos colectan la radiación Cherenkov producida por una partícula cargada relativista que

pasa por el agua del detector. El interior está recubierto por una lámina de alta reflectividad para minimizar la pérdida de energía de los fotones por las paredes. La altura del tanque lo hace sensible a detectar fotones de altas energías, que pueden convertirse en pares electrón-positrón en el volumen de agua [10]. Cada detector está midiendo constantemente los fotones en el agua, muchos de estos fotones son producidos por ruido y otros por partículas secundarias de una EAS. Los SDs cuentan con algoritmos o reglas para discernir ruido de un evento causado por un rayo cósmico, estos son los algoritmos de disparo que se mencionan en el apartado 2.4 .

El detector de fluorescencia (FD) y los telescopios del HEAT consisten en 27 telescopios de fluorescencia, esquematizados en la Fig 2.2b, distribuidos en 4 edificios en los límites del observatorio. Cada telescopio tiene un espejo esférico segmentado de 13 m^2 y una cámara que consiste en 440 PMTs ordenados en una grilla de 22x20. Cada telescopio tiene un campo de visión de $30^\circ \times 30^\circ$.



(a) Detector de radiación Cherenkov con los elementos de la actualización para *Auger Prime*

(b) Esquema simplificado de un telescopio de fluorescencia. Extraído de [11]

Figura 2.2: Detectores empleados por el Observatorio Pierre Auger para la detección de rayos cósmicos.

El FD mide los fotones ultravioletas producidos por la componente electromagnética de la EAS. Mientras se produce la lluvia en la atmósfera, algunos átomos de nitrógeno se excitan y se desexcitan emitiendo fotones. El uso del FD para detectar estos fotones es solo posible en noches sin nubes y sin luna. La posible atenuación de los fotones en la atmósfera es tenida en cuenta para la estimación de la energía, ya que se basa en la cantidad de fotones detectados. Otro factor a tener en cuenta es la presencia de aerosoles, como humo o polvo, esto se realiza midiendo la profundidad atmosférica óptica vertical *Vertical Atmospheric Optical Depth (VAOD)*. Estas mediciones son realizadas

por los láseres de las instalaciones de Central Laser Facility (CLF) y de eXtreme Laser Facility (XLF), cuyas ubicaciones se muestra en la Fig.2.1.

2.2.2. Diseño híbrido

Los SDs detectan un corte de EAS que llega al nivel del suelo, midiendo las componentes electromagnética y muónica de la lluvia. Cabe resaltar que los SDs funcionan las 24 horas del día, por lo que detectan una mayor cantidad de eventos que el FD. Existen métodos para determinar la dirección de arriba y la energía del primario a partir de estas mediciones. El SD tiene la propiedad de que la calidad de sus mediciones aumenta con la energía del EAS.

La exposición se calcula contando la cantidad de hexágonos activos en un tiempo dado, y multiplicado la apertura de un solo SD que vale $4.59 \text{ km}^2.\text{sr}$ para lluvias verticales. La exposición instantánea del SD se calcula fácilmente, especialmente para energías mayores a 3 EeV, donde la EAS detectada por cualquier parte del SD es detectada con 100 % de eficiencia independientemente de la masa del primario que inicio la EAS.

El FD es usado para generar una imagen del desarrollo del EAS en la atmósfera. La luz de fluorescencia es emitida isotrópicamente en la parte ultravioleta del espectro, y es producida predominantemente por la componente electromagnética de la lluvia. Los períodos de observación están limitados a las noches sin luna y con buen clima, pero la ventaja del FD es la posibilidad de ver el desarrollo de la lluvia. Dado que la producción de fotones por fotoluminiscencia es proporcional a la energía depositada en la atmósfera, se puede medir la energía del primario mediante calorimetría. Otro aspecto importante del FD es la posibilidad de medir la profundidad de la atmósfera donde la lluvia alcanza su máximo desarrollo, X_{max} , esta cantidad es uno de los más directos indicadores de la composición de masa. [2]

2.3. Reconstrucción de eventos de los detectores de superficie

2.3.1. Selección de eventos

La reconstrucción de la energía y la dirección de arriba de los CRs se realiza mediante las señales medidas por los SDs. La dirección es reconstruida mediante el tiempo de llegada de las señales registradas por detectores individuales. Para garantizar la selección de eventos bien contenidos en el SD, se aplica el corte llamado *6T5*. Este corte considera solo a los eventos donde el tanque con mayor señal está rodeado por otros 6 tanques activos. Esta condición asegura una buena reconstrucción de la energía. Al mismo tiempo, este corte simplifica el cálculo de la exposición [12]. Para estudios de

dirección de arriba pueden utilizar cortes menos estrictos dependiendo del rango de energía a estudiar.

2.3.2. Reconstrucción de las lluvias

En una primera aproximación para la dirección de arriba de la lluvia se obtiene ajustando los tiempos de llegada de la señal en cada tanque. Este ajuste se realiza con una función de distribución lateral (LDF). La LDF también tiene en cuenta la probabilidad de que los tanques no sean disparados y que los tanques con mayor señal estén saturados. Para eventos con suficientes tanques disparados, estos tiempos de llegada pueden ser descritos como la evolución un frente de lluvia como una esfera que crece con la velocidad de la luz.

Un ejemplo de la señal que deja un evento sobre el SD 1500 m se muestra en la Fig. 2.3. Este evento fue producido por un rayo cósmico de (104 ± 11) EeV con un ángulo cenital de $(25.1 \pm 0.1^\circ)$. La LDF de las señales para este evento se muestra en la Fig. 2.4. La función utilizada para el ajuste de la LDF f_{LDF} está basada en una función propuesta por Nishimura-Kamata-Greisen [2]

$$S(r) = S(r_{opt})f_{LDF}(r)$$

$$f_{LDF}(r) = \left(\frac{r}{r_{opt}}\right)^\beta \left(\frac{r + r_1}{r_{opt} + r_1}\right)^{\beta+\gamma}$$

donde f_{LDF} está normalizado tal que $f_{LDF}(r_{opt}) = 1$ y r_{opt} es la distancia óptima, y $S(r_{opt})$ es usado para estimar la energía. Para el arreglo SD 1500 m, el parámetro $r_{opt} = 1000$ m, por lo tanto el tamaño de la lluvia o *shower size* es el valor de $S(1000)$. Dado que la forma de la LDF es desconocida, la forma funcional propuesta para la función f_{LDF} fue elegida empíricamente. El parámetro β depende del tamaño de la lluvia y del ángulo cenital. Los eventos verticales, es decir los eventos con $\theta < 60^\circ$, son medidos en una etapa menos desarrollada que eventos más inclinados. Los eventos con $\theta > 60^\circ$ atraviesan un mayor cantidad de atmósfera.

2.3.3. Calibración de la energía

Para una energía dada, el valor de $S(1000)$ disminuye para θ crecientes debido a la atenuación de las partículas de la lluvia. Asumiendo un flujo isotrópico de los CR primarios sobre la parte superior de la atmósfera, se obtiene la atenuación de los datos mostrados en la Fig. 2.5a usando el método de Corte de Intensidad Constante (CIC) [13]. La curva de atenuación $f_{CIC}(\theta)$ fue ajustado con un polinomio de orden 3 del tipo $f_{CIC}(\theta) = 1 + ax + bx^2 + cx^3$, donde $x = \cos^2(\theta) - \cos^2(38^\circ)$. Según lo presentado por la colaboración [1], los valores son $a = 0.980 \pm 0.004$, $b = -1.68 \pm 0.01$ y $c = -1.30 \pm 0.45$,

aunque estos coeficientes cambian ligeramente con la energía [2]. El ángulo cenital $\theta = 38^\circ$ se toma como un punto de referencia para convertir $S(1000)$ a S_{38} mediante $S_{38} = S(1000)/f_{CIC}(\theta)$. Este valor S_{38} puede considerarse como la señal $S(1000)$ que hubiera tenido un evento si su ángulo de incidencia hubiera sido $\theta = 38^\circ$.

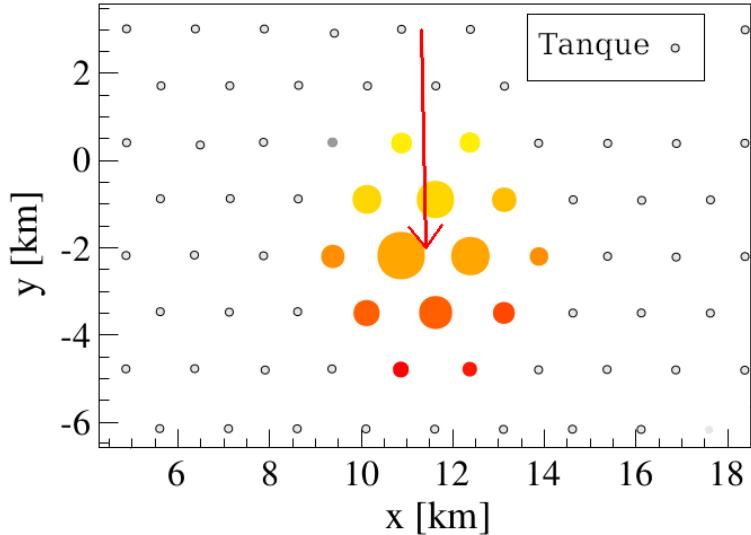


Figura 2.3: Ejemplo de la señal dejada por un evento de (104 ± 11) EeV de energía con un ángulo cenital de $(25.1 \pm 0.1^\circ)$ sobre el arreglo principal SD 1500 m. La flecha indica la dirección de arriba de la lluvia. Los colores de los círculos representan el tiempo de arribo de la lluvia, los primeros en amarillo y los últimos en rojo. El área de los círculos pintados es proporcional al logaritmo de la señal. Figura de la Colaboración Pierre Auger [10].

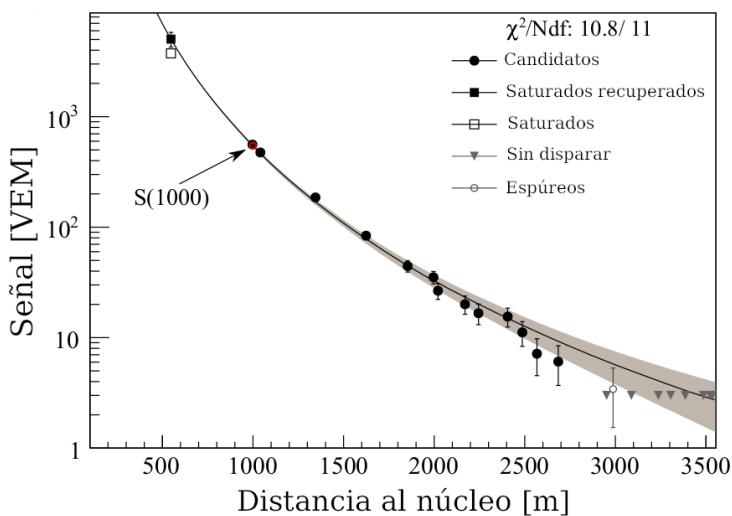
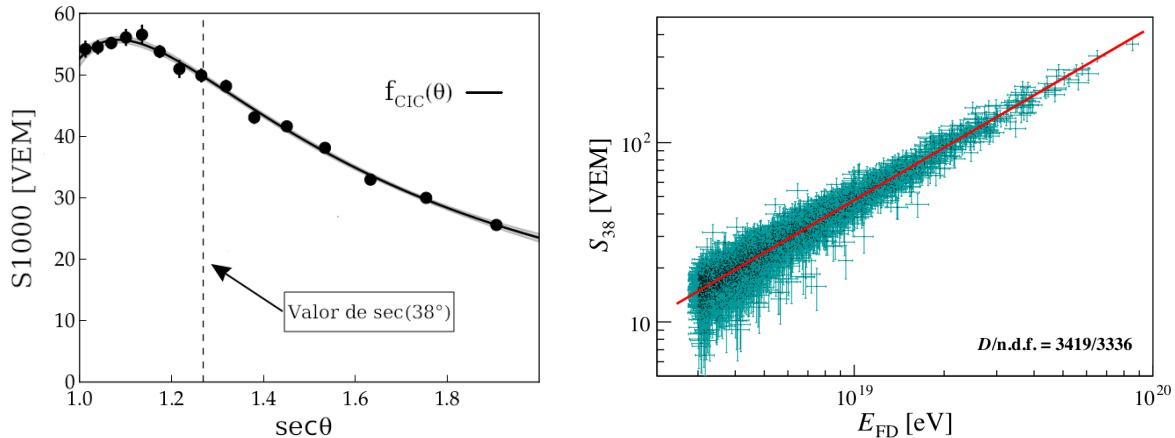


Figura 2.4: Dependencia de la señal con la distancia al eje de la lluvia de un evento de (104 ± 11) EeV de energía con un ángulo cenital de $(25.1 \pm 0.1^\circ)$. La función ajustada es la función de distribución lateral (LDF). Del ajuste se obtiene el valor de $S(1000)$. Figura de la Colaboración Pierre Auger [10].



(a) Curva de atenuación descrita por un polinomio de orden 3. En este ejemplo se deducen los coeficientes de la dependencia del $S(1000)$ a $S_{38} \approx 50$ VEM que corresponde a un energía de 10.5 EeV. Figura de la Colaboración Pierre Auger [10].

(b) Correlación entre el valor S_{38} y la energía E_{FD} medida por el FD. Con estos datos se ajustan los parámetros A y B que relacionan la señal y la energía. Figura de la Colaboración Pierre Auger [14].

Figura 2.5: Relación entre los valores de $S(1000)$, S_{38} y la energía de un evento.

Los eventos con $\theta < 60^\circ$ que fueron detectados por el SD y por el FD son utilizados para relacionar el tamaño de la lluvia con la energía E_{FD} medida por calorimetría por el FD. La correlación entre S_{38} y E_{FD} se calcula mediante el método de máxima verosimilitud, que considera la evolución de las incertezas con la energía. La relación entre S_{38} y E_{FD} se describe mediante una función de potencia como se muestra en la Ec. 2.1

$$E_{FD} = A (S_{38}/VEM)^B \quad (2.1)$$

donde los parámetros obtenidos son $A = (1.86 \pm 0.03) \times 10^{17}$ eV y $B = (1.031 \pm 0.004)$ [14]. En la Fig. 2.5b se observa el ajuste y la relación entre S_{38} y E_{FD}

2.3.4. Monitoreo del clima

Las condiciones atmosféricas, como la temperatura, presión y humedad, se deben tener en cuenta para estudiar el desarrollo de los EAS. Distintas estaciones monitorean las condiciones atmosféricas sobre el Observatorio Pierre Auger, cuatro cerca de los edificios donde se encuentran los FD y uno cerca del centro del SD 1500 m. Para este trabajo se utilizaron las mediciones de la presión y temperatura registradas la mayor parte del tiempo en la estación del clima cerca del CLF, la misma realiza una medición cada intervalo de 5 minutos la mayor parte del tiempo. Cuando no se cuenta con datos registrados para intervalos entre 10 minutos hasta 3 horas, en estos casos se utiliza una interpolación de los datos medidos. Si el período de tiempo es mayor a 3 horas, los eventos durante este periodo no son considerados para la determinación de los efectos del clima en la señal detectada por el SD 1500 m.

2.4. Algoritmos de disparo del detector de superficie

2.4.1. Disparo Estándar

El disparo ToT o *Time over Threshold* está diseñado para adquirir datos de una duración relativamente larga, de esta manera se puede distinguir señales producidas por EASs por encima del ruido, ya que el último consiste en picos más cortos. Las señales producidas por un evento tienen un decaimiento exponencial con una constante de 70 ns, que es el tiempo de decaimiento de la luz dentro del tanque. Los PMTs registran señales en intervalos de 25 ns, por lo que una señal alta puede ser registrada durante varios periodos de adquisición de datos. Si por algún motivo, ya sea ruido u otro evento dentro de la ventana del disparo, se produce otro pico durante el decaimiento de la señal de evento puede cumplir la condición de disparo con una mayor señal que la que le corresponde. También existe el disparo *Threshold* que no tiene la condición de las ventanas temporales del PMT sino que dispara cuando la señal pasa un umbral

Los eventos comúnmente presentados en los trabajos de la Colaboración Auger son registrados con un algoritmo de disparo ToT que se menciona como *Disparo Estándar*. Estos eventos son medidos utilizando un algoritmo cuya eficiencia varía con la energía del CR. Para el Disparo Estándar, los eventos con energía mayor a 3 EeV y ángulo cenital $\theta < 60^\circ$ o por encima de 4 EeV y $\theta < 80^\circ$, son detectados con una eficiencia del 100 %. Por lo tanto, el análisis en el rango de energía entre 1 EeV - 2 EeV requiere factores relacionados con la eficiencia del disparo en función de la energía. Estos factores son obtenidos de manera fenomenológica [9].

A medida que los tanques pasan más tiempo midiendo van perdiendo sensibilidad a los eventos de bajas energías. Esto es una desventaja del Disparo Estándar en los SDs en el rango 1 EeV - 2 EeV. En la Fig.2.6, para los datos presentados en el ICRC 2019, se observa como la cantidad de eventos para energía menores a 3 EeV va disminuyendo, además la energía media de los eventos para distintos rangos de tiempo va aumentando.

2.4.2. Todos los Disparos

Para recuperar la sensibilidad para bajas energías, a partir del año 2013 se implementan otros algoritmos de disparo en los SDs, llamados ToTd y MoPS [15]. Estos algoritmos de disparo se mencionan en este trabajo como *Todos los Disparos*. A comparación del Disparo Estándar o ToT, el algoritmo ToTd hace una deconvolución del pico medido por el PMT. De esta forma se acelera la caída exponencial de la señal de un evento, y la reduce a uno o dos períodos de 25 ns con una señal alta, seguida de varios picos con valores negativos [16]. En el caso de MoPS, el mismo cuenta la

cantidad de aumentos sucesivos en la señal detectada por el PMT en una ventana de tiempo dado. La condición de disparo se cumple si esta cantidad de aumentos sucesivos está por encima de cierto número [17]. El algoritmo MoPS es más sensible a las señales electromagnéticas, que son anchas en tiempo, en cambio el algoritmo ToTd es sensible a los picos de corta duración.

En la Fig.2.7 se observa como la cantidad de eventos para energía menores a 3 EeV va disminuyendo como el caso del Disparo Estándar pero en una menor proporción con respecto a los eventos registrados con eficiencia completa. También se ve que en cada año activo de Todos los Disparos, hay un proporción más alta de eventos por encima de 3 EeV que con el Disparo Estándar.

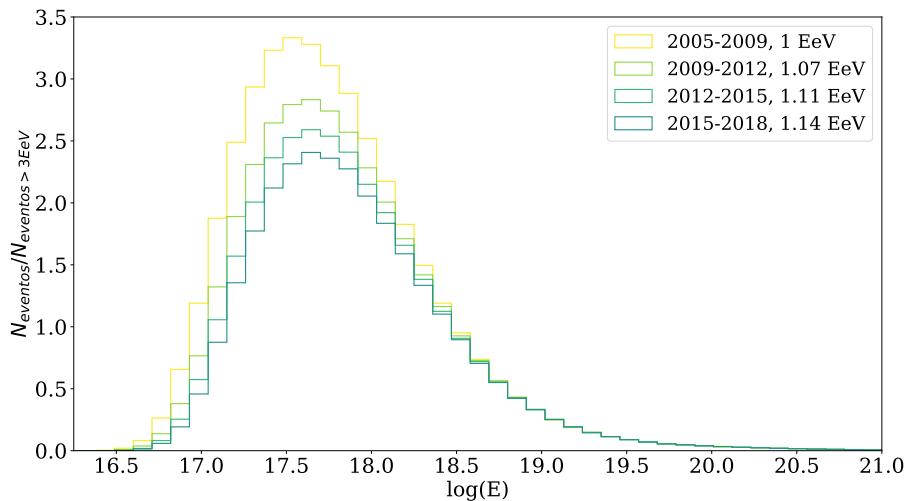


Figura 2.6: Histograma de eventos del Disparo Estándar por rango de tiempo medida por el Observatorio Pierre Auger. También se reporta la energía media el mismo rango de tiempo.

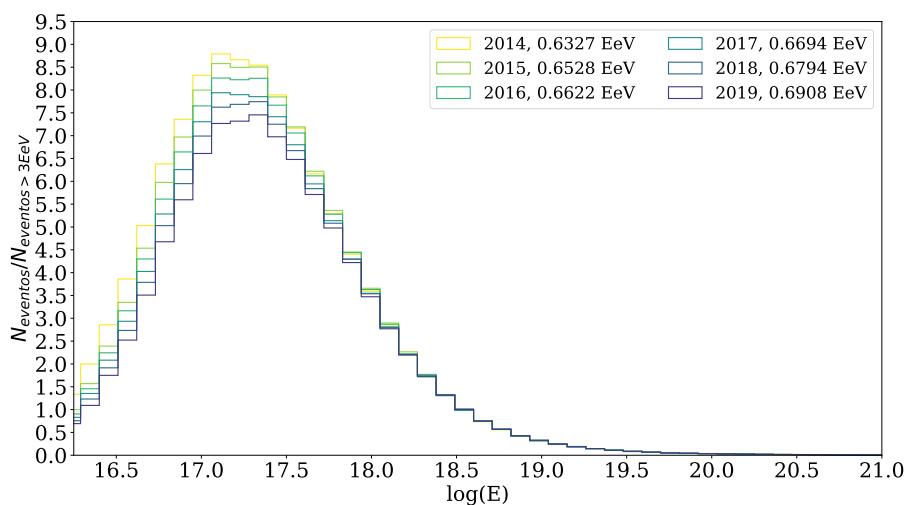


Figura 2.7: Histograma de eventos de Todos Los Disparos por cada año medida por el Observatorio Pierre Auger y sus respectiva energía media.

La implementación de los ToTd y MoPS fue llevada a cabo mediante una actualización de la electrónica de los SDs para bajar el umbral de disparo, en particular para las señales de la componente electromagnética de la EAS, mejorando así la reconstrucción de eventos mediante la separación fotón/hadrón para bajas energías [15]. Con esta mejora, el umbral de eficiencia completa para Todos los Disparos es menor que el Disparo Estándar, este umbral es de una energía de 1 EeV. En la Fig 2.8 se comparan las eficiencias del Disparo Estándar y Todos los Disparos en función de la energía del evento. De tal manera que, al estudiar los eventos en el rango 1 EeV - 2 EeV, no son necesarios los factores de eficiencia y sólo pueden afectar los cambios de la exposición direccional del Observatorio.

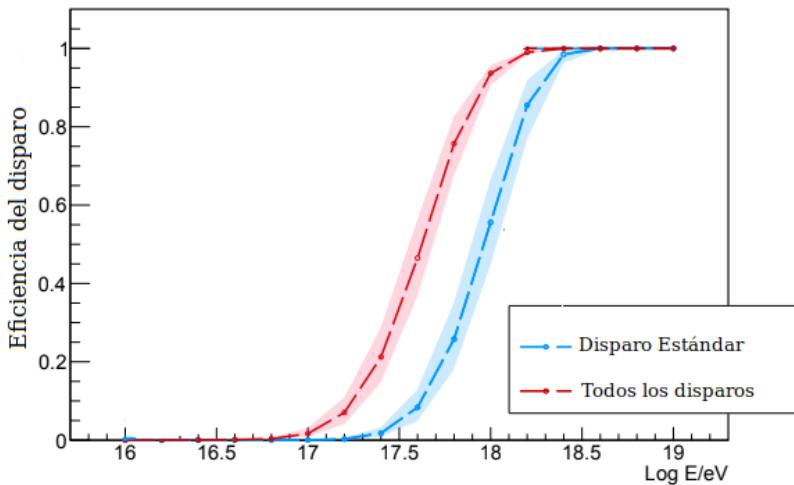


Figura 2.8: La eficiencia del disparo en función de la energía para eventos con ángulo cenital θ menor a 60° . Esta figura fue extraída de un trabajo interno de la Colaboración [18].

Una desventaja de Todos los Disparos sobre el Disparo Estándar, es que el último tiene una mayor cantidad de años medidos, ya que se adquieren datos desde el año 2004 con este algoritmo. Esto es conveniente ya que mientras más años han sido medidos es más factible que los efectos espúreos se cancelen. En cambio, para Todos los Disparos, el análisis es posible desde el año 2013. Entre inicios del 2004 y finales del 2019, el conjunto de eventos del Disparo Estándar tiene 6 975 194 eventos sin clasificar, es decir todos los eventos registrados por el Observatorio sin discriminar por energía. En cambio entre mediados del 2013 hasta fines del 2019, el archivo de eventos para Todos los Disparos tiene 13 739 351 eventos sin clasificar, por lo que el menor tiempo de medición se compensa con la eficiencia del disparo.

2.5. Acerca de los eventos utilizados en este trabajo

Se aplican cortes a los eventos para asegurar la eficiencia completa de los detectores. Estos cortes implican límites en ángulo cenital θ de los eventos, en la cantidad de vecinos

al tanque de mayor señal, además de restringirse a eventos medidos en condiciones normales, es decir, cuando los sistemas de comunicación del Observatorio funcionan sin inconvenientes. De esta manera, podemos prescindir de otros factores de corrección.

A partir de los registros de eventos del arreglo principal con Todos los Disparos, se consideran solamente los eventos que cumplan las siguientes características:

1. La calidad de la reconstrucción depende de la energía y del ángulo cenital θ del evento. Para el Disparo Estándar los eventos por debajo de los 4 EeV, se consideran los eventos con $\theta < 60^\circ$, en cambio para eventos por encima de esta energía se consideran hasta $\theta < 80^\circ$. Para Todos los Disparos se consideran solo los eventos con $\theta < 60^\circ$.
2. Los datos del evento son recopilados sin inconvenientes. Este filtro se conoce como *Bad period flag*. Un valor de 1 indica un buen periodo. Con este filtro se descartan eventos debido a probables fallas de alimentación o problemas de comunicación o adquisición que podrían inducir errores en el análisis.
3. Buena reconstrucción de la lluvia atmosférica asociada al evento, es decir, la dirección de llegada de la lluvia y la energía del primario fueron determinadas mediante ajustes con un error aceptable.
4. El tanque de mayor señal está en el interior de un hexágono de tanques activos. Estos eventos se conocen como *eventos 6T5*.

2.5.1. Acerca del registro de hexágonos

La cantidad de celdas activas sobre el Observatorio está relacionado con el filtro de eventos 6T5, que garantiza la calidad de la reconstrucción del evento. El Observatorio lleva un registro de la cantidad de hexágonos activos cada 5 min, además de registrar las condiciones atmosféricas en distintas estaciones de clima sobre la superficie del Observatorio.

Capítulo 3

Modulación sobre la señal medida por el Observatorio Pierre Auger

3.1. La física detrás de la modulación en la señal de las lluvias atmosféricas

La variación de las condiciones atmosféricas afecta las señales de las lluvias atmosféricas extendidas. Estas señales pueden ser detectadas en la superficie por un arreglo de detectores, como los que se encuentran en el Observatorio Pierre Auger. Estos efectos pueden inducir errores sistemáticos en la reconstrucción de la energía de los rayos cósmicos. Se han realizado trabajos anteriores sobre los efectos del clima sobre la señal detectada en el Observatorio Pierre Auger [19] [20]. En este trabajo se estudiaron eventos con energía mayor a 1 EeV entre los años 2005-2018, extendiendo los períodos de tiempo estudiados anteriormente, además de estudiar la modulación del clima sobre el conjunto de Todos los Disparos entre los años 2014-2020.

El arreglo principal mide las 24 horas del día las lluvias de partículas que llegan al suelo. Las señales registradas por los WCDs, se usan para determinar la posición del núcleo, la dirección de arriba del CR y la energía del primario. Las señales detectadas por los tanques son ajustadas mediante una función de distribución lateral (LDF) para obtener una señal de referencia $S(1000)$ como se muestra en la Fig.2.4. La conversión de $S(1000)$ a S_{38} se realiza mediante el método de corte de intensidad constante (CIC) explicado anteriormente.

3.1.1. Trabajos anteriores

Debido a la modulación del clima dependiente de la hora del día y de las estaciones del año, es de esperarse encontrar una modulación diaria y anual sobre la cantidad de eventos observados por el arreglo principal, si los efectos de las condiciones climáticas

no son tenidos en cuenta en la estimación de la energía de los rayos cósmicos. En días con menor densidad y presión atmosférica, una partícula de una dada energía produce una mayor señal en los detectores. Este fenómeno fue estudiado por trabajos anteriores realizados por la colaboración Pierre Auger [19] [20]. En particular, el trabajo [19] consideró el retraso que tienen los cambios de la temperatura a distintas alturas sobre la superficie, como se muestra en la Fig. 3.1 que son datos del GDAS (Global Data Assimilation System) promediados por hora del día. Posteriormente esta corrección fue implementada en el proceso de análisis de datos del Observatorio.

En la Fig. 3.1 se observa que los ajustes realizados a las variaciones de la temperatura según la hora del día con una función del tipo $T(t) = T_{media} + A \times \sin((t - t_d)\pi/12\text{ hs})$. En la Tabla 3.1 se observa que entre 1400 m (altitud del Observatorio Pierre Auger) y la mayor altitud medida por el GDAS existe un corrimiento de 2.1 ± 0.7 hs.

Como la relación entre la densidad y la temperatura del aire están relacionadas mediante la expresión $\rho \approx 0.3484P/T + 273.16 \text{ kgm}^{-3}$, con P en hPa y T en $^{\circ}\text{C}$ [19], el corrimiento de la temperatura al aumentar la altitud también se ve reflejada en la densidad. Como la misma es una variable importante para el desarrollo de la cascada en la atmósfera, este retraso debe tenerse en cuenta.

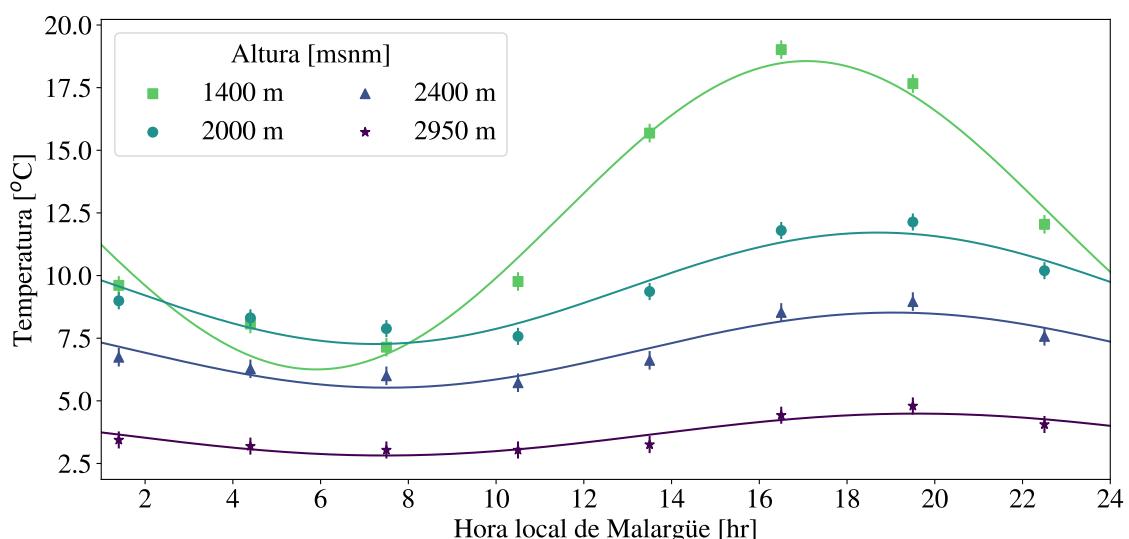


Figura 3.1: Mediciones de la temperatura a distintas alturas sobre el nivel del mar en función de la hora del día en Malargüe. (Hora Local: GMT-3).

Altura [msnm]	T_{media} [°C]	A [°C]	t_d [h]
1400	12.4 ± 0.5	5.6 ± 0.6	12.5 ± 0.5
2000	9.5 ± 0.2	2.1 ± 0.3	10.8 ± 0.6
2400	7.0 ± 0.2	1.4 ± 0.2	10.7 ± 0.6
2950	3.7 ± 0.1	0.8 ± 0.1	10.4 ± 0.6

Tabla 3.1: Características de la modulación de la temperatura en función de la altura sobre el nivel del mar.

3.1.2. Efectos de la atmósfera sobre los rayos cósmicos

Para entender los parámetros utilizados para describir a la lluvia, debemos entender que son la longitud de radiación X_0 , la profundidad de la lluvia X_{max} y el radio de Molière r_M . La longitud de radiación X_0 es un parámetro que indica cuanta cantidad de materia debe atravesar una partícula cargada relativista para perder un factor de $1/e \approx 36.78\%$ de su energía. El X_0 depende del material que atraviesa la partícula, por ejemplo en el aire $X_0 \approx 37 \text{ g cm}^{-2}$. La profundidad de la lluvia X_{max} de una cascada puramente electromagnética, i.e. iniciada por un fotón, tiene la siguiente expresión [21]

$$X_{max} = X_0 \ln\left(\frac{E}{\xi_c^e}\right) \quad (3.1)$$

donde ξ_c^e es la energía crítica para la cual la pérdida de energía por radiación supera a la pérdida de energía por ionización y excitación de los átomos del medio, por ejemplo en el aire $\xi_c^e = 85 \text{ MeV}$. Por último, el radio de Molière r_M que puede expresarse como

$$r_M = \frac{E_s}{\xi_c^e} \frac{X_0}{\rho} \quad (3.2)$$

es la máxima extensión transversal que alcanza la lluvia. El valor de $E_s \approx 21 \text{ MeV}$ caracteriza las pérdidas por dispersión. Usualmente un cilindro con un radio r_M contiene al 90 % de la energía depositada en la atmósfera por el primario. El radio de Molière local en el aire para una altura h puede definirse como $r_M = 9.6 \text{ g cm}^{-2}/\rho(h)$ [22].

Las variables atmosféricas importantes que afectan al desarrollo de la EAS en la atmósfera son la presión y la densidad del aire. Por un lado la presión es una medida de cantidad de materia que atraviesa el CR. Si la presión sobre la superficie aumenta implica que la lluvia va a atravesar más partículas, y por el contrario si la presión disminuye la lluvia tiene menos materia para interactuar. Esto afecta el desarrollo longitudinal de la lluvia cuando llega a la superficie. En la Fig. 3.2 se muestran un esquema simplificado de las interacciones en la atmósfera de un primario de la misma energía. En la figura de la izquierda representa una lluvia donde la presión y la densidad

están por encima de la media, y la figura de la derecha representa un lluvia donde la presión y la densidad de la atmósfera están por debajo de la media.

Estos efectos se ven reflejados en la señal sobre el SD del Observatorio Pierre Auger. La extensión de la señal sobre el SD, es decir el r_M puede cambiar según la densidad de la atmósfera por encima del SD. Los valores de r_M relevantes para la señal medida son a nivel del suelo del Observatorio y a 1000 m del mismo. Esto implica que las variaciones de densidad (o de temperatura) a estas alturas están relacionadas con las variaciones al nivel del suelo. La variación a ~ 2400 m sobre el nivel del mar está atrasada dos horas con respecto a la variación sobre el Observatorio, que se encuentra a ~ 1400 m sobre el nivel del mar. Otro aspecto importante es que la amplitud de esta variación disminuye con la altura. Entre las dos altitudes mencionadas existen una relación de aproximadamente $1/3$ entre las amplitudes.

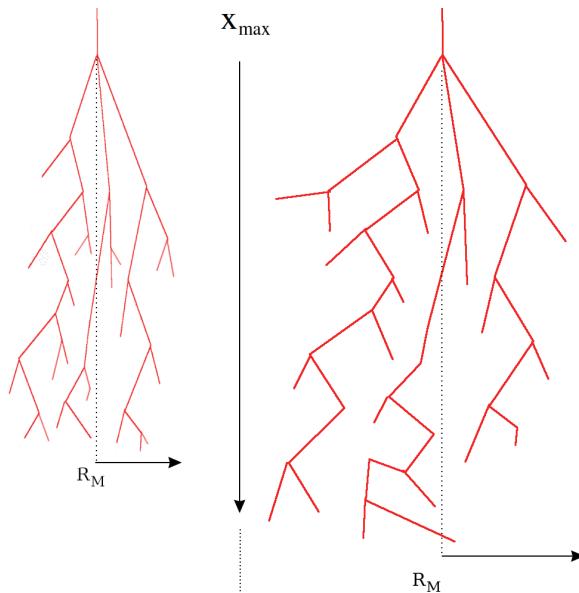


Figura 3.2: Diagrama simplificado de un lluvia de la misma energía para distintas condiciones atmosféricas. Izquierdo: presión y densidad por encima de la media. Derecha: presión y densidad de la atmósfera por debajo de la media

3.1.3. Descripción del modulación en la señal medida

Considerando lo analizado en [19] [20], en este trabajo se propone la siguiente modulación, presentada en la Ec. 3.3, para la señal S que reciben los tanques

$$S = S_0(1 + \alpha_P(P - P_0) + \alpha_\rho(\rho_{media} - \rho_0) + \beta_\rho(\rho_{2h} - \rho_{media})) \quad (3.3)$$

donde S_0 es la señal del evento en condiciones atmosféricas medias, P es la presión en el momento del evento, $P_0 = 862$ hPa es la presión media en el rango de tiempo estudiado, ρ_{media} es la densidad media del aire durante ± 12 hrs, $\rho_0 = 1.06 \text{ kgm}^{-3}$ es la densidad media durante el periodo estudiado, ρ_{2h} es la densidad que se midió dos

horas antes del evento. Los coeficientes α_P , α_ρ y β_ρ tienen en cuenta la modulación del clima sobre la señal según las variaciones de presión, densidad media y la densidad a 2400 msnm con un retraso de 2 hrs.

Si consideramos la tasa de eventos medidos R_{ang} por ángulo sólido Ω

$$\frac{dR_{ang}}{d\Omega} = \int_{S_{min}}^{\infty} P_{Tr}(S, \theta) d\Phi_{CR} \quad (3.4)$$

donde P_{Tr} es la probabilidad de que sea detectado un evento para un valor de señal mínimo S_{min} dado, y Φ_{CR} es la densidad de RCs por ángulo sólido. La función P_{Tr} tiene en cuenta la eficiencia del disparo de los tanques en función de la energía. Por ejemplo, para el SD 1500 m, como se mencionó anteriormente, la eficiencia máxima de disparo es a partir de 3 EeV.

Considerando las Ecs. 2.1 y 1.1 , se puede reescribir la Ec.3.4 como integral de la señal medida S. Teniendo en cuenta que la corrección del clima es pequeña podemos escribir la Ec. 3.3 como $S = S_0(1 + \epsilon)$ y las Ecs. 1.1 y 2.1.

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_{CR}}{dE} &\propto E^{-\gamma} & \frac{dE}{dS} &= \frac{dE}{dS_0} \frac{dS_0}{dS} \\ &= S^{-B\gamma}(1 + \epsilon)^{B\gamma} & &= AB S^{B-1} (1 + \epsilon)^{-B} \\ \frac{dR_{ang}}{d\Omega} &= \int_{S_{min}}^{\infty} P_{Tr}(S, \theta) \frac{d\Phi_{CR}}{dE} \frac{dE}{dS} dS \\ &\propto \int_{S_{min}}^{\infty} P_{Tr}(S, \theta) \left(S^{-B\gamma}(1 + \epsilon)^{B\gamma} \right) \left(AB S^{B-1} (1 + \epsilon)^{-B} \right) dS \\ &\propto A B (1 + \epsilon)^{B\gamma - B} \int_{S_{min}}^{\infty} P_{Tr}(S, \theta) S^{-B\gamma + B - 1} dS \end{aligned}$$

Dado que $\epsilon \ll 1$, uno puede expandir la expresión $(1 + \epsilon)^{B\gamma}$ hasta primer orden

$$(1 + \epsilon)^{B\gamma - B} \approx 1 + B(\gamma - 1)\epsilon$$

Por lo que la expresión final queda de la siguiente forma

$$\frac{dR_{ang}}{d\Omega} \propto AB(1 + B(\gamma - 1)\epsilon) \int_{S_{min}}^{\infty} P_{Tr}(S, \theta) S^{-B\gamma + B - 1} dS$$

Considerando que $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$, el área efectiva del Observatorio en el momento de un evento con ángulo cenital θ es $M_{eff} = M \times \cos(\theta)$, donde M es el área activa del Observatorio en el momento del evento. Podemos definir la tasa de eventos por área R

como

$$\begin{aligned} dR &\propto \frac{dR_{ang}}{d\Omega} \frac{M_{eff}}{M} d\Omega \\ &\propto \frac{dR_{ang}}{d\Omega} \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi \\ &\propto AB(1 + B(\gamma - 1)\epsilon) d\sin^2 \theta d\phi \int_{S_{min}}^{\infty} P_{Tr}(S, \theta) S^{-B\gamma+B-1} dS \end{aligned}$$

Así pudiendo definir la tasa por área por $\sin^2(\theta)$, independiente del valor de ϕ

$$\frac{dR}{d(\sin^2 \theta)} \propto AB(1 + B(\gamma - 1)\epsilon) 2\pi \int_{S_{min}}^{\infty} P_{Tr}(S, \theta) S^{-B\gamma+B-1} dS$$

Los parámetros α_P , α_ρ y β_ρ podrían depender del ángulo cenital o de la energía (por ende de S). En este trabajo se considera solamente la dependencia en θ . Si P_{Tr} es independiente de θ , podemos considerar que un factor R_0 que no depende de θ y absorbe las constantes y el resultado de la integral, y dejar la expresión como

$$\frac{dR}{d(\sin^2 \theta)} = R_0 \left[1 + a_P(P - P_0) + a_\rho(\rho_{media} - \rho_0) + b_\rho(\rho_{2h} - \rho_{media}) \right] \quad (3.5)$$

donde los parámetros $a_P = B(\gamma - 1)\alpha_P$, $a_\rho = B(\gamma - 1)\alpha_\rho$ y $b_\rho = B(\gamma - 1)\beta_\rho$, donde los parámetros B y γ son conocidos y se mencionan en la sección 2.3.3.

3.1.4. Estimador del ajuste

Para determinar los parámetros del clima, se calcula la tasa de eventos por hora durante un periodo seleccionado normalizada con el área correspondiente a ese momento. Durante el trabajo se menciona la tasa de eventos, pero debe tenerse en cuenta que es la tasa normalizada con el área. Esta área es calculada a partir de la cantidad de hexágonos activos. Por lo tanto, una vez obtenida la tasa, se ajusta la misma mediante la expresión de la Ec.3.5, obteniéndose los parámetros del clima.

Para realizar este ajuste, se supone que el número de eventos observado en una hora sigue una distribución de Poisson. Se realiza un ajuste de máxima verosimilitud (*Maximum Likelihood Estimator*) para estimar los coeficientes del clima de la Ec.3.5. La función a minimizar tiene la siguiente expresión

$$L = \prod_i \frac{\mu_i^{n_i} e^{-\mu_i}}{n_i!} \quad (3.6)$$

donde μ_i es la media de la distribución de Poisson, que es el número de eventos esperado

durante una hora que puede calcularse como

$$\mu_i = R_0 A_i C_i \quad (3.7)$$

donde R_0 es la tasa promedio que se observaría si los parámetros atmosféricos fueran los de referencia, es decir $R_0 = \sum n_i / \sum A_i C_i$, donde A_i es el área efectiva en el intervalo de tiempo i y el parámetro C_i tiene la forma

$$C_i = 1 + a_P(P - P_0) + a_\rho(\rho_{media} - \rho_0) + b_\rho(\rho_{2h} - \rho_{media}) \quad (3.8)$$

con ρ_{2h} , como fue mencionado anteriormente, es la densidad medida dos horas antes del evento. Es posible que estos coeficientes dependan de la energía, por ejemplo por la dependencia del logaritmo de la energía de X_{max} o por los cambios de composición a distintas energías. En todo caso, se espera que estas dependencias sean pequeñas.

3.1.5. Condiciones climáticas y área activa del Observatorio Pierre Auger

Existen tres estaciones meteorológicas dentro del Observatorio, que miden cada 5 minutos las condiciones climáticas en distintos puntos. Las ubicaciones de estas estaciones están indicadas en la Fig. 2.1. Las Figs. 3.3 y 3.4 se muestran las variaciones de los valores de presión y densidad en el periodo del 2005 – 2018 con respecto a la media en este mismo periodo. En la Fig. 3.4b y 3.4c se observan la modulación anual de la densidad y la modulación diaria de la densidad. Ambas modulaciones afectan a la detección de las lluvias por parte del arreglo principal.

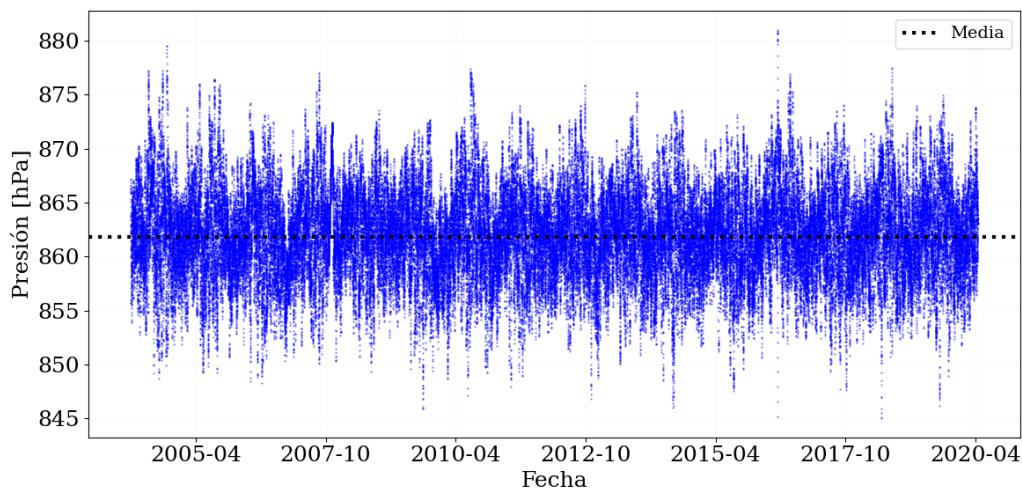


Figura 3.3: Variación de la presión sobre el Observatorio en función del tiempo

Para asegurarse eventos con una buena reconstrucción de energía, posición del

núcleo y dirección de arriba, solo los eventos que están contenidos dentro del arreglo principal son considerados. Este criterio requiere que el detector con mayor señal esté rodeado de 6 tanques activos. Teniendo en cuenta la geometría de arreglo de WCDs, se calcula el área efectiva mediante la suma del área asociada a cada tanque. El mismo contribuye un área de $\sqrt{3}\frac{d^2}{2}$, donde d es la distancia entre WCDs en una grilla triangular. Como la cantidad de hexágonos activos varía con el tiempo también lo hace el área efectiva del Observatorio.

En la Fig. 3.5 se muestra la evolución del área efectiva del arreglo principal hasta el año 2018. La línea horizontal limita el área mínima considerada para el análisis. Estos períodos de baja exposición no proveen información suficiente para caracterizar la modulación. Este valor de corte en el área corresponde aproximadamente al 10 % del valor nominal.

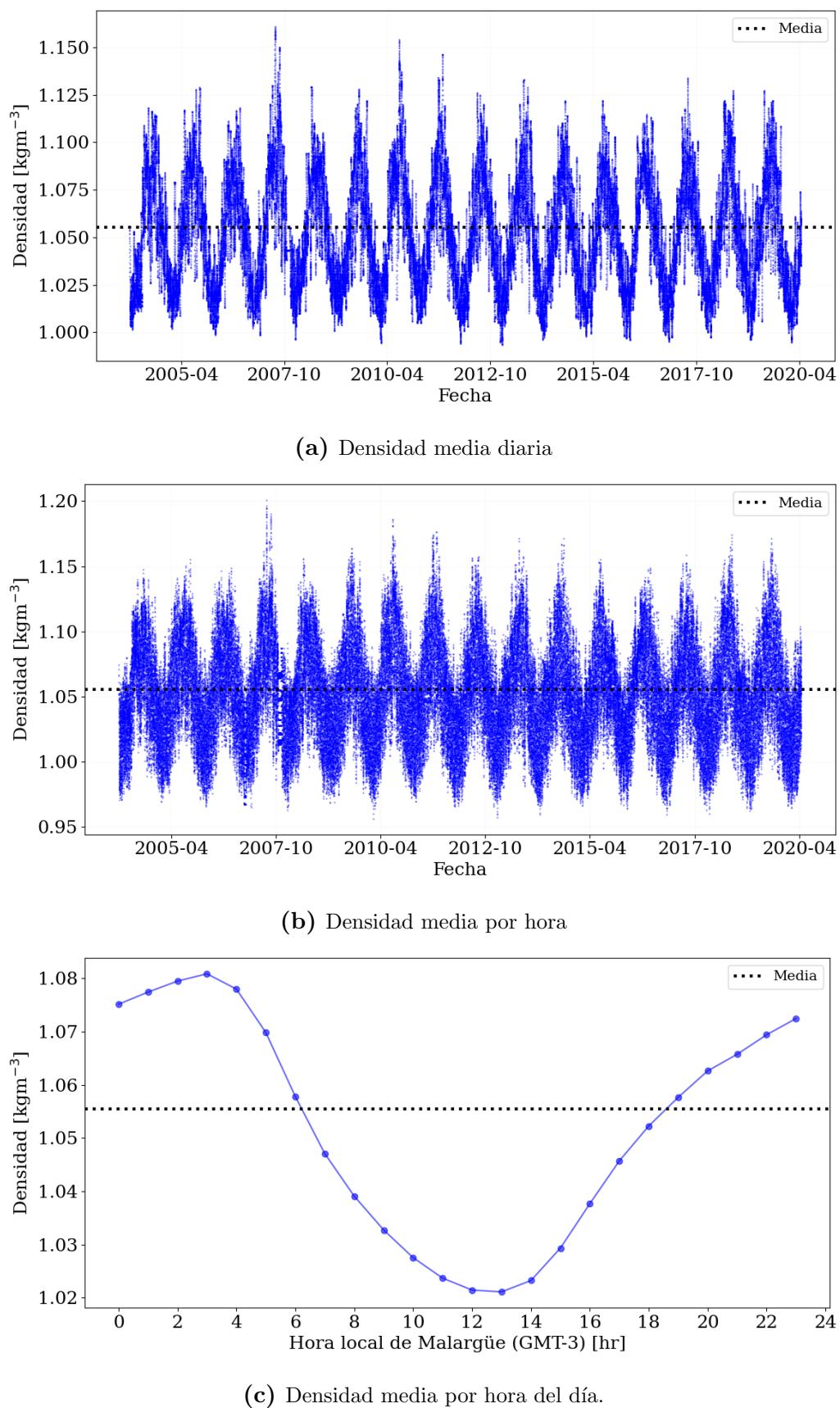


Figura 3.4: Variaciones de las variables del clima en función del tiempo

En este trabajo se utilizan los datos recabados por las estaciones del clima del Observatorio. Como se menciona en la sección 2.3.4, existen periodos donde los datos del clima son interpolados. Es por ello que se consideran los eventos registrados durante un periodo en donde las condiciones climáticas fueron medidas o interpoladas para un periodo menor a 3 horas.

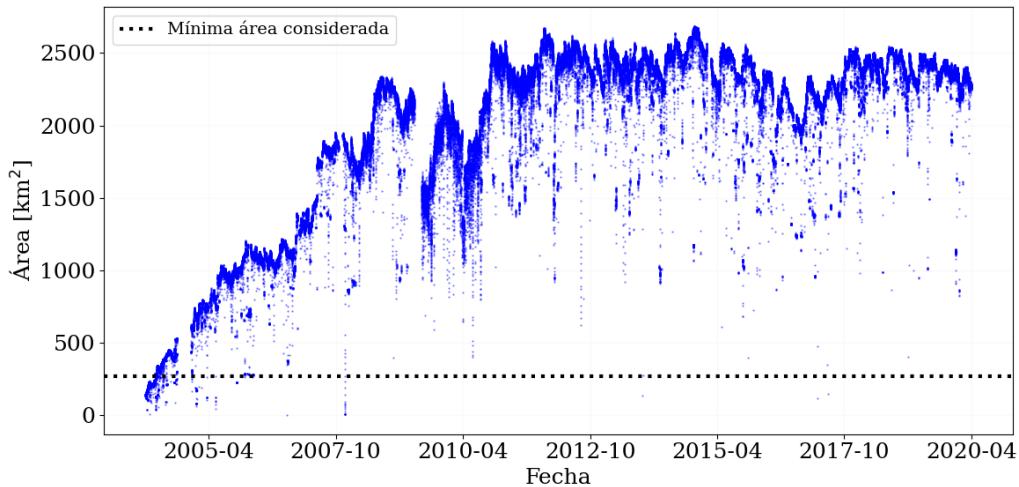


Figura 3.5: Evolución temporal del área efectiva del Observatorio Pierre Auger. La línea horizontal señala el área mínima considerada para el análisis.

3.2. Eventos asociados al Disparo Estándar en el rango 2004-2018

En esta sección se trabajó con los conjuntos de datos presentados en la ICRC 2017 y en la ICRC 2019 registrados por el arreglo principal con el Disparo Estándar. La señal de $S(1000)$ del conjunto del ICRC 2019 fue corregida en la reconstrucción oficial de eventos por la modulación del clima, por los parámetros obtenidos en [19].

En este trabajo se emula el análisis de datos realizado en [19] con los datos del ICRC 2017, con el fin de verificar que se obtienen los mismos resultados. Luego se realizó un análisis similar con los datos de la señal S_{38} sin la corrección del clima del conjunto de datos de la ICRC 2019 en el periodo 2005-2018.

Los coeficientes atmosféricos se obtienen tomando una energía mayor a 1 EeV en el caso de los datos de la ICRC 2017. Para el caso del análisis con el valor de S_{38} de la ICRC 2019, se realiza el corte de eventos con el valor de S_{38} que tiene un evento de 1 EeV.

3.2.1. Datos presentados en la ICRC 2017

Se utilizaron los datos de la ICRC 2017 utilizando los cortes recomendados mencionados en la sección anterior. Además de considerar eventos con energía mayor a 1 EeV en un periodo de tiempo entre el 1 de Enero del 2005 y 31 de Diciembre del 2015, y con ángulo cenital θ menor que 60° . Tras los cortes mencionados, se analizaron 1 146 470 eventos con una media de energía de 2.00 EeV. Nos referiremos a este subconjunto de datos del ICRC 2017 como conjunto A. Las características de estos datos se resumen en la Tabla 3.2.

	ICRC 2017
Inicio:	01/01/2005
Final:	31/12/2015
Número de eventos:	1 146 470
Energía media:	2.00 EeV
Corte en energía:	> 1 EeV
Corte en ángulo cenital:	$\theta < 60^\circ$

Tabla 3.2: Características de los datos ICRC 2017 utilizados para el cálculo de los parámetros del clima de esta sección.

Se realiza un ajuste de la tasa de eventos por hora del conjunto A para obtener los coeficientes promediados por ángulo cenital, que incluye todos los eventos de ángulo cenital $\theta < 60^\circ$. Los parámetros obtenidos se presentan y se comparan con [19] en la Tabla 3.3. Los errores presentados son los errores obtenidos por el ajuste. El χ^2_ν representa el χ^2 reducido, que para este ajuste es de $\chi^2_\nu = 1.01328$, por lo que el modelo propuesto representa adecuadamente los datos experimentales. Se observa que los parámetros obtenidos son compatibles con el trabajo anterior.

Parámetro	2005-2015	2005-2015 [19]
a_P [hPa $^{-1}$]	$(-3.2 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	$(-3.2 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
a_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	-1.71 ± 0.04	-1.72 ± 0.04
b_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	-0.51 ± 0.05	-0.53 ± 0.04
χ^2_ν	1.013	1.013

Tabla 3.3: Ajustes obtenidos considerando todos los eventos con $\theta < 60^\circ$ y energía mayor a 1 EeV del conjunto del ICRC 2017, comparados con los parámetros utilizados por la Colaboración.

Mediante los coeficientes obtenidos se calculó la tasa de eventos por día que predice el modelo, teniendo en cuenta los valores medios de las variables del clima para cada hora. En la Fig. 3.6 se muestra el ajuste comparado con la tasa experimental. En esta figura se observa que el modelo propuesto se corresponde con los datos experimentales,

como lo indica el valor de $\chi^2_\nu = 1.01328$. En la Fig.3.6a se muestra la tasa media por día donde la modulación anual es apreciable. Mientras que en la Fig.3.6b se muestra el promedio por cada hora del día a partir de la tasa de eventos por hora, donde la tasa medida experimentalmente presenta una modulación diaria.

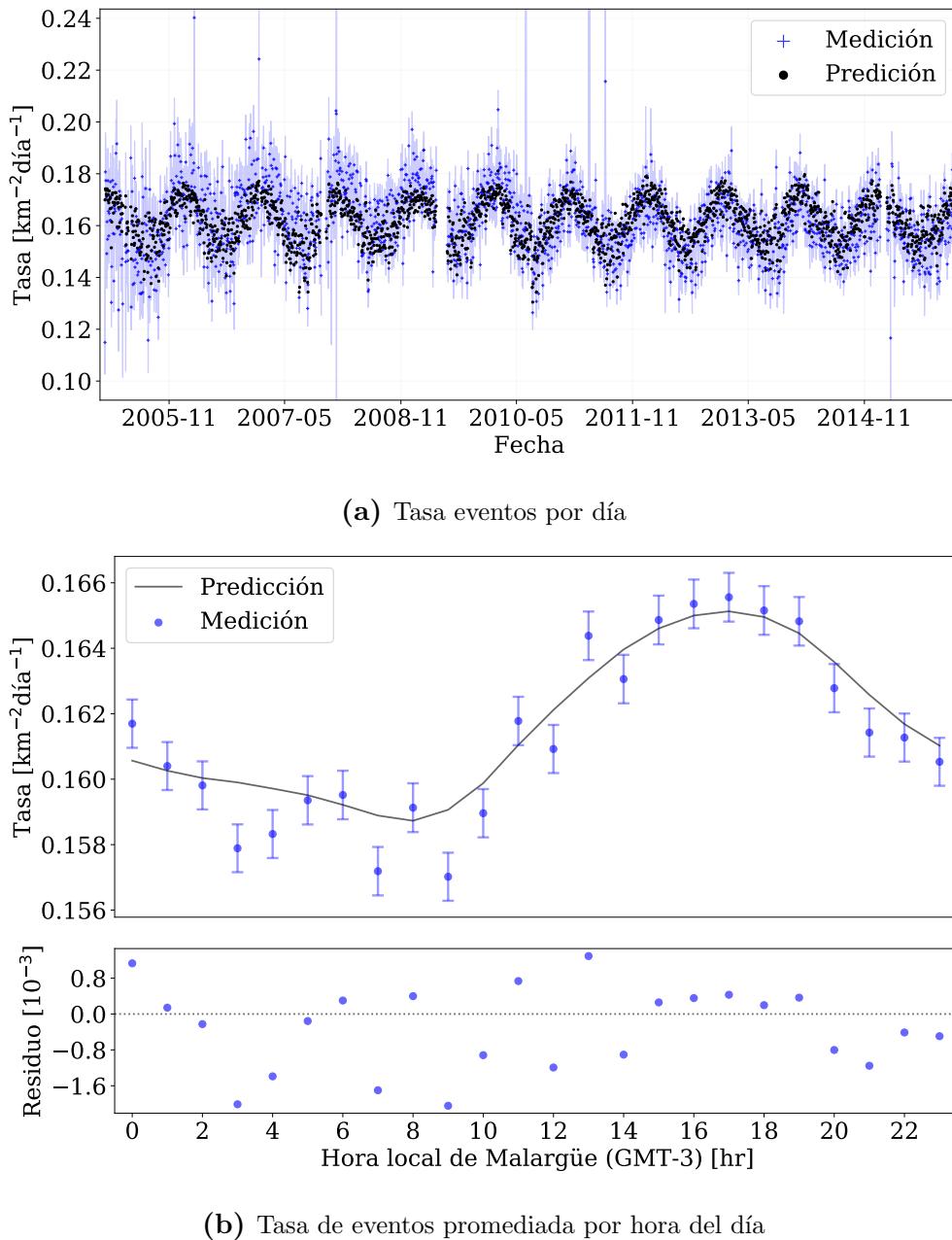


Figura 3.6: Tasa de eventos por días comparadas con el ajuste entre el inicio del año 2005 hasta fines del 2015. Los datos analizados fueron los presentados en la ICRC 2017 para energías mayores a 1 EeV donde se observa la modulación anual y diaria del clima.

Como se menciona en la sección 2.2.2, el detector alcanza su máxima eficiencia para energías mayores que 3 EeV. A partir de una energía de 2 EeV, los eventos tienen una mayor susceptibilidad al disparo de tres tanques, mínimo número necesario para la reconstrucción de un evento. Para el conjunto A, como se muestra en la Fig.3.7, la

modulación del clima también es apreciable para una energía mayor a 2 EeV con una amplitud un poco menor que para eventos de energía mayor a 1 EeV.

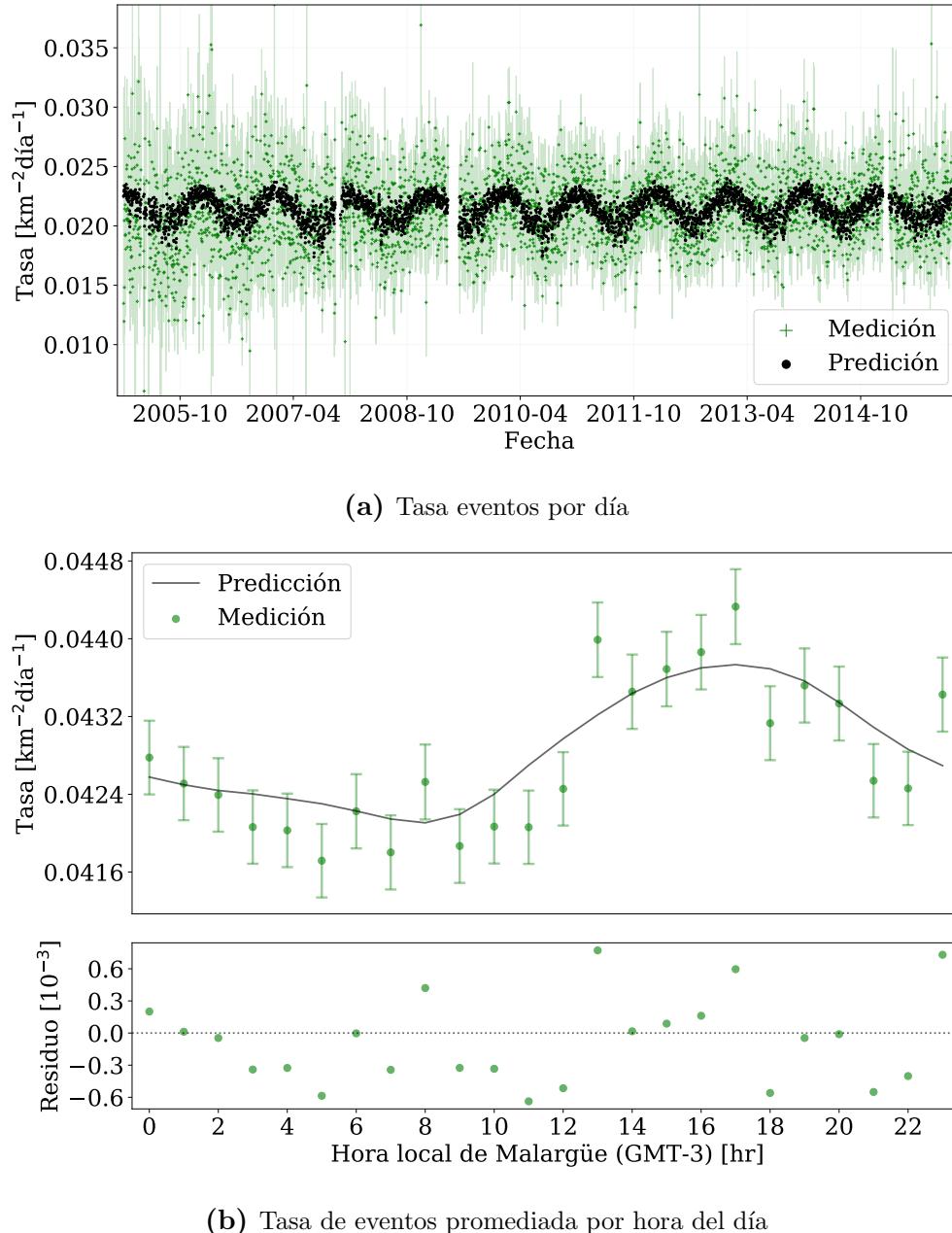


Figura 3.7: Tasa de eventos por días comparadas con el ajuste entre el inicio del año 2005 hasta fines del 2015. Los datos analizados son los presentados en la ICRC 2017 para energías mayores a 2 EeV donde se observa la modulación anual y diaria del clima

Ajuste de los parámetros del clima

En esta sección se estudia la dependencia de los parámetros del clima con el ángulo cenital. Se clasificaron los eventos en distintos grupos según el valor de $\sin^2(\theta)$ para realizar un ajuste análogo al presentado en la Tabla 3.3. Se clasifica mediante este valor para obtener números de eventos similares para cada subconjunto. Estos ajustes

son presentados en las Figs. 3.8a, 3.8b y 3.8c. Los mismos se comparan con los datos presentados en [19], usados actualmente en la estimación de la energía de los datos del Observatorio Pierre Auger. Se observa que los ajustes hechos sobre el conjunto A son compatibles con los ajustes realizados en el trabajo [19].

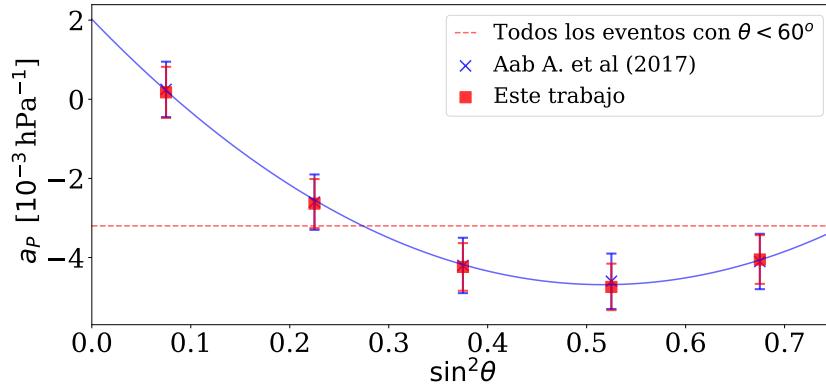
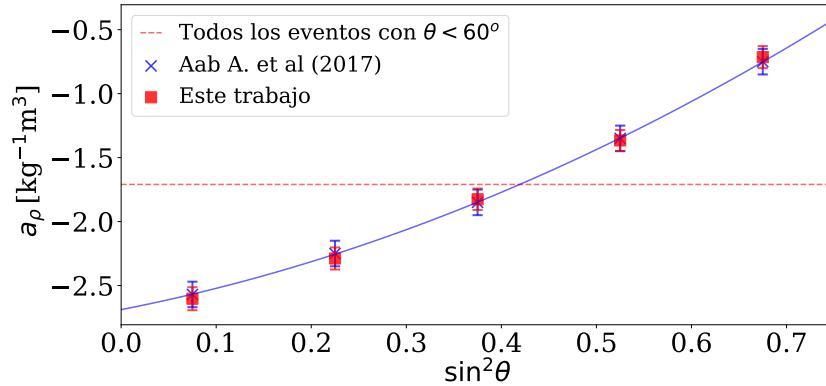
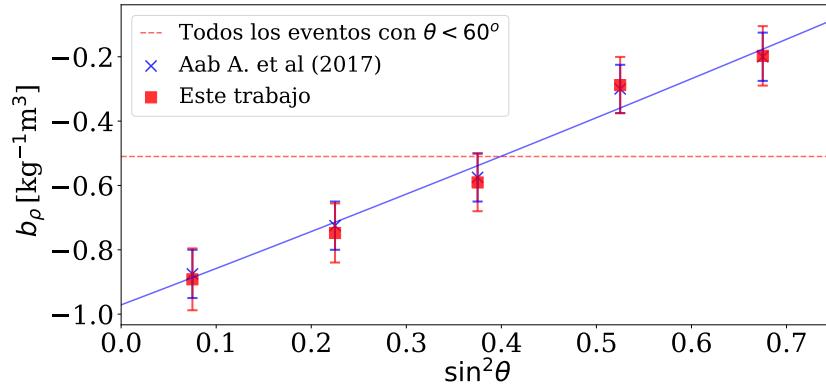
(a) Parámetro a_P (b) Parámetro a_ρ (c) Parámetro b_ρ

Figura 3.8: Parámetros de la modulación del clima considerando los datos de la ICRC 2017. Los mismos se comparan con los ajustes obtenidos por la Colaboración y con los ajustes obtenidos sin considerar la dependencia con $\sin^2(\theta)$.

En la Fig. 3.8 también se compara los ajustes obtenidos considerando los datos sin clasificar por $\sin^2\theta$. Se observa que existe una dependencia con el ángulo cenital correspondiente al evento. Esta dependencia fue modelada mediante una función cuadrática dada en la Ec. 3.9

$$f(x) = c_0 + c_1x + c_2x^2 \quad (3.9)$$

donde $x = \sin^2\theta$. En la Tabla 3.4 se comparan los coeficientes obtenidos considerando la Ec. 3.9 con los mismos coeficiente obtenidos en el trabajo anterior [19].

La dependencia con el ángulo cenital se debe a que para distintos ángulos de incidencia la lluvia interactúa con más o menos atmósfera. Los efectos de las condiciones climáticas afectan el desarrollo de la lluvia. Por ejemplo, el coeficiente de la presión es negativo para $\sin^2(\theta) > 0.1$ o $\theta > 18^\circ$, lo que indica que si la presión sube la señal baja. Esto es una consecuencia de que la lluvia está en un estado más avanzado de su desarrollo. Para ángulos cenitales cercanos a 60° , la componente electromagnética es suprimida por las interacciones en la atmósfera, por lo tanto el efecto de la presión disminuye. El resultado obtenido en la Fig. 3.8a es consistente con este fenómeno, dado que el valor de a_P disminuye al aumentar el ángulo. En el caso de los coeficientes relacionados con la densidad, también se observa que los parámetros son negativos, dado que un aumento de la densidad disminuye r_M y por lo tanto la extensión de la señal. Se observa también que los parámetros a_ρ y b_ρ tienen la misma tendencia con $\sin^2(\theta)$, además de que los coeficientes tienen una razón de aproximadamente $1/3$, lo cual se esperaba por lo discutido en la sección 3.1.

Parámetros	Coeficiente	Este Trabajo	[19]
a_P [hPa $^{-1}$]	c_0	$(2.00 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(2.1 \pm 0.9) \times 10^{-3}$
	c_1	$(-26.3 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	$(-26.0 \pm 0.6) \times 10^{-3}$
	c_2	$(25.7 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	$(26.0 \pm 0.7) \times 10^{-3}$
a_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	c_0	-2.73 ± 0.05	-2.7 ± 0.1
	c_1	1.5 ± 0.4	1.5 ± 0.8
	c_2	2.1 ± 0.7	2.2 ± 1.0
b_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	c_0	-1.0 ± 0.1	-1.0 ± 0.1
	c_1	1.2 ± 0.6	1.2 ± 0.8
	c_2	0.1 ± 0.8	0.0 ± 1.1

Tabla 3.4: Tabla de los coeficientes obtenidos para el conjunto de datos de la ICRC 2017, comparados con los parámetros de la reconstrucción de los eventos del Observatorio.

3.2.2. Datos presentados en la ICRC 2019

Este conjunto de datos contiene eventos de los tres años posteriores con respecto a los datos del ICRC 2017. Después del trabajo [19], la señal de S(1000) fue corregida

por las condiciones climáticas en la reconstrucción oficial de eventos. Además, el valor de $S(1000)$ estimado para cada evento cambió entre estos dos conjuntos de datos, por parte de la reconstrucción oficial [23]. Se realizó también una nueva calibración de la energía mediante eventos híbridos, como la mostrada en la Fig. 2.5b en el trabajo [14].

En el conjunto de datos de la ICRC 2019, se realizó los mismos cortes que para el conjunto de A de la sección anterior. En el periodo 2005-2015 de los datos de la ICRC 2019 con los cortes mencionados de energía mayor a 1 EeV para eventos verticales, la cantidad de eventos con energías mayores a 1 EeV subió de 1 146 470 a 1 280 918 eventos. Una posibilidad es que la nueva reconstrucción implementada sobre los datos del ICRC 2019, haya aumentado la cantidad de eventos por encima de 1 EeV, por eso la energía media bajó de 2.00 EeV a 1.91 EeV. Las características de los datos en los rangos de tiempo relevantes se resumen en la Tabla 3.5.

	ICRC 2019	
Inicio:	01/01/2005	01/01/2005
Fin:	31/12/2015	31/12/2018
Número de eventos:	1 280 918	1635045
Energía media:	1.91	1.92
Corte en energía:	> 1 EeV	> 1 EeV
Corte en ángulo cenital:	$\theta < 60^\circ$	$\theta < 60^\circ$

Tabla 3.5: Características de los datos de la ICRC 2019 utilizados para los ajustes de esta sección.

En la Fig. 3.9 se muestran las tasas de eventos por día para energía mayores a 1 EeV y 2 EeV, con la energía corregida por los efectos climáticos según la reconstrucción oficial [2]. Comparemos las tasas de eventos por hora del día de los eventos, por encima de 1 EeV y 2 EeV con las tasas para el conjunto A. Por encima de 1 EeV, comparado con la tasa para 2 EeV se aprecia un remanente de la modulación del clima diaria. Esto se debe a que el arreglo principal tiene eficiencia completa para energías mayores a 3 EeV, comentado anteriormente. Por encima de 2 EeV, la modulación en la tasa ya no es apreciable.

Existe una modulación remanente en la tasa de eventos con energía mayor a 1 EeV como se aprecia en la Fig. 3.9 y 3.10. Esto se debe que la señal es mayor que la esperada como consecuencia de las condiciones atmosféricas en el momento del evento, por lo tanto la eficiencia del disparo ante este evento también es mayor. De esta forma la eficiencia tiene una dependencia con las condiciones atmosféricas.

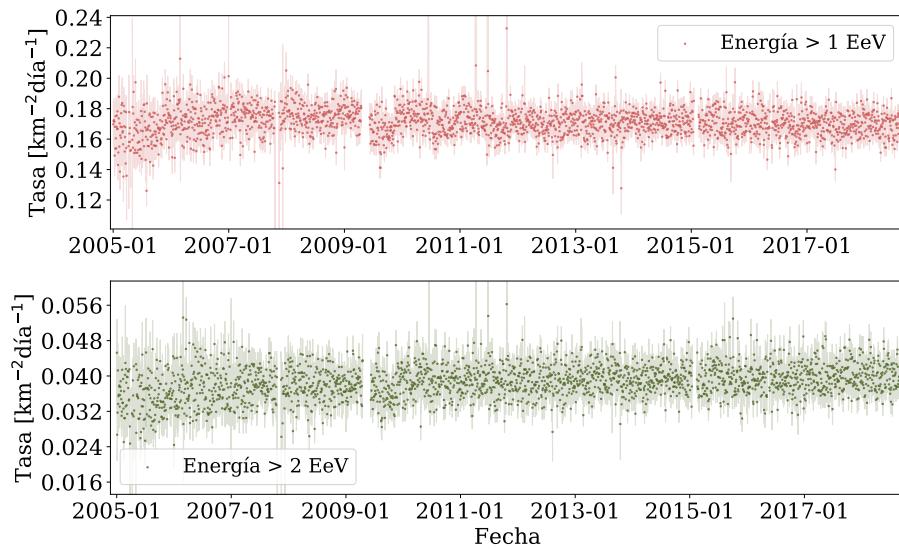


Figura 3.9: Tasa de eventos promedio por cada día desde inicios del 2005 hasta inicios del 2018 del conjunto de datos presentado en la ICRC 2019. Se muestran las tasas para dos cortes en energía, mayor a 1 EeV y mayor a 2 EeV

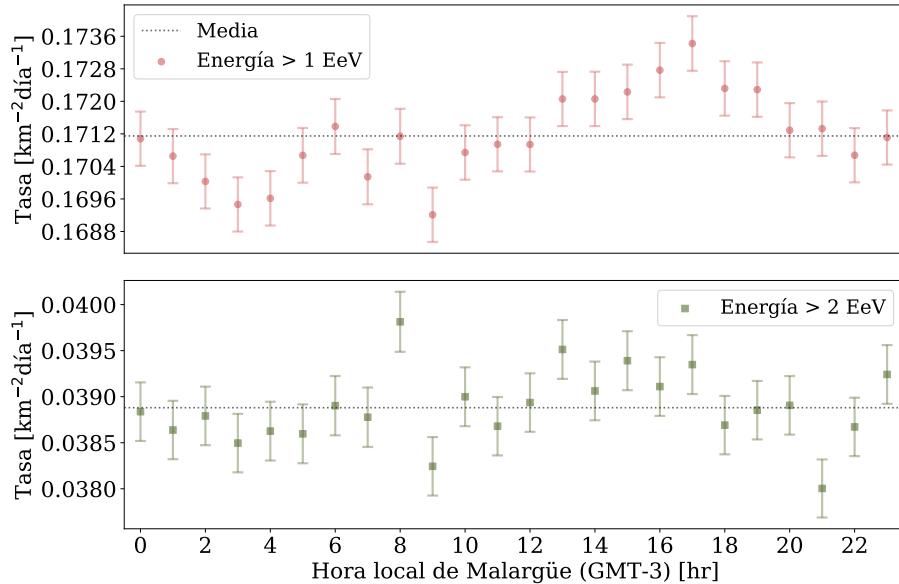


Figura 3.10: Tasas de eventos por hora del día por unidad de área desde inicios del 2005 hasta inicios del 2018 del conjunto de datos presentado en la ICRC 2019. Se muestran las tasas para dos cortes en energía, mayor a 1 EeV y mayor a 2 EeV

3.2.3. Datos presentados en la ICRC 2019 usando S_{38} sin corregir por el clima

Además de tener más estadística de los eventos registrados, durante el periodo 2016-2018 también se recabaron datos sobre el clima en el observatorio. Una pregunta que puede surgir es si los coeficientes del clima obtenidos anteriormente por la Colaboración

siguen siendo válidas hasta el día de hoy. En la modulación del clima estudiada con el conjunto A, se realiza un corte de la energía sin corregir, pero posterior a la corrección de la señal, la energía reportada ya está corregida.

Para poder estudiar nuevamente la modulación del clima en la señal medida por el arreglo principal, debemos trabajar con la señal sin corregir por los coeficientes de la reconstrucción [19]. En el conjunto de datos de la ICRC 2019, es posible acceder al valor de $S(1000)$ sin corregir por el trabajo [19], por lo que uno puede obtener el valor de S_{38} sin corregir mediante la expresión

$$S_{38} = \frac{S(1000)}{S(1000)_w} S_{38,w} \quad (3.10)$$

donde las variables $S(1000)_w$ y $S_{38,w}$ indican los valores corregidos por clima. Estas variables están listadas en el conjunto de datos presentado en la ICRC 2019.

Dado que los trabajos anteriores se basaron en la energía para hacer el corte de los eventos, se realizó el corte con la señal de $S_{38} \geq 5.37$ VEM correspondiente a 1 EeV aproximadamente. Las características de este conjunto de datos están resumidos en la Tabla 3.6.

	ICRC 2019	
Inicio:	01/01/2005	01/01/2005
Fin:	31/12/2015	31/12/2018
Número de eventos:	1 267 265	1 618 717
Energía media:	1.89	1.90
Corte en S_{38} :	> 5.37 VEM	> 5.37 VEM
Corte en ángulo cenital:	$\theta < 60^\circ$	$\theta < 60^\circ$

Tabla 3.6: Características de los datos de la ICRC 2019 con el corte en la señal de S_{38} utilizados para los ajustes de esta sección.

Con estos eventos, se realizó un ajuste de los parámetros del clima para todos los ángulos cenitales de la tasa de eventos por hora, así se obtienen los coeficientes promediados por ángulo cenital. Estos parámetros son presentados en la Tabla 3.7. Se observa que para ambos periodos estudiados los parámetros obtenidos son compatibles entre sí, además de ser compatibles con los resultados obtenidos para el periodo 2005-2015 de los datos de la ICRC 2017 y los parámetros de [19] presentados en la Tabla 3.3.

Parámetro	2005-2015	2005-2018
a_P [hPa $^{-1}$]	$(-3.3 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	$(-3.2 \pm 0.2) \times 10^{-3}$
a_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	-1.75 ± 0.04	-1.71 ± 0.03
b_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	-0.51 ± 0.04	-0.52 ± 0.03
χ_ν^2	1.00616	1.01819

Tabla 3.7: Parámetros del clima obtenidos para todos los ángulos cenitales para los dos rangos de tiempo estudiados de los datos de la ICRC 2019 con el corte en la señal de S₃₈.

Calculando la tasa de eventos esperado con los parámetros de la Tabla 3.7, esta se compara con la tasa experimental medida con el arreglo principal, que se muestra en la Fig. 3.11 para el rango de tiempo 2005-2018. En estos gráficos se observa que la modulación del clima tiene las mismas características que las observadas en la sección 3.2.1 salvo un aumento en la tasa media de eventos.

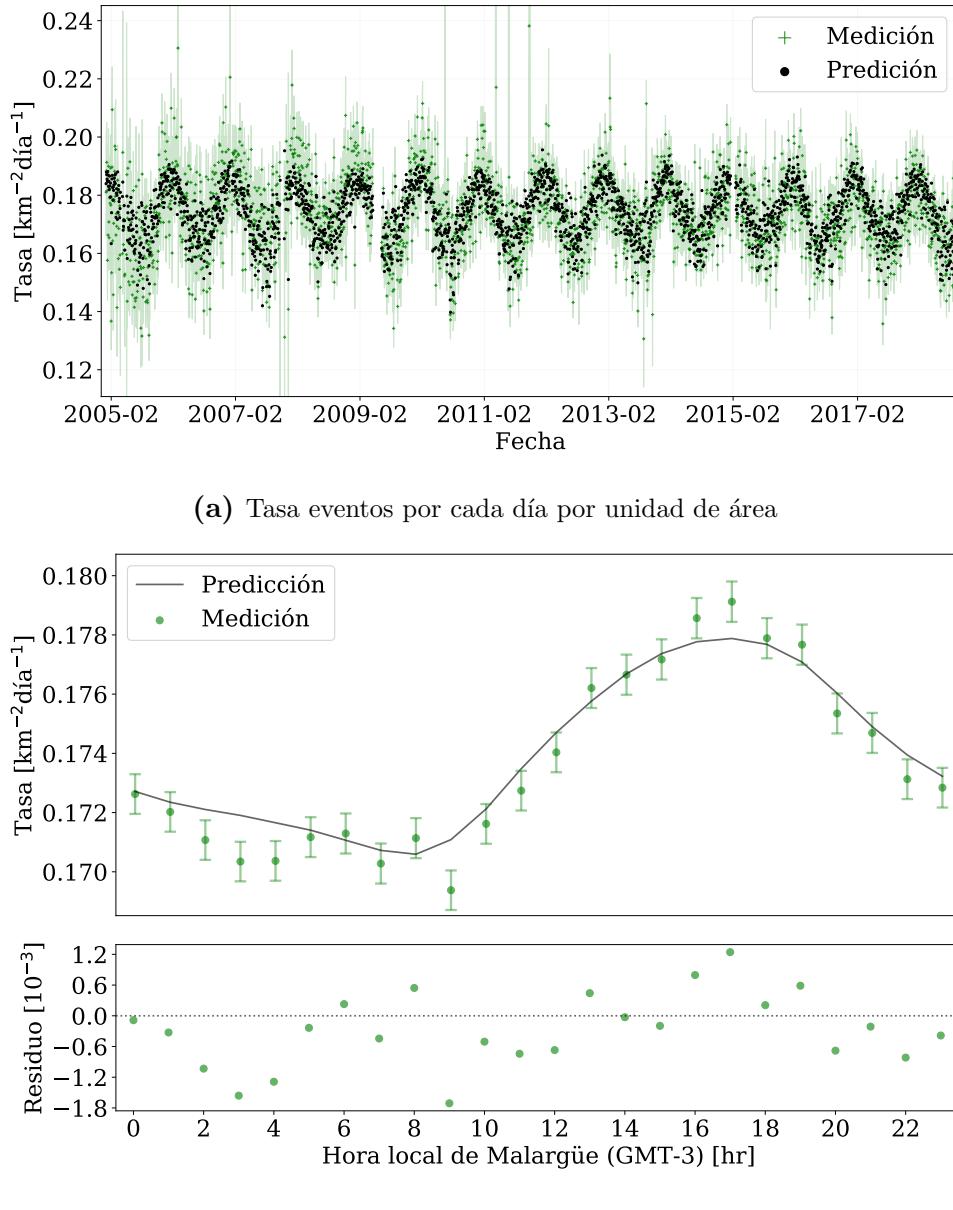


Figura 3.11: Tasa de eventos desde inicios del 2005 hasta inicios del 2018 de los datos de la ICRC 2019 con el corte en la señal de S_{38} . La predicción es obtenida por los parámetros calculados en este trabajo.

Ajuste de los parámetros del clima

En esta sección se clasificó los eventos mediante el valor de $\sin^2\theta$ y se realizó el ajuste para obtener los parámetros del clima. Este ajuste se realizó en el periodo 2005-2018. Los valores obtenidos se resumen en la Tabla 3.8 y se observan en la Fig. 3.12. Comparando estos resultados con los resultados de [19], los eventos mediante el valor S_{38} conservan la tendencia con $\sin^2\theta$ que se observa en los datos de la ICRC 2017 en la Fig. 3.8. Además los parámetros obtenidos mediante el corte por S_{38} son comparables con los resultados obtenidos para el conjunto de datos de la ICRC 2017. Por lo que

puede decirse que la modulación del clima es apreciable hasta el día de hoy con una amplitud comparable al año 2015.

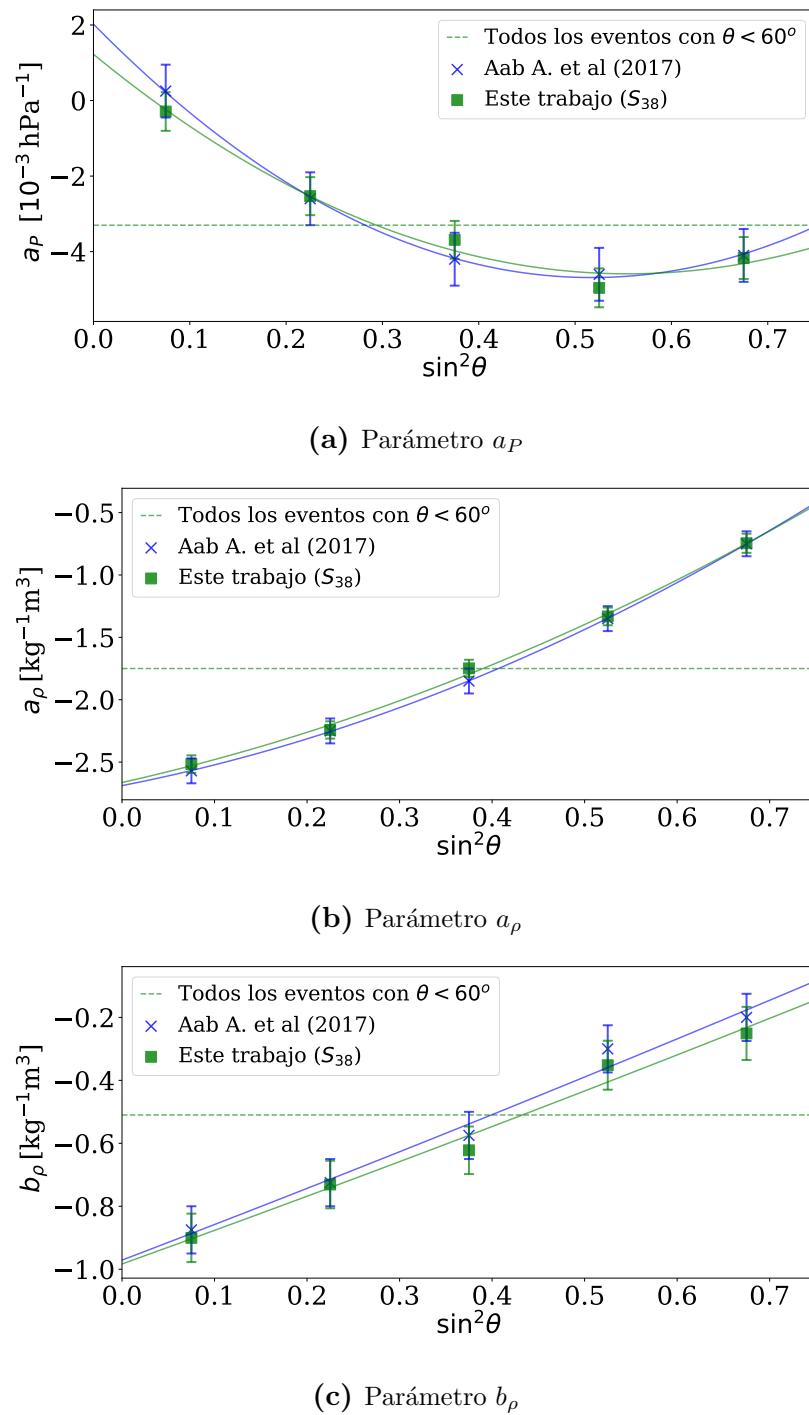


Figura 3.12: Parámetros de la modulación del clima considerando los datos sin corregir con el clima y la reconstrucción anterior.

Parámetros	Coeficiente	Este Trabajo	Reportado por [19]
a_P [hPa $^{-1}$]	c_0	$(1.2 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	$(2.1 \pm 0.09) \times 10^{-3}$
	c_1	$(-20.7 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	$(-26.0 \pm 0.6) \times 10^{-3}$
	c_2	$(18.6 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	$(26.0 \pm 0.7) \times 10^{-3}$
a_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	c_0	-2.66 ± 0.07	-2.7 ± 0.1
	c_1	1.7 ± 0.4	1.5 ± 0.8
	c_2	1.7 ± 0.6	2.2 ± 1.0
b_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	c_0	-0.98 ± 0.08	-1.0 ± 0.1
	c_1	1.00 ± 0.5	1.2 ± 0.8
	c_2	0.1 ± 0.6	0.0 ± 1.1

Tabla 3.8: Tabla de los coeficientes obtenidos con el S₃₈ sin corregir por el clima, comparados con el trabajo anterior

3.2.4. Datos presentados en la ICRC 2019 usando la energía reconstruida en este trabajo

Se realizó la corrección del valor de S₃₈ con los parámetros del clima presentados en la Tabla 3.8 sobre el conjunto de datos de la ICRC 2019. Con este valor corregido se calculó la energía corregida mediante la Ec. 2.1. Para una energía mayor de 2 EeV, se espera que los efectos del clima sean despreciables tras la corrección, porque se acerca a la eficiencia máxima de los detectores de superficie.

En la Fig. 3.13 se comparan las tasas de eventos por hora del día para el conjunto de datos de la ICRC 2019 y para la corrección de energía realizada en este trabajo. En la figura superior se muestra la tasa de eventos por hora del día del conjunto de datos de la sección 3.2.2, comparada con la tasa de eventos para la energía corregida por este trabajo, presentada en la figura inferior. En ambos casos, la tasa tras la corrección queda plana, siendo despreciable el error sistemático de la modulación del clima.

Cabe aclarar que para la corrección de la energía para este trabajo, no se consideraron las posibles modulaciones de los valores del CIC o del posible cambio en los coeficientes de la Ec. 2.1, debido a que estos coeficientes son calibrados con eventos híbridos, la señal corregida puede variar estos coeficientes.

3.3. Eventos asociados a Todos los Disparos en el rango 2014-2020

En este trabajo se busca comparar los parámetros obtenidos con los eventos de Todos los Disparos con los parámetros de la reconstrucción oficial. Para esto se realizó

un análisis de la señal S_{38} sin la corrección del clima, siguiendo un proceso similar a la sección 3.2.3.

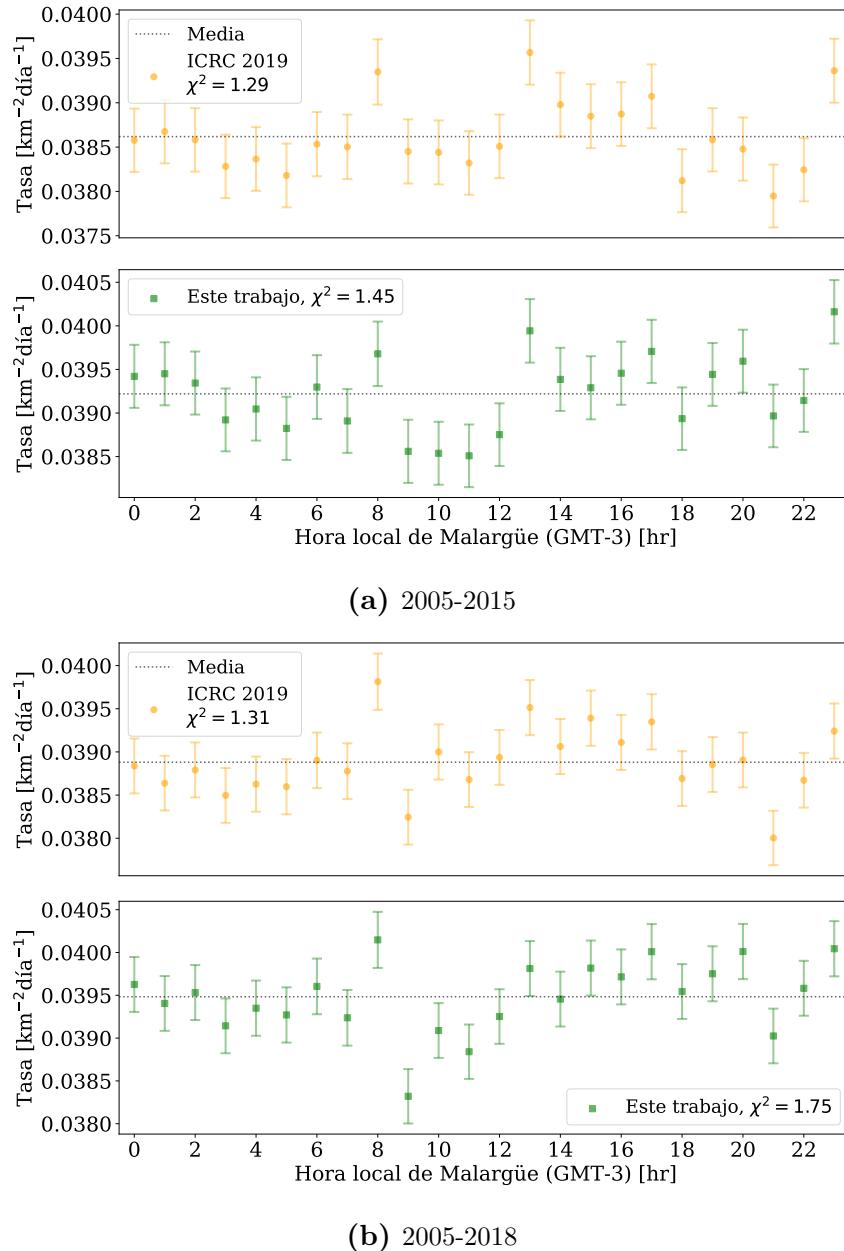


Figura 3.13: Tasa de eventos por día para eventos de energía mayor a 2 EeV para los datos de ICRC 2019 y la tasa de eventos obtenida con la reconstrucción de energía en este trabajo comparados en los períodos estudiados

3.3.1. Distribución de los eventos en función de $\sin^2 \theta$

La separación de los eventos en rango de $\sin^2 \theta$ para los datos del Disparo Estándar se realizó debido a que distribuye los eventos con energía por encima de 3 EeV de forma uniforme en cada rango. En la Fig 3.14 se muestran las distribuciones que tiene los eventos del Disparo Estándar en distintos rangos de tiempo y los eventos de Todos

los Disparos por encima de 3 EeV y 1 EeV respectivamente. Se toman estos límites porque los disparos alcanzan eficiencia completa a partir de estos valores de energía. Se observa que para el Disparo Estándar los eventos varian $\sim 2.5\%$ con respecto a la media para los dos rangos de tiempo, en cambio los eventos por encima de 1 EeV para Todos los Disparos tienen una variación de $\sim 10\%$ con respecto a media.

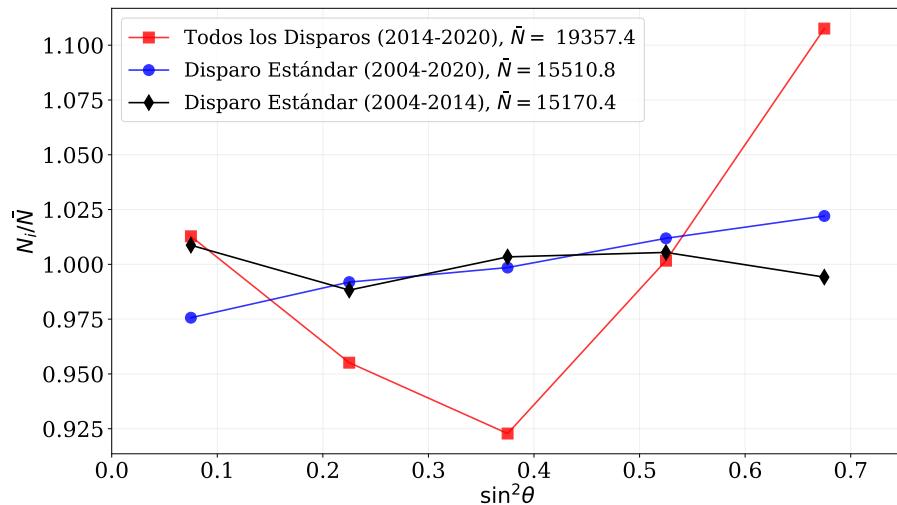


Figura 3.14: Variación de eventos en cada rango de $\sin^2 \theta$ respecto a la media para el Disparo Estándar y Todos los Disparos.

3.3.2. Tasa de eventos de Todos los Disparos por encima de 1 EeV

En los eventos de este conjunto de datos, la modulación del clima está corregida con los parámetros obtenidos sobre el Disparo Estándar. Las tasas de eventos diario mostrados en la Fig. 3.15, por encima de 1 EeV y 2 EeV respectivamente, no muestran modulaciones importantes. En el caso de la tasa por encima de 1 EeV, se observa un remanente de modulación anual similar a los datos del ICRC 2019.

3.3.3. Parámetros del clima para Todos los Disparos usando S_{38}

En esta sección, se trabajó con el conjunto de datos registrados por el arreglo principal con Todos los Disparos. La señal de $S(1000)$ de estos eventos fue corregida en la reconstrucción oficial de eventos por la modulación del clima por los parámetros obtenidos en [19], por este motivo se trabajó con un corte en la señal de S_{38} sin corregir por el clima. Las características de eventos obtenidos con el corte en la señal y otros filtros mencionados se resumen en la Tabla 3.9.

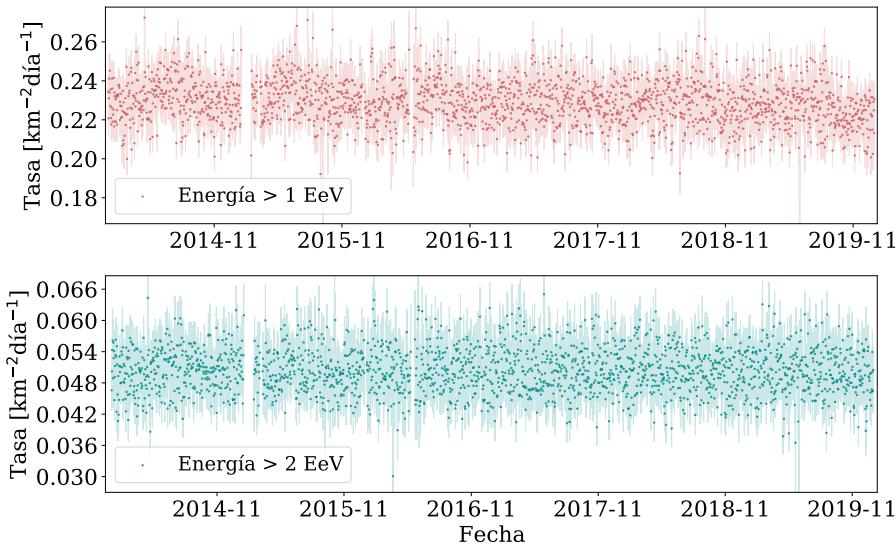


Figura 3.15: Tasa de eventos promedio por cada día desde inicios del 2005 hasta inicios del 2020 de Todos los Disparos. Se muestran las tasas para dos cortes en energía, mayor a 1 EeV y mayor a 2 EeV

Todos los Disparos	
Inicio:	01/01/2014
Final:	01/01/2020
Número de eventos:	1 263 015
Energía media:	1.76 EeV
Corte en S_{38} :	>5.37 VEM
Corte en ángulo cenital:	$\theta < 60^\circ$

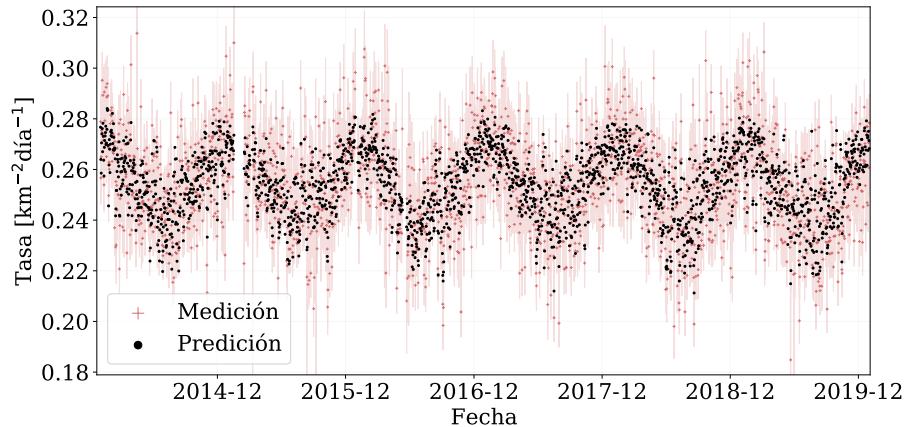
Tabla 3.9: Características del conjunto de datos de Todos los Disparos.

Se realiza un ajuste de la tasa de eventos de Todos los Disparos y de esta manera se obtienen los coeficientes promediados por ángulo cenital. Los parámetros obtenidos se presentan y se comparan con los obtenidos sobre eventos del Disparo Estándar [19] en la Tabla 3.10. Los errores presentados son los errores obtenidos por el ajuste.

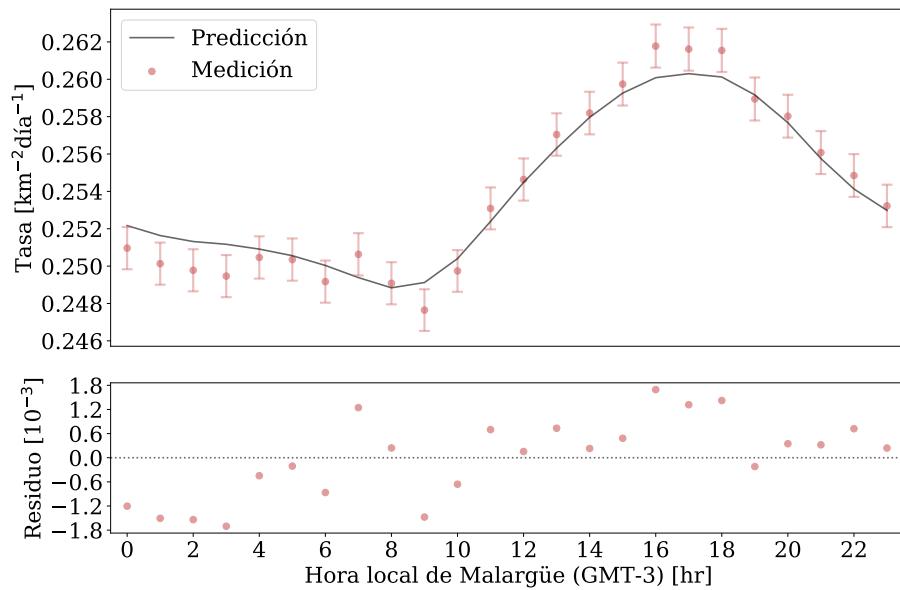
Parámetro	Todos los Disparos (2014-2020)	2005-2015 [19]
a_P [hPa $^{-1}$]	$(-4.8 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	$(-3.2 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
a_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	-1.54 ± 0.04	-1.72 ± 0.04
b_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	-0.55 ± 0.04	-0.53 ± 0.04
χ^2_ν	1.016	1.013

Tabla 3.10: Ajustes obtenidos considerando todos los eventos con $\theta < 60^\circ$ y energía mayor a 1 EeV del conjunto de Todos los Disparos, comparados con los parámetros utilizados por la Colaboración [19].

La tasa de eventos media por día medida y la tasa predicha según los parámetros del clima obtenidos se observan en la Fig.3.16a. En la misma, la modulación anual y diaria del clima sobre los eventos es apreciable, a diferencia de las tasas de la Fig. 3.15 donde la energía de estos eventos están corregidos.



(a) Tasa eventos por día



(b) Tasa de eventos promediada por hora del día

Figura 3.16: Tasa de eventos por días comparadas con el ajuste entre los años 2014 hasta 2020. Estos eventos se registraron con Todos los Disparos y tienen un valor de S_{38} mayor a 5.37 VEM. En las tasas se observan la modulación anual y diaria del clima. La predicción es obtenida por los parámetros calculados en este trabajo.

Para poder verificar que los parámetros del clima en función de $\sin^2 \theta$ obtenidos sobre el Disparo Estándar son válidos para Todos los Disparos, se calculó estos parámetros de este conjunto y se compararon con los utilizados por la Colaboración en la reconstrucción oficial. Estos resultados se observan en la Fig. 3.17 y los ajustes de la Ec. 3.9 se presentan en la Tabla 3.11.

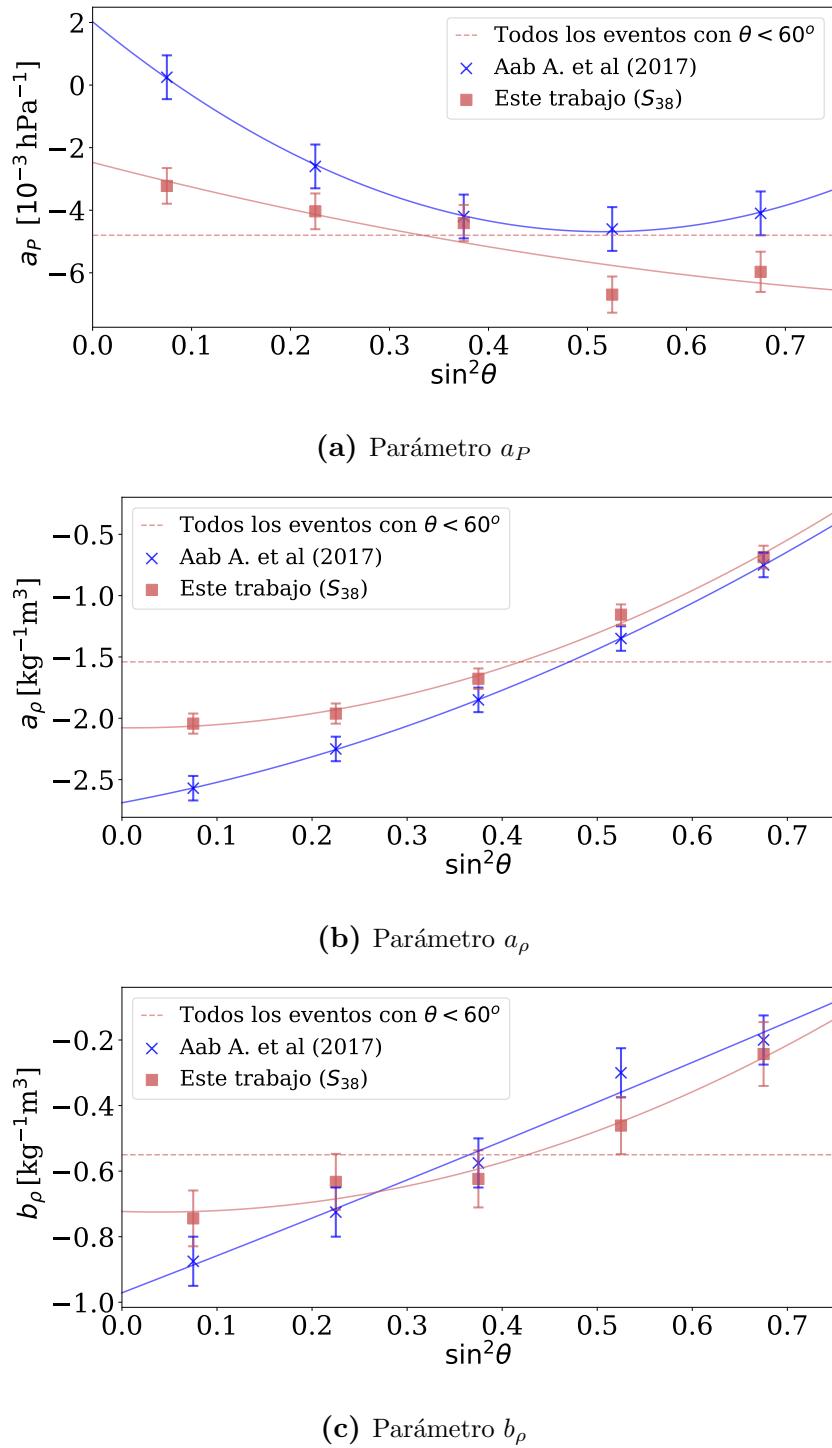


Figura 3.17: Parámetros de la modulación del clima considerando los datos de Todos los Disparos, obtenido en el rango 2014-2020 . Los mismos se comparan con los coeficientes utilizados por la Colaboración [19].

Cabe notar que los valores obtenidos de los parámetros del clima siguen el mismo comportamiento que los parámetros de referencia, aunque no son compatibles entre sí. Esto puede deberse a que Todos los Disparos recabó eventos solamente dentro de los últimos 4 años, mientras que el Disparo Estándar tiene datos de más años.

Parámetros	Coeficiente	Todos los Disparos (2014-2020)	[19]
a_P [hPa $^{-1}$]	c_0	$(2.5 \pm 1.2) \times 10^{-3}$	$(2.1 \pm 0.9) \times 10^{-3}$
	c_1	$(-8 \pm 8) \times 10^{-3}$	$(-26.0 \pm 0.6) \times 10^{-3}$
	c_2	$(0.0 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	$(26.0 \pm 0.7) \times 10^{-3}$
a_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	c_0	-2.07 ± 0.09	-2.7 ± 0.1
	c_1	-0.0 ± 0.5	1.5 ± 0.8
	c_2	3.3 ± 0.8	2.2 ± 1.0
b_ρ [kg $^{-1}$ m 3]	c_0	-0.72 ± 0.07	-1.0 ± 0.1
	c_1	-0.0 ± 0.4	1.2 ± 0.8
	c_2	1.1 ± 0.6	0.0 ± 1.1

Tabla 3.11: Tabla de los coeficientes obtenidos para Todos los Disparos, comparados con los parámetros de la reconstrucción de los eventos del Observatorio.

3.3.4. Usando la energía reconstruida en este trabajo

Se realizó la corrección del valor de S_{38} con los parámetros del clima presentados en la Tabla. 3.11 sobre los eventos de Todos lo Disparos, similar al análisis presentado en la sección 3.2.4. Con este valor corregido se calculó la energía corregida mediante la Ec. 2.1. Para una energía mayor de 2 EeV, se espera que los efectos del clima sean despreciables tras la corrección, porque se acerca a la eficiencia máxima de los detectores de superficie.

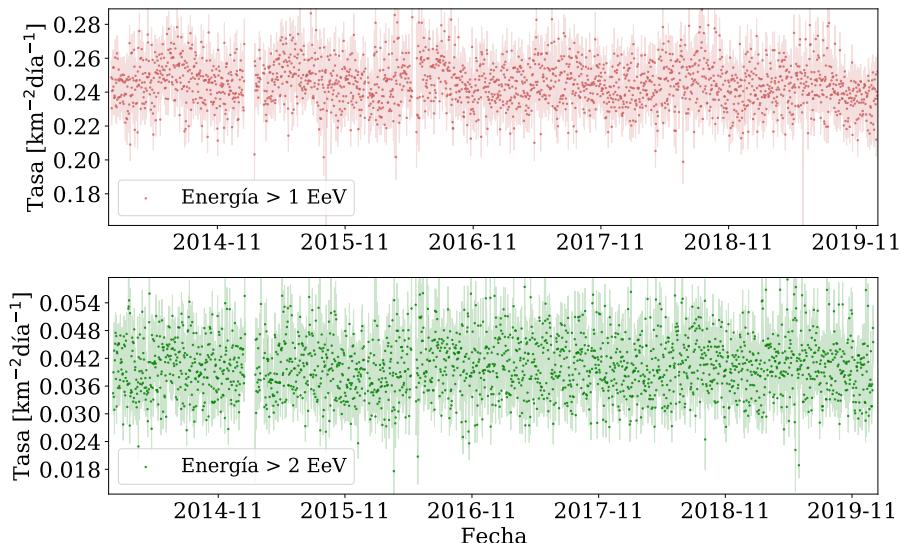


Figura 3.18: Tasa de eventos promedio por cada día desde inicios del 2005 hasta inicios del 2020 de Todos los Disparos con la energía obtenida en este trabajo. Se muestran las tasas para dos cortes en energía, mayor a 1 EeV y mayor a 2 EeV

En la Fig. 3.18 se comparan las tasas de eventos por día para Todos los Disparos.

En la figura superior se muestra la tasa de eventos por encima de 1 EeV, donde la modulación anual tiene una amplitud mayor que la observada en la Fig.3.15. Por lo que podemos afirmar que la corrección del clima realizada por el Observatorio, es mejor que el corrección con los parámetros obtenidos sobre eventos de Todos los Disparos

Capítulo 4

Método Rayleigh

El estudio de la distribución de las direcciones de arriba de los eventos es una herramienta importante para obtener información sobre el origen de los RCs. Las irregularidades sobre el flujo casi isótropo de los RCs en un rango de energía, conocidas como anisotropías, pueden deberse a zonas del espacio donde se producen más RCs que en otras. El análisis de anisotropías a grandes escalas angulares se realiza sobre las variaciones de la distribución de eventos en ascensión recta α , ya que el arreglo principal tiene una exposición direccional en función de esta coordenada casi constante [24].

4.1. Frecuencias de referencia

Estas anisotropías son variaciones pequeñas del flujo medido por lo que eliminar todo factor espurio en el análisis es importante. Para obtener la amplitud de la misma en ascensión recta, se estudian modulaciones en la frecuencia sidérea ($f_{sid} = 366.25$ ciclos/año) [9]. Los errores sistemáticos debido a la modulación de eventos por el clima u otros errores propios de la adquisición de datos, aparecen principalmente en la frecuencia solar ($f_d = 365.25$ ciclos/año), por lo que se debe tener en consideración el análisis de esta frecuencia. La frecuencia anti-sidérea ($f_a = 364.25$ ciclos/año) es una frecuencia que suele utilizarse para chequear la presencia de efectos sistemáticos en la amplitud de la anisotropía en la frecuencia sidérea [25]. La mezcla entre modulaciones diarias y anuales induce bandas laterales ubicadas a ± 1 ciclo/año con respecto a la solar [9]. Por estos motivos se toman estas frecuencias como referencia.

4.2. Variaciones relativas de los hexágonos

Para corregir las variaciones de la exposición del observatorio, podemos definir un peso w_i por cada evento i , que corrige la variación $\Delta N_{cell}(\alpha^0)$ en función de la

ascensión recta del cenit del observatorio α^0 durante el rango de tiempo estudiado. Estas variaciones pueden deberse al crecimiento del arreglo a través de los años, por caídas en la comunicación del observatorio con los SDs u otros motivos.

El factor $\Delta N_{cell}(\alpha^0)$ tiene en cuenta que la exposición direccional del observatorio no es uniforme en tiempo sidéreo. Se obtiene sumando el número de celdas durante el periodo de medición, en cada segmento de α^0 y luego se normaliza con el valor medio de los segmentos.

4.2.1. Cálculo de las variaciones relativas de los hexágonos

Para calcular estos pesos w_i , se sigue el algoritmo presentado a continuación:

1. Se establecen una frecuencia f y un rango de tiempo a estudiar. Por ejemplo, se desea estudiar la frecuencia solar entre el 1 de Enero del 2014 a las 12:00:00 GMT y el 1 de Enero del 2020 a las 12:00:00 GMT.
2. Cada dato del registro de hexágonos, tomado en un momento t durante el rango seleccionado, se clasifica según la cantidad de horas desde un momento de referencia t_0 . Esta referencia t_0 se tomará como el 1 de Enero del 2005 a las 00:00:00 GMT, o 21 hs del 31 de Diciembre del 2004, según la hora local de Malargüe.
3. Podemos asociar una coordenada angular h a t y f utilizando la siguiente expresión:

$$h = (t - t_0) \times \frac{360^\circ}{24\text{hs}} \times \frac{f}{f_{Solar}} + h_0 \quad (4.1)$$

El factor f/f_{Solar} sirve para hacer un cambio de escala temporal entre los periodos de distintas frecuencias. Se usa como referencia la f_{Solar} dado que las horas (solares) se basan en esta frecuencia, y el valor de $h_0 = 31.4971^\circ$ representa la ascensión recta del cenit del observatorio en el momento utilizado como referencia.

4. Para simplificar el cálculo del peso de los hexágonos, se divide los 360° de la ascensión recta en L segmentos de $360/L^\circ$ cada uno. Para clasificar un dato se toma el valor h y se calcula

$$h' = h \bmod 360 \quad (4.2)$$

donde la función \bmod representa la función módulo que devuelve un número real positivo. Con el valor de h' del dato, se asigna el mismo al segmento k que le corresponde, mediante la siguiente expresión

$$k = \left\lceil \frac{h'}{360} \times L \right\rceil \quad (4.3)$$

donde $\lceil a \rceil$ representa la función techo¹. Por ejemplo, si optamos por $L = 24$ y un dato en particular resulta con $h = 395^\circ$, esto implica que $h' = 35^\circ$ y que $k = \lceil 2.333 \rceil = 3$, por lo tanto, este registro corresponde al segmento en la 3^a posición.

5. Una vez clasificados todos los datos del registro de hexágonos, se calcula la suma $N_{hex,j}$ de los datos que cayeron un segmento j dado. Para definir la variación relativa de hexágonos $\Delta N_{cell,k}$ de un segmento k en particular, necesitamos la media de hexágonos por segmento $\langle N \rangle$ para normalizar las variaciones.

$$\langle N \rangle = \sum_{i=1}^L \frac{N_{cell,i}}{L} \quad \Delta N_{cell,k} = \frac{N_{cell,k}}{\langle N \rangle} \quad (4.4)$$

En la Fig.4.1 se muestran las variaciones relativas de los hexágonos en función de la ascensión recta del cenit del observatorio para las frecuencias mencionadas. Este análisis fue realizado en el marco del trabajo [26] con eventos del periodo 2004-2017.

En la Fig.4.2 se observan los valores obtenidos de $\Delta N_{cell,k}$ con el código escrito para este trabajo, en función de la ascensión recta del cenit para $L = 288$ segmentos. Se analizó el conjunto de datos utilizado para obtener los resultados la Fig.4.1, con el fin de validar dicho código. Los datos se analizaron desde el 1 de Enero del 2004 a las 00:00:00 GMT hasta el 1 de Enero del 2017 a las 00:00:00 GMT. Se observa que los resultados obtenidos son compatibles con la Fig.4.1

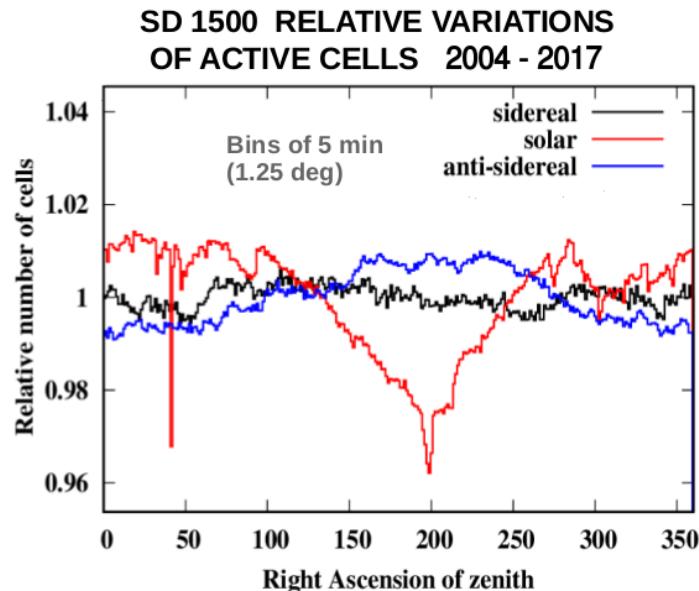


Figura 4.1: Valores de $\Delta N_{cell,k}$ en el rango 2004-2017 para distintas frecuencias obtenidas en el trabajo A. Aab et al. (2018) [26].

¹La función techo da como resultado el número entero más próximo por exceso

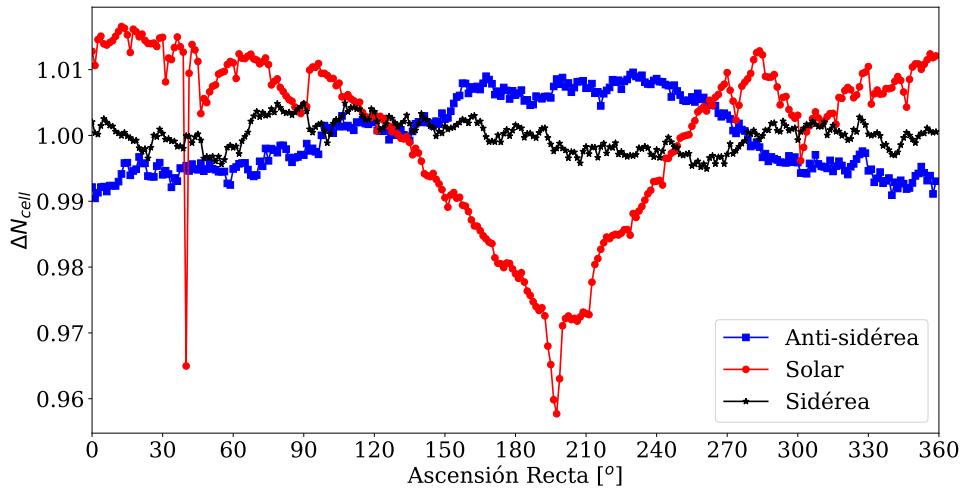


Figura 4.2: Valores de $\Delta N_{cell,k}$ en el rango 2004-2017 para distintas frecuencias utilizando el código escrito en este trabajo.

Para una representación fiel entre los registros de los hexágonos y los pesos de los eventos, se optó por clasificar los datos de los hexágonos en 288 segmentos, donde cada segmento tiene un ancho de 1.25° . Esto es conveniente ya que la actualización del registro de hexágonos se realiza una vez cada 5 min como se menciona en la sección 2.5.1. Esta tasa de actualización es equivalente a decir que la adquisición se realiza cada vez que el cenit del observatorio barre 1.25° en ascensión recta sobre la esfera celeste.

4.3. Descripción del método Rayleigh

Un procedimiento para estudiar anisotropías en las direcciones de arribos de los RCs es realizar un análisis de Fourier en ascensión recta α . La distribución en ascensión recta α del flujo de RCs $I(\alpha)$ que llega al arreglo principal puede caracterizarse por las amplitudes r_k y fases ϕ_k de su expansión en serie de Fourier al k -ésimo orden.

$$I(\alpha) = I_0 \left(1 + \sum_{k=1}^{\infty} r_k \cos [k(\alpha - \phi_k)] \right) \quad (4.5)$$

$$= I_0 \left(1 + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos k\alpha + b_k \sin k\alpha \right) \quad (4.6)$$

donde $a_k = r_k \cos k\phi_k$ y $b_k = r_k \sin k\phi_k$, y I_0 es el flujo medio. La distribución $I(\alpha)$ puede obtenerse a partir de la distribución de direcciones de arribo de los eventos observados. En este trabajo, suponiendo que existieron N eventos en el rango analizado, se considera que los mismos tienen una distribución en ascensión recta del tipo $dN/d\alpha = \sum_{i=1}^N \delta(\alpha - \alpha_i)$ [9].

4.3.1. Caso dipolar

Para el caso de una modulación dipolar, el análisis de Rayleigh se realiza con el primer armónico, es decir $k = 1$. Por lo que la Ec.4.6 se simplifica y queda de la siguiente forma:

$$I(\alpha) = \frac{N}{2\pi} \left(1 + r_1 \cos(\alpha - \phi) \right) = \frac{N}{2\pi} \left(1 + a \cos \alpha + b \sin \alpha \right) \quad (4.7)$$

donde a , b , r_1 y ϕ son las amplitudes y fase asociados al análisis del primer armónico, y el flujo medio $I_0 = N/2\pi$ [9].

4.3.2. Análisis para frecuencias arbitrarias

Como se mencionó anteriormente, los análisis en ascensión recta están asociados a la frecuencia sidérea. Para realizar el análisis de los eventos en cualquier frecuencia arbitraria, es necesario modificar α por $\tilde{\alpha}$. Esta nueva variable tiene la forma como se utiliza en el trabajo [9]:

$$\tilde{\alpha} = 2\pi f_x t_i + \alpha_i - \alpha_i^0(t_i) \quad (4.8)$$

donde f_x es la frecuencia arbitraria a estudiar, t_i es el momento en que ocurrió el evento y $\alpha_i^0(t_i)$ es la ascensión recta del cenit del observatorio en el momento del evento. Si la frecuencia a analizar es la sidérea, el análisis con α y $\tilde{\alpha}$ arrojan los mismos parámetros r_k y ϕ_k .

4.3.3. Cálculo de Rayleigh en ascensión recta para una frecuencia dada

Clasificando a los eventos mencionados en la sección 6.1 según el valor de la ascensión recta y considerando que todos los eventos tienen un peso uniforme de $w_i = 1$, se dice que los eventos fueron analizados *sin pesos*, donde no consideramos la corrección de la exposición. En caso contrario, se habla de análisis *con pesos* de los hexágonos y estos pesos se calculan como se menciona en la sección anterior.

Para realizar el análisis de frecuencias de los eventos, en el k -ésimo orden en la expansión de Fourier, se siguen los siguientes pasos.

1. Fijando un rango de tiempo y un rango de energía en el cual se desea estudiar la anisotropía, se establece una frecuencia en particular f a analizar. Siguiendo el ejemplo de la sección anterior, se analiza la frecuencia solar entre el 1 de Enero del 2014 a las 12:00:00 GMT y 2019 hasta el 1 de Enero del 2020 a las 12:00:00 GMT.

2. Con los eventos ya filtrados según el criterio de la sección 2.5, asigno cada evento i un valor h_i , definida en la Ec.4.1
3. En caso de considerar los pesos de los hexágonos, para asignar el peso correspondiente al evento, se asocia a un segmento k , calculado en la sección 4.2, mediante el valor de h'_i definido en la Ec. 4.2. Luego, el peso asignado w_i al evento i es: $w_i = (\Delta N_{cell,k})^{-1}$, caso contrario, se toman que todos los eventos tienen $w_i = 1$.
4. Para el análisis en frecuencias, a partir del valor de h_i se asigna el ángulo $\tilde{\alpha}_i$ definida en la Ec.4.8. La implementación en el código es de la siguiente manera:

$$\tilde{\alpha}_i = 2\pi \frac{h_i}{360^\circ} + \alpha_i - \alpha_i^0 \quad (4.9)$$

donde α_i representa la ascensión recta del evento y α_i^0 la ascensión recta en el cenit del observatorio en el momento del evento. Cabe resaltar que la información de la frecuencia que se está estudiando se encuentra en el valor de h . Si la frecuencia a estudiar fuera la sidérea, el término $2\pi \frac{h}{360^\circ}$ seguiría el cenit del observatorio, por lo que este término sería equivalente a α_i^0 , por lo tanto en esta frecuencia $\tilde{\alpha}_i = \alpha_i$ como es de esperarse.

5. Para calcular los coeficientes de Fourier del k-ésimo armónico a_k y b_k , se siguen los siguiente pasos:

- a) Por cada evento i se calculan los siguientes valores:

$$a'_{ik} = w_i \cos k\tilde{\alpha}_i \quad b'_{ik} = w_i \sin k\tilde{\alpha}_i \quad (4.10)$$

- b) Una vez que se obtuvieron los valores de a'_{ik} y b'_{ik} para todos los eventos en el rango de tiempo estudiado, se calculan los coeficientes definidos en el trabajo [27] mediante:

$$\mathcal{N} = \sum_i^{Eventos} w_i \quad a_k = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_i^{Eventos} a'_{ik} \quad b_k = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_i^{Eventos} b'_{ik} \quad (4.11)$$

6. Con los coeficientes es posible calcular la amplitud de la frecuencia estudiada r_k y la fase ϕ_k . Otros parámetros calculados para el análisis son la probabilidad $P(\tilde{r})$ y r_{99} .

$$r_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \quad \phi_k = \frac{1}{k} \arctan \frac{a_k}{b_k} \quad (4.12)$$

$$P(r_k) = \exp\left(-\mathcal{N} \frac{r_k^2}{4}\right) \quad r_{99} = \sqrt{\frac{-4 \log(0.01)}{\mathcal{N}}} \quad (4.13)$$

Cabe resaltar que el r_{99} depende solamente de los pesos de los eventos que se está estudiando. Este es el valor de amplitud para el cual es la probabilidad de tener una amplitud mayor como una fluctuación de una distribución isotrópica sea del 1 %

Una forma de validar el código para el análisis de anisotropía es comparar los resultados del código con los obtenidos en otros trabajos [9]. En la Fig.4.3 se muestra el análisis hecho sobre el mismo conjunto de eventos. Estos eventos fueron adquiridos con el disparo estándar desde el 1 de Enero del 2004 a las 00:00:00 GMT hasta el 1 de Enero del 2017 a las 00:00:00 GMT. Se consideraron los eventos por encima de 8 EeV que además cumplan las condiciones dadas en la sección 2.5. En esta figura que los resultados obtenidos en [9] y con el código utilizado por este trabajo son indistinguibles.

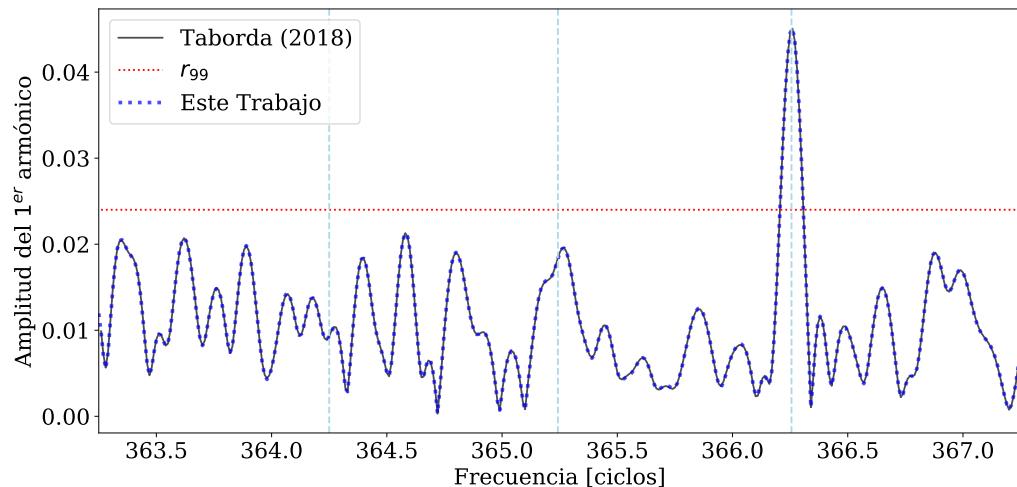


Figura 4.3: Comparación entre los análisis de anisotropía hechos para el mismo conjunto de datos. Se comparan los resultados de este trabajo con los resultados de Taborda (2018) [9].

Capítulo 5

Método East-West

El método de Rayleigh se basa en ajustar el flujo de CRs en función de la ascensión recta α mediante una función armónica. El mismo permite calcular la amplitud y fase de la anisotropía para distintos armónicos, además de la probabilidad de detectar la misma señal debido a fluctuaciones de una distribución isótropa de RCs. La dificultad de utilizar el método Rayleigh recae en su sensibilidad a efectos sistemáticos: efectos del clima, variaciones en el área del Observatorio, y la sensibilidad de los instrumentos deben tenerse en cuenta. Los efectos mencionados deben ser corregidos de la señal medida de los eventos, ya que los mismos inducen modulaciones espurias en el análisis.

El método East - West consiste en el ajuste de una función armónica a la diferencia entre los flujos de eventos provenientes del Este y del Oeste. Si se consideran que las modulaciones espurias producidas por los efectos atmosféricos y sistemáticos son las mismas en ambas direcciones, la diferencia de flujos remueve estos efectos sin realizar correcciones adicionales. Una desventaja de este método es que su sensibilidad es menor que la del método de Rayleigh [9].

5.1. Descripción formal del método East-West

5.1.1. Flujo de eventos del Este y Oeste

El flujo de eventos observado $I_{\phi_1, \phi_2}^{obs}(\alpha^0)$ entre los ángulos azimutales ϕ_1 y ϕ_2 cuando el cenit se encuentra en la posición α^0 en el cielo, puede calcularse de la siguiente manera:

$$I_{\phi_1, \phi_2}^{obs}(\alpha^0) = \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \tilde{\omega}(\theta, \alpha^0) \Phi(\theta, \phi, \alpha^0), \quad (5.1)$$

donde el término $\tilde{\omega}(\theta, \alpha^0)$ representa la exposición del Observatorio y $\Phi(\theta, \phi, \alpha^0)$ es el flujo total de RCs expresado en coordenadas locales. El término $\tilde{\omega}(\theta, \alpha^0)$ también incluye los efectos sistemáticos, como la variación de los hexágonos del arreglo mediante su dependencia con α^0 . Para calcular los flujos de eventos del Este y Oeste, I_E^{obs} y

I_O^{obs} respectivamente, se integra la Ec.5.1 en los siguientes rangos: para el Este entre $\phi_1 = -\pi/2$ y $\phi_2 = \pi/2$ y para el Oeste entre $\phi_1 = \pi/2$ y $\phi_2 = 3\pi/2$.

5.1.2. Aproximaciones del método

Se considera que la exposición $\tilde{\omega}$ no depende de ϕ y que pueden desacoplarse de las variaciones en θ y α^0 . Por lo tanto, podemos expresar $\tilde{\omega}$ de la siguiente manera:

$$\tilde{\omega}(\theta, \alpha^0) = \omega(\theta)F(\alpha^0) \quad (5.2)$$

A su vez, consideremos que las amplitudes de las variaciones temporales asociadas a $\tilde{\omega}$ son pequeñas con respecto al valor medio, por lo que se puede tomar la expansión en primer orden de la función $F(\alpha^0)$:

$$\tilde{\omega}(\theta, \alpha^0) = \omega(\theta)(1 + \eta(\alpha^0)) \quad (5.3)$$

5.1.3. Cálculo de la diferencia de flujos

Teniendo en cuenta las expansiones hasta el primer orden de $\tilde{\omega}$ en la Ec.5.3 y del flujo de RCs Φ en la Ec. 1.3, se tiene la siguiente expresión:

$$I_{\phi_1, \phi_2}^{obs}(\alpha^0) = \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \omega(\theta)(1 + \eta(\alpha^0)) \Phi_0(1 + \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}}) \quad (5.4)$$

donde la segunda parte de la igualdad puede simplificarse con una definición apropiada¹. Dado que la integral sobre ϕ tiene el mismo valor para el Este y Oeste, se obtiene que la expresión asociada a orden cero de Φ puede escribirse de la siguiente forma

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \omega(\theta)(1 + \eta(\alpha^0)) \Phi_0 = \Phi_0(1 + \eta(\alpha^0))\pi \bar{1}.$$

Trabajando con la expresión asociada al primer orden de Φ , si consideramos la expresión 1.8 del producto escalar $\mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}}$ en coordenadas locales, e integramos el ángulo ϕ entre $[-\pi/2, \pi/2]$ o $[\pi/2, 3\pi/2]$, se obtiene que:

$$\int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \omega(\theta)(1 + \eta(\alpha^0)) \Phi_0 \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}} = \quad (5.5)$$

$$= \Phi_0(1 + \eta(\alpha^0)) \int_0^{\theta_{max}} d\theta (\pm 2d_x' \sin \theta + \pi d_z' \cos \theta) \quad (5.6)$$

¹Por simplicidad, definimos la siguiente expresión: $\overline{f(\theta)} = \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \omega(\theta)f(\theta)$, donde $\overline{f(\theta)}$ es la media de la función $f(\theta)$ sobre el ángulo cenital pesado por la exposición del Observatorio $\omega(\theta)$, hasta un ángulo máximo de θ_{max} . En este trabajo se centra en eventos hasta 2 EeV, por lo que $\theta_{max} = 60^\circ$ para los datos del Observatorio.

donde $+2$ corresponde al Este y -2 al Oeste. No hay una dependencia con la proyección del dipolo $d_{y'}$ porque en la integral aparece el término $\int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi d_{y'}(\alpha^0, \delta^0) \sin \theta \sin \phi$, que se anula al integrar sobre el Este y Oeste.

Usando la definición dada en la nota de pie 1 de la página anterior y la expresión 5.6, podemos reescribir la expresión 5.4 y los flujos para el Este y el Oeste como:

$$\begin{aligned} I_E^{obs} &= \Phi_0(1 + \eta(\alpha^0)) \left(\pi \bar{I} + 2d_{x'} \overline{\sin \theta} + \pi d_{z'}(\alpha^0) \overline{\cos \theta} \right) \\ I_O^{obs} &= \Phi_0(1 + \eta(\alpha^0)) \left(\pi \bar{I} - 2d_{x'} \overline{\sin \theta} + \pi d_{z'} \overline{\cos \theta} \right) \\ I_{Total}^{obs} &= I_E^{obs} + I_O^{obs} = \Phi_0(1 + \eta(\alpha^0)) \left(2\pi \bar{I} + 2\pi d_{z'} \overline{\cos \theta} \right) \end{aligned}$$

Ya que se busca calcular la diferencia entre los flujos provenientes del Este y del Oeste, I_E^{obs} y I_O^{obs} respectivamente, esta resta queda como:

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} = 4\Phi_0(1 + \eta(\alpha^0)) d_{x'}(\alpha^0) \overline{\sin \theta}$$

Para obtener las componentes del vector \mathbf{d} , tenemos que considerar que las proyecciones que están en el plano $x'-z'$ ya que no hay dependencia con la proyección $d_{y'}$. Para hacer esto, consideremos a los versores $\hat{\mathbf{u}}_{x'}$ y $\hat{\mathbf{u}}_{z'}$ que apuntan al cenit y al Este respectivamente. Podemos obtener las proyecciones con un producto escalar con los versores en las direcciones de interés:

$$d_{x'}(\alpha^0) \hat{x}' = (\mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}}_{x'}) \hat{\mathbf{u}}_{x'} \rightarrow d_{x'}(\alpha^0) = \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}}_{x'}, \quad (5.7)$$

donde estos versores en coordenadas ecuatoriales se escriben como: $\hat{\mathbf{u}}_{z'} = (\alpha^0, \delta^0)$ y $\hat{\mathbf{u}}_{x'} = (\alpha^0 + \frac{\pi}{2}, 0)$ ².

Usando la expresión 1.4 para el producto escalar en coordenadas ecuatoriales, se obtienen las componentes:

$$d_{z'} = \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}}_{z'} = d(\cos \delta_d \cos \delta^0 \cos(\alpha^0 - \alpha_d) + \sin \delta_d \sin \delta^0) \quad (5.8)$$

$$d_{x'} = \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}}_{x'} = d \cos \delta_d \cos\left(\alpha^0 + \frac{\pi}{2} - \alpha_d\right) = -d \cos \delta_d \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \quad (5.9)$$

Entonces la diferencia entre flujos queda como:

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} = -4d\Phi_0(1 + \eta(\alpha^0)) \cos \delta_d \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \overline{\sin \theta} \quad (5.10)$$

Esta diferencia se debe relacionar con la variación del flujo total verdadero $I(\alpha^0)$, es decir el flujo que se observaría si no existieran variaciones temporales en ascensión

²Se suma $\frac{\pi}{2}$ para apuntar al Este, cuando el versor recorre $\pi/2$ en ascensión recta, llega al plano del ecuador que tiene declinación 0.

recta en la exposición, que implicaría $\eta(\alpha^0) = 0$. Las ecuaciones relacionadas con el flujo total medido I_{Total}^{obs} son válidas para el caso de $\eta(\alpha^0) = 0$.

Considerando la Ec.5.9 para el caso de $I(\alpha^0)$ con $\eta(\alpha^0) = 0$, la variación del flujo verdadero en ascensión recta provee información sobre la componente $d_{z'}$ del dipolo.

$$\frac{dI(\alpha^0)}{d\alpha^0} = 2\pi\Phi_0 \overline{\cos\theta} \frac{d d_{z'}(\alpha^0)}{d\alpha^0} \quad (5.11)$$

$$\frac{dI(\alpha^0)}{d\alpha^0} = -2d\pi\Phi_0 \overline{\cos\theta} \cos\delta_d \cos\delta^0 \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \quad (5.12)$$

Para llegar a la expresión 5.10, hicimos la expansión hasta el primer orden de $\tilde{\omega}(\theta, \alpha^0)$ y de $\Phi(\alpha, \delta)$, por lo tanto, para ser consistentes en el orden de aproximación, se desprecia el término de segundo orden de la expresión 5.10 que es proporcional a $\eta \cdot d$ y la expresión 5.10 queda:

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -4d\Phi_0 \cos\delta_d \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \overline{\sin\theta} \quad (5.13)$$

Considerando las expresiones 5.12 y 5.13, se tiene una relación entre la diferencia de flujo del Este y del Oeste medido por el Observatorio y el flujo real de RCs ³

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx \frac{2}{\pi \cos\delta^0} \frac{\langle \sin\theta \rangle}{\langle \cos\theta \rangle} \frac{dI(\alpha^0)}{d\alpha^0} \quad (5.14)$$

5.2. Estimación de la componente ecuatorial del dipolo mediante el análisis del primer armónico

El objetivo del método East - West es estimar la modulación dipolar de $I(\alpha^0)$ a partir de la diferencia $I_E^{obs} - I_O^{obs}$ mediante un análisis similar al método de Rayleigh que se muestra en la Ec.4.7, salvo modificaciones para tener en cuenta la dirección de los eventos.

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} = \frac{N}{2\pi} r_{EW} \cos(\alpha^0 - \phi_{EW}) \quad (5.15)$$

donde a diferencia de la expresión original, la amplitud r_{EW} y fase ϕ_{EW} no son la amplitud y fase de la modulación en ascensión recta. Las mismas están asociadas a la modulación en la diferencia de flujos, a continuación se explica como se relacionan con r_1 y ϕ a partir del método East - West.

Esta relación puede obtenerse reescribiendo la expresión 5.14, teniendo en cuenta la proyección del dípolo físico sobre el ecuador $d_{\perp} = d \cos\delta^0$, la expresión 5.13 y que

³Se usa la expresión: $\langle f(\theta) \rangle = \frac{\int f(\theta)}{\int 1} = \frac{\int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin\theta \omega(\theta) f(\theta)}{\int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin\theta \omega(\theta)}$, que es equivalente a hacer la media de todos los datos medidos de $f(\theta)$.

$$N \simeq 4\pi^2 \Phi_0 \bar{I}^4:$$

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -4d_{\perp} \frac{N}{4\pi^2 \bar{I}} \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \overline{\sin \theta} \frac{1}{\bar{I}} \quad (5.16)$$

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -4d_{\perp} \frac{N}{4\pi^2} \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \langle \sin \theta \rangle \quad (5.17)$$

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -\frac{N}{2\pi} d_{\perp} \frac{2 \langle \sin \theta \rangle}{\pi} \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \quad (5.18)$$

Comparando las expresiones 5.15 y 5.18 y considerando la ecuación 1.5, se puede inferir que las relaciones entre la amplitud y fase obtenidas mediante EW y el dipolo físico son las siguientes:

$$d_{\perp} = \frac{\pi}{2 \langle \sin \theta \rangle} r_{EW} \quad (5.19)$$

$$\sigma_{x,y} = \frac{\pi}{2 \langle \sin \theta \rangle} \sqrt{\frac{2}{N}} \quad (5.22)$$

$$r_1 = \frac{\pi \langle \cos \delta \rangle}{2 \langle \sin \theta \rangle} r_{EW} \quad (5.20)$$

$$\sigma = \frac{\pi \langle \cos \delta \rangle}{2 \langle \sin \theta \rangle} \sqrt{\frac{2}{N}} \quad (5.23)$$

$$\alpha_d = \phi_{EW} + \frac{\pi}{2} \quad (5.21)$$

Como en el caso del análisis de Rayleigh, la probabilidad de obtener una amplitud mayor o igual a r_{EW} a partir de una distribución isótropa es una distribución acumulada de Rayleigh:

$$P(\geq r_{EW}) = \exp \left(-\frac{N}{4} r_{EW}^2 \right) \quad (5.24)$$

5.2.1. Cálculo de la amplitud del dipolo para los eventos de Todos los Disparos

1. Definimos el rango de tiempo a estudiar, para los resultados para Todos los Disparos se utilizaron los límites: 1 de Enero del 2014 hasta el 1 de Enero del 2020.
2. Se recorre cada evento que cumpla con las siguientes características:
 - Pertenezca el rango de energía a estudiar
 - Sea un evento 6T5 con ángulo cenital menor a 60°
 - Se haya registrado en el rango de tiempo seleccionado

En cada evento se calcula los siguientes valores:

$$a'_i = \cos(X_i - \beta) \quad b'_i = \sin(X_i - \beta) \quad (5.25)$$

⁴Porque es la integral con respecto a los dos ángulos, θ y ϕ

el valor de X_i depende la frecuencia a estudiar, la misma es igual a la ascensión recta del cenit α_i^0 al momento del evento si se estudia la frecuencia sidérea, en cambio para la frecuencia solar es igual al equivalente en grados de la hora local de Malargüe. El valor de β depende si el evento provino del Este donde $\beta = 180^\circ$ o $\beta = 0$ caso contrario.

3. Una vez corridos todos los eventos se calculan los parámetros:

$$\begin{aligned} a_{EW} &= \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N a'_i = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos(X_i - \beta_i) \\ b_{EW} &= \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N b'_i = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin(X_i - \beta_i) \end{aligned}$$

donde N indica la cantidad eventos considerados. La cantidad de eventos por rango de energía se muestran en la tabla 7.1.

Con esto puedo calcular la amplitud asociada al análisis r_{EW} y la fase ϕ_{EW} :

$$\begin{aligned} r_{EW} &= \sqrt{a_{EW}^2 + b_{EW}^2} \\ \phi_{EW} &= \tan^{-1}(b_{EW}/a_{EW}) \end{aligned}$$

Estos valores se traducen a los valores de amplitud r_1 , d_\perp y fase ϕ del dipolo físico mediante las expresiones 5.19, 5.20 y 5.21. Los valores $\langle \cos \delta \rangle$ y $\langle \sin \theta \rangle$ son los valores medios de estas variables en los eventos estudiados. En el caso de ϕ se espera que el mismo sea un estimador del valor de α_d .

4. Se calcula la amplitud límite r_{99} y la probabilidad $P(r_{EW})$ utilizando la expresión 5.24:

$$\begin{aligned} r_{99} &= \frac{\pi}{2} \frac{\langle \cos \delta \rangle}{\langle \sin \theta \rangle} \sqrt{\frac{4}{N} \ln(100)} \\ d_{\perp,99} &= \frac{r_{99}}{\langle \cos \delta \rangle} \end{aligned}$$

5. Se calculan los límites de confianza de las variables r, ϕ y d_\perp mediante los densidad de probabilidad de la amplitud y fase. Las mismas se describen en el capítulo B.

Por último, estos resultados se comparan con los valores obtenidos con el método EW en el trabajo [28] en frecuencia sidérea, aplicado al conjunto de eventos del Disparo Estándar registrados entre el 1 de Enero del 2004 y el 1 de Agosto del 2018.

5.2.2. Cálculo para frecuencias arbitrarias

Cambiamos la variable de la ascensión recta del cenit α^0 por

$$\tilde{\alpha} = 2\pi f_x t_i \quad (5.26)$$

donde f_x es la frecuencia arbitraria a estudiar y t_i es el momento donde ocurre el evento a estudiar. Luego se realizan el mismo procedimiento que lo anterior para calcular el valor de la amplitud r .

En la siguiente sección se verifica que se obtiene los mismo resultados con esta variable general que con el valor de α^0 para la frecuencia sidérea.

5.3. Verificación del código

5.3.1. Comparación con el trabajo de la Colaboración Pierre Auger

Se verificó el código escrito en este trabajo de la siguiente manera:

1. El conjunto de eventos del Disparo Estándar registrados entre el 1 de Enero del 2004 y el 1 de Agosto del 2018 fue analizado en el trabajo [28].
2. Utilizando el código y los datos de los eventos del paper [28], obtenidos de la página del *Publications Committee* de la colaboración Auger, se replicaron los datos del paper.
3. Luego utilizando el código escrito para este trabajo, se realizó el análisis de EW con los datos del trabajo [28].
4. Finalmente se verificó que los valores obtenidos en los item 2 y 3 sean el mismo con ambos códigos.

5.3.2. Comparando con la variable $\tilde{\alpha}$ con la ascensión recta del cenit

Para verificar que la variable de la Ec.5.26 es útil para estudiar otras frecuencias, en la Tabla 5.1 se comparan los resultados de la referencia para el rango 0.25 - 0.5 EeV, los obtenidos usando la ascensión recta del cenit y los valores obtenidos con la Ec.5.26 en el mismo rango de energía. Se observan que los valores son consistentes.

	[28]	α^0	$\alpha = 2\pi f_x t_i$
Frecuencia:	366.25	366.25	366.25
$d_{\perp} [\%]$:	0.60	0.60	0.60
$\sigma_{x,y} [\%]$	0.48	0.48	0.48
Probabilidad:	0.45	0.45	0.45
Fase [$^{\circ}$]:	225 ± 64	225 ± 64	225 ± 64
$r_{99} [\%]$:	1.5	1.5	1.5
$d_{\perp,99} [\%]$:	1.8	1.8	1.8

Tabla 5.1: Verificando la variable $\tilde{\alpha} = 2\pi ft$ para el análisis de frecuencias arbitrarias en el método East-West.

Capítulo 6

Resultados del método Rayleigh

6.1. Características del conjunto de datos

Además de los filtros aplicados mencionados en la sección 2.5, se aplican filtros adicionales sobre la energía y el rango de tiempo. Para estudiar los eventos en esta sección, consideramos los eventos entre 1 EeV y 2 EeV de energía y que ocurrieron entre el 1 de enero de 2014 y el 1 de enero de 2020 en el caso de los eventos de Todos los Disparos. Considerando los parámetros de clima de la sección 3.3, también se analizan la corrección del clima de la señal S_{38} con estos parámetros. Las características de los eventos de Todos los Disparos con la señal corregida por la Colaboración y por este trabajo se muestran en la Tabla 6.1.

	Todos los Disparos	
	Corrección Oficial	Este trabajo
Inicio:	01/01/2014	
Final:	01/01/2020	
Número de eventos:	1 081 844	1 069 456
Energía media:	1.31 EeV	1.31 EeV
Corte en energía:	[1 Eev - 2 Eev]	
Corte en ángulo cenital:	$\theta < 60^\circ$	

Tabla 6.1: Características de los eventos de Todos los Disparos utilizados para el estudio de la modulación en distintas frecuencias de esta sección.

6.2. Pesos de los eventos de Todos los Disparos para frecuencias de referencia

Para constatar que no existe ninguna anomalía en los pesos de los hexágonos, se realiza el cálculo de los mismos para tres frecuencias de referencia para el análisis

de anisotropías. En la Fig. 6.1 se muestran los valores de $\Delta N_{cell,k}(\alpha^0)$ en función de la ascension recta del cenit del observatorio, en el rango mencionado en la sección anterior 6.1, para frecuencias de referencia.

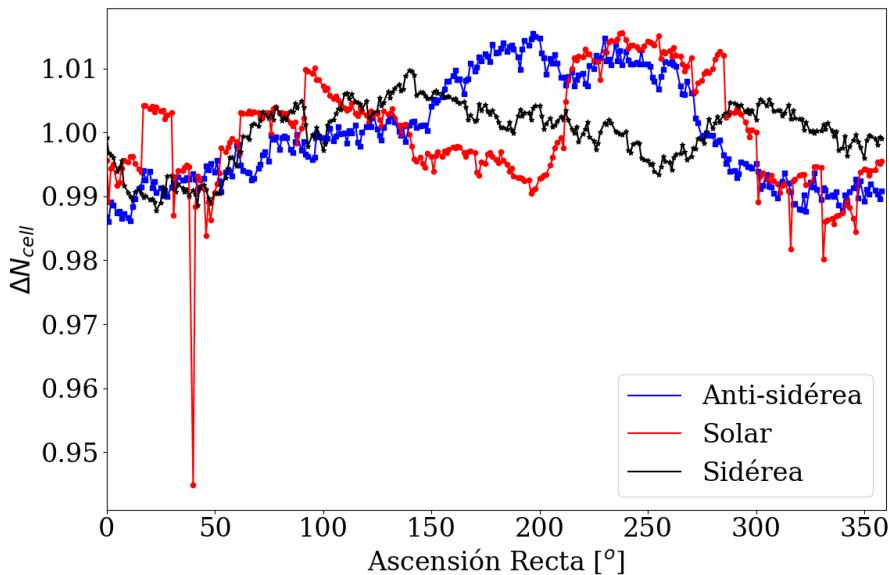


Figura 6.1: Variaciones de los hexágonos en función de la ascension recta del observatorio para frecuencias características en rango mencionado.

6.3. Análisis de la modulación en ascension recta para el primer armónico

En la Fig.6.2 se muestra el barrido de frecuencias para la amplitud del primer armónico de Fourier. Se marcan con líneas verticales las frecuencias de referencia mencionadas anteriormente. Se observa el barrido sin considerar las correcciones por las variaciones de los hexágonos con una línea discontinua. La amplitud en la frecuencia solar sin la corrección de los pesos es importante. Un ejemplo de errores sistemáticos puede ser que en épocas invernales el acceso a los tanques se dificulta y ponerlos en funcionamiento nuevamente tras una tormenta o para un cambio de baterías puede llevar más tiempo que durante verano.

Cuando se consideran los pesos, que se muestran con una línea azul en la Fig. 6.2, la amplitud de la frecuencia solar disminuye y pasa a estar por debajo del umbral de r_{99} , y aparecen dos amplitudes por encima de este umbral: un pico es la frecuencia sidérea, donde buscamos las anisotropías en ascension recta, y otro pico es cerca de la frecuencia anti-sidérea, que indica que existen componentes de errores sistemáticos sobre los datos que deben ser considerados.

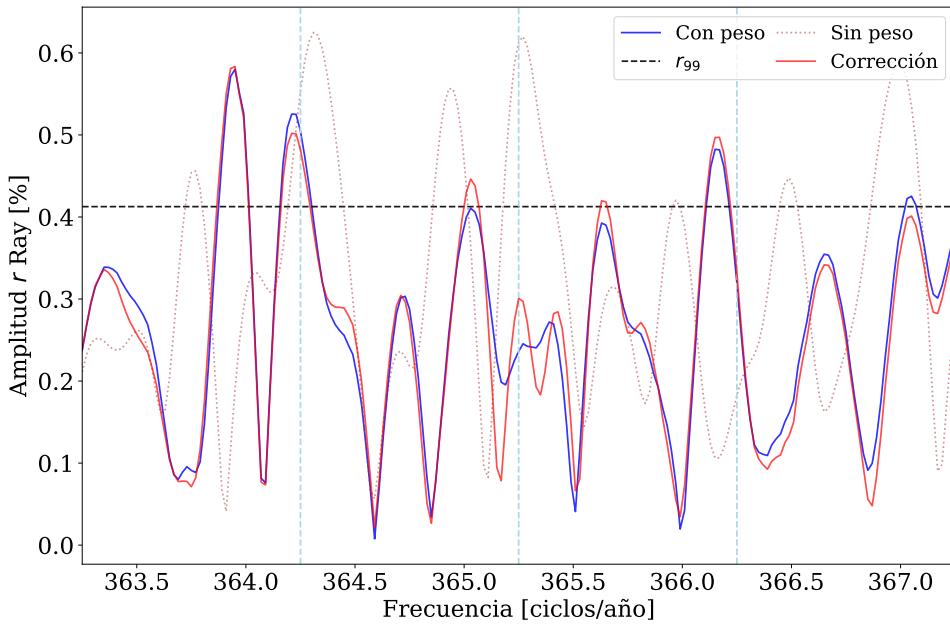


Figura 6.2: Anisotropía en función de la frecuencia para el rango de energía 1 EeV - 2 EeV. Se comparan los análisis sin los pesos y con los pesos de los hexágonos entre en 1 de Enero del 2014 y el 1 de Enero del 2020

	Sin pesos		
Frecuencia:	Anti-sidérea	Solar	Sidérea
Amplitud r [%]:	$0.55^{+0.15}_{-0.12}$	$0.61^{+0.15}_{-0.12}$	$0.18^{+0.15}_{-0.08}$
r_{99} [%]:	0.41	0.41	0.41
r_{UL} [%]:	0.88	0.95	0.53
σ :	0.14	0.14	0.14
Probabilidad:	0.0088	3.8×10^{-5}	0.40
Fase [°]:	197 ± 15	251 ± 2	289 ± 47

	Con pesos de los hexágonos		
Frecuencia:	Anti-sidérea	Solar	Sidérea
Amplitud r [%]:	$0.50^{+0.1}_{-0.12}$	$0.24^{+0.16}_{-0.09}$	$0.32^{+0.16}_{-0.10}$
r_{99} [%]:	0.41	0.41	0.41
r_{UL} [%]:	0.84	0.58	0.66
σ :	0.14	0.14	0.14
Probabilidad:	0.0010	0.22	0.063
Fase [°]:	85 ± 16	260 ± 5	357 ± 26

Tabla 6.2: Comparación de los parámetros de fase y amplitud para las frecuencias anti-sidérea, sidérea y solar obtenidos de Todos los Disparos. Se analizaron estos parámetros sin pesos y con los pesos de los hexágonos con el análisis de Rayleigh entre en 1 de Enero del 2014 y el 1 de Enero del 2020

Para disminuir las posibles modulaciones debidas a errores sistemáticos, se corrigió la modulación del clima de la señal de S_{38} de cada evento y se obtuvo la energía corregida con los parámetros de la sección 3.3. El barrido de frecuencias sobre estos eventos se muestra en la Fig. 6.2 con una línea roja continua. Se observa que disminuye ligeramente la amplitud en frecuencia anti-sidérea, pero aumenta en las frecuencias solar y sidérea.

En la Tabla 6.2 se resumen las amplitudes y fases obtenidas mediante el análisis a primer orden en Fourier en las frecuencias de referencia y en la Tabla 6.3 se reportan los valores de las mismas variables tras la corrección del clima utilizando los parámetros del capítulo anterior.

La presencia de una modulación significativa en la frecuencia anti-sidérea con las estimaciones de energía correspondientes a ambas correcciones de los efectos atmosféricos no permite confiar en que las modulaciones espurias han sido completamente controladas como para confiar en los resultados del análisis de Rayleigh en ninguno de los dos casos.

Frecuencia:	Corregido por este trabajo		
	Anti-sidérea	Solar	Sidérea
Amplitud r [%]:	$0.48^{+0.15}_{-0.11}$	$0.30^{+0.16}_{-0.10}$	$0.33^{+0.15}_{-0.11}$
r_{99} [%]:	0.42	0.42	0.42
r_{UL} [%]:	0.81	0.64	0.67
σ :	0.14	0.14	0.13
Probabilidad:	0.0020	0.089	0.052
Fase [°]:	85 ± 17	204 ± 5	354 ± 25

Tabla 6.3: Comparación de los parámetros de fase y amplitud para las frecuencias anti-sidérea, sidérea y solar obtenidos de la señal corregida de los Todos los Disparos mediante los parámetros obtenidos en la sección 3.3.

6.3.1. Análisis de segundo orden en Fourier

En la Fig. 6.3 se muestra la tasa de eventos normalizada con pesos y sin pesos para este rango de energía. Las líneas discontinuas representan los parámetros de la Tabla 6.2 para el primer armónico del análisis de Rayleigh de la frecuencia sidérea. Se observa que la modulación de los eventos con y sin pesos tiene características que la aproximación a primer orden no refleja.

En las Fig. 6.4b se muestra la tasa de eventos con pesos y el ajuste hasta el segundo orden en Fourier, en el mismo se muestra que este orden refleja mejor las características de los datos.

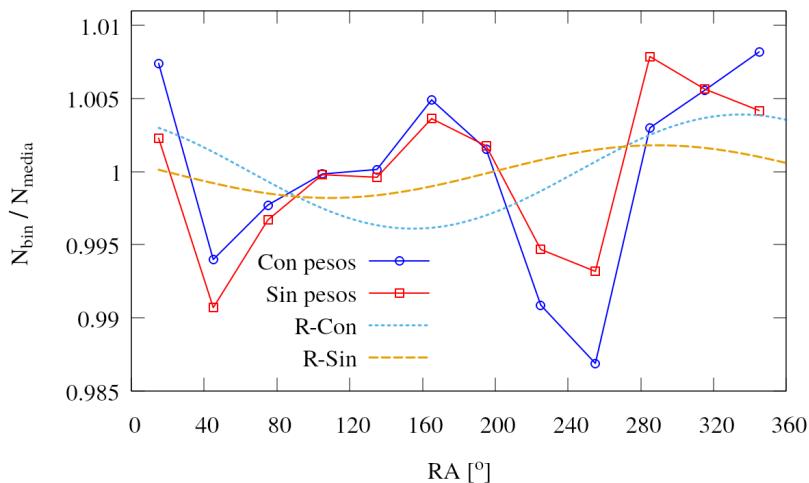
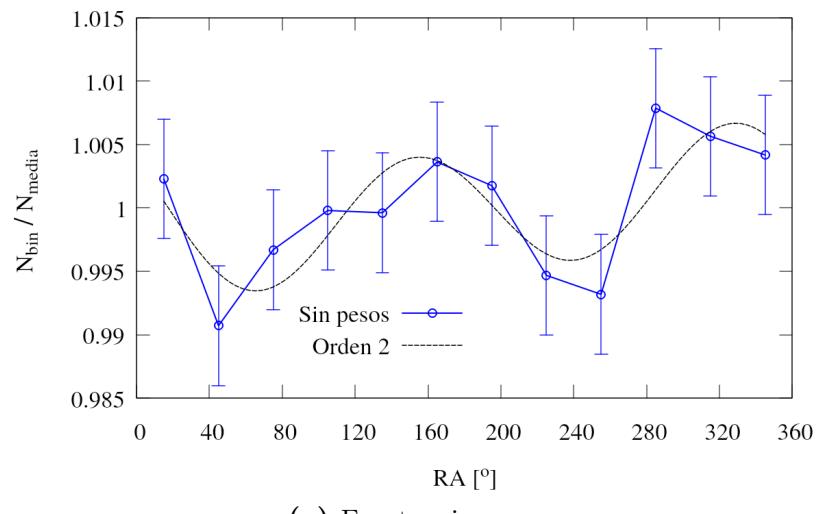
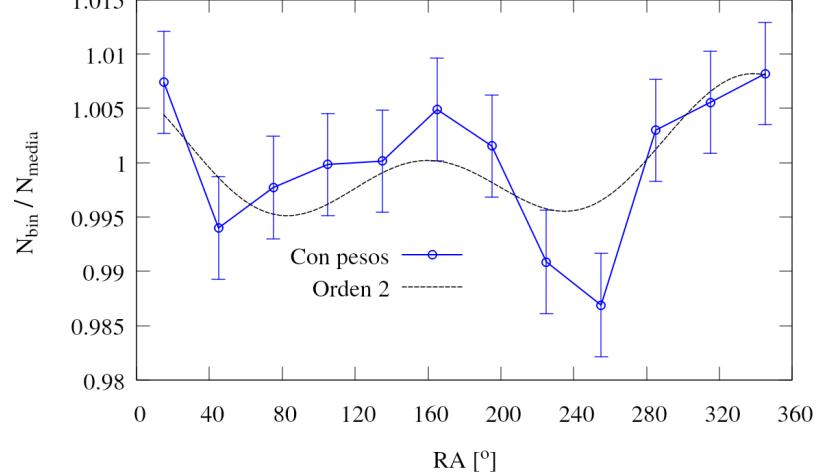


Figura 6.3: Distribución de la cantidad relativa de eventos en función de la ascensión recta a primer orden, en el rango de energía 1 EeV - 2 EeV.



(a) Eventos sin pesos



(b) Eventos con sus respectivos pesos

Figura 6.4: Distribución de la cantidad relativa de eventos en función de la ascensión recta a segundo orden en el rango de energía 1 EeV - 2 EeV entre en 1 de Enero del 2014 y el 1 de Enero del 2020.

Los resultados del análisis de Rayleigh para el segundo armónico se muestran en la Tabla 6.4, donde se comparan los resultados sin los pesos de los hexágonos y con esa corrección en la frecuencia sidérea.

	Sin Pesos	Con Pesos
Orden k :	2	2
Fase ϕ_2 [°]:	153 ± 15	145 ± 21
Amplitud r_2 [%]:	$0.54^{+0.15}_{-0.12}$	$0.38^{+0.15}_{-0.11}$
Probabilidad $P(r_2)$:	3.9×10^{-4}	0.017

Tabla 6.4: Parámetros obtenidos del ajuste a segundo orden en ascensión recta con el análisis de Rayleigh.

Capítulo 7

Resultados del método East - West

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos mediante el método East-West con los eventos de Todos los Disparos, para distintos rangos de energía. Estos resultados se comparan con los valores obtenidos en [28] sobre los eventos del Disparo Estándar.

Los eventos son clasificados en los distintos rangos mediante la energía reportada por la Colaboración. El conjunto de eventos registrados con Todos los Disparos abarca los años 2014 y 2019, y para el Disparo Estándar se listan eventos medidos entre el 2004 y 2018. Las características de estos dos conjuntos de datos se especifican en la Tabla 7.1

Rango Tiempo	Todos	Inicio	1 de Enero, 2014
	6 años	Fin	1 de Enero, 2020
	Estándar	Inicio	1 de Enero, 2004
	14.7 años	Fin	1 de Agosto, 2018

Rango [EeV]	0.25 - 0.5	0.5 - 1	1 - 2
Eventos	Todos	3 967 368	3 638 226
	Estándar	770 316	2 388 467
Energía	Todos	0.38	0.69
	Media	0.43	0.70

Tabla 7.1: Características de los conjuntos de datos para distintos rangos de energía

7.1. Resultados en distintos rangos de energía

7.1.1. Resultados en el rango 0.25 EeV - 0.5 EeV

En la Tabla 7.2 se presentan los resultados para este rango de energía en las frecuencias solar y sidérea de Todos Los Disparos. Los mismos se comparan con resultados

con el Disparo Estándar que fueron reportados en [28]. Los valores de σ de Todos los Disparos es la mitad que el valor reportado para el Disparo Estándar, esto se debe a que el primer conjunto de datos tiene registrados ~ 5 veces más eventos que el segundo.

	Todos los disparos		Disparo Estándar
Frecuencia:	Solar	Sidérea	Sidérea [28]
Amplitud r [%]:	$0.17_{-0.07}^{+0.22}$	$0.12_{-0.03}^{+0.24}$	$0.5_{-0.2}^{+0.4}$ [29]
r_{99} [%]:		0.58	1.1[29]
r^{UL} [%]:	0.67	0.64	1.4[29]
σ [%]:		0.19	0.38[29]
Amplitud d_{\perp} [%]:	-	$0.16_{-0.04}^{+0.31}$	$0.6_{-0.3}^{+0.5}$
d_{99} [%]:	-	0.73	1.5 [29]
d_{\perp}^{UL} [%]	-	0.80	1.8
$\sigma_{x,y}$ [%]:	-	0.24	0.48
Probabilidad :	0.66	0.81	0.45
Fase [$^{\circ}$]:	221 ± 77	280 ± 90	225 ± 64
$\langle \cos \delta \rangle$	0.79		0.79 [29]
$\langle \sin \theta \rangle$	0.46		0.52 [29]

Tabla 7.2: Características para las frecuencias solar y sidérea con el método East-West en el primer armónico en rango de energía 0.25 EeV - 0.5 EeV.

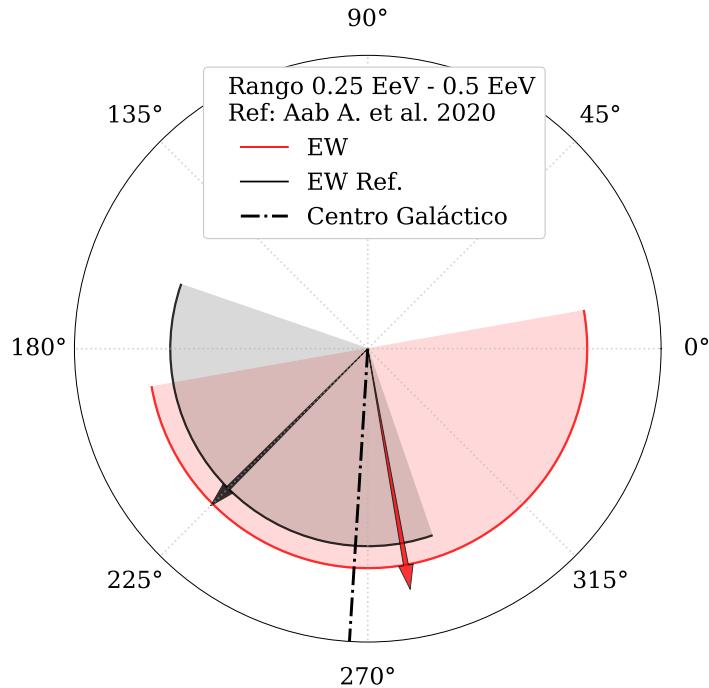


Figura 7.1: Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo Aab A. et al. (2020) [28] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 0.25 EeV - 0.5 EeV.

En la Fig. 7.1 se comparan las fases en frecuencia sidérea obtenida en este trabajo y la reportada en [28], donde la línea punteada marca la dirección del centro galáctico.

En esta figura en la tabla anterior, se observa que la incertidumbre obtenida para la fase de Todos los Disparos es amplia, esto se debe a que la amplitud r es pequeña comparada con el valor de σ .

Realizando el barrido de frecuencias con la variable de la Ec.5.26, se obtiene que en este rango de energía las amplitudes se distribuyen en frecuencia como se muestra en la Fig.7.2. La línea horizontal indica el valor de r_{99} para cada frecuencia, además se observa que ninguna amplitud supera dicho umbral.

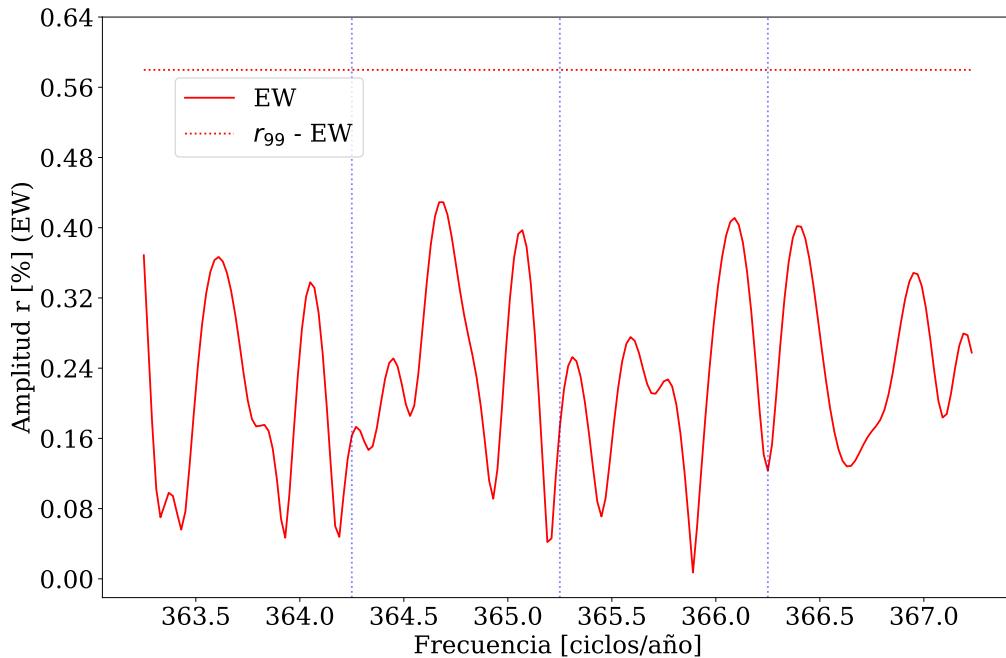


Figura 7.2: Barrido de frecuencias en el rango 0.25 EeV - 0.50 EeV mediante el método East-West.

7.1.2. Resultados en el rango 0.5 EeV - 1 EeV

En la Tabla 7.2 se presentan los resultados para el rango 0.5 EeV - 1 EeV en las frecuencias solar y sidérea de Todos Los Disparos, además se comparan con los resultados reportados en [28].

El barrido de frecuencias con la variable de la Ec.5.26 para este rango de energía se observa en la Fig.7.3. La línea horizontal indica el valor de r_{99} para cada frecuencia, además se observa que ninguna frecuencia supera dicho umbral.

En la Fig. 7.4 se comparan las direcciones en las que apuntan la fase en frecuencia sidérea obtenida en este trabajo con la obtenida en [28]. En esta figura se observa que resultados similares entre sí en valor e incertidumbre, y apuntan a una dirección cercana al centro galáctico.

	Todos los disparos		Disparo Estándar
Frecuencia:	Solar	Sidérea	Sidérea [28]
Amplitud r [%]:	$0.43_{-0.14}^{+0.21}$	$0.44_{-0.14}^{+0.21}$	$0.38_{-0.14}^{+0.20}$ [29]
r_{99} [%]:		0.56	0.64 [29]
r^{UL} [%]:	0.89	0.90	0.90 [29]
σ [%]:		0.18	0.21 [29]
Amplitud d_{\perp} [%]:	-	$0.56_{-0.18}^{+0.27}$	$0.5_{-0.2}^{+0.3}$
d_{99} [%]:	-	0.71	0.8 [29]
d_{\perp}^{UL} [%]	-	1.1	1.1
$\sigma_{x,y}$ [%]:	-	0.23	0.21
Probabilidad :	0.065	0.055	0.20
Fase [$^{\circ}$]:	205 ± 34	258 ± 34	261 ± 43
$\langle \cos \delta \rangle$		0.79	0.79 [29]
$\langle \sin \theta \rangle$		0.50	0.54 [29]

Tabla 7.3: Características para las frecuencias solar y sidérea con el método East-West en el primer armónico en rango de energía 0.5 EeV - 1 EeV

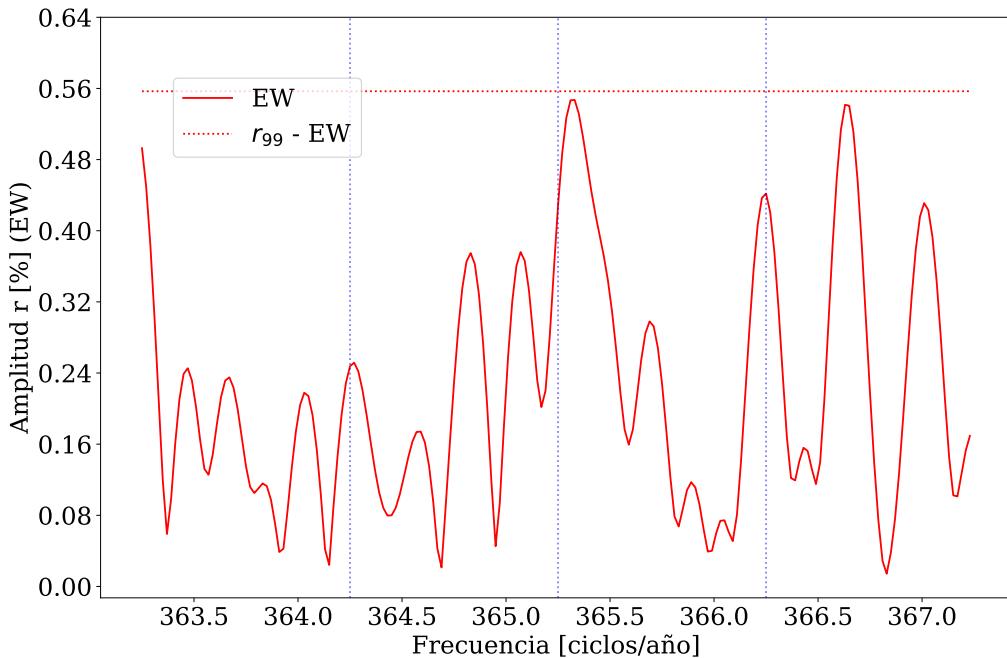


Figura 7.3: Barrido de frecuencias en el rango 0.5 EeV - 1.0 EeV mediante el método East-West.

7.1.3. Resultados en el rango 1 EeV - 2 EeV

En las Tablas 7.4 se comparan los resultados de este trabajo para la frecuencia solar. Las amplitudes están por debajo de r_{99} y son compatibles entre sí.

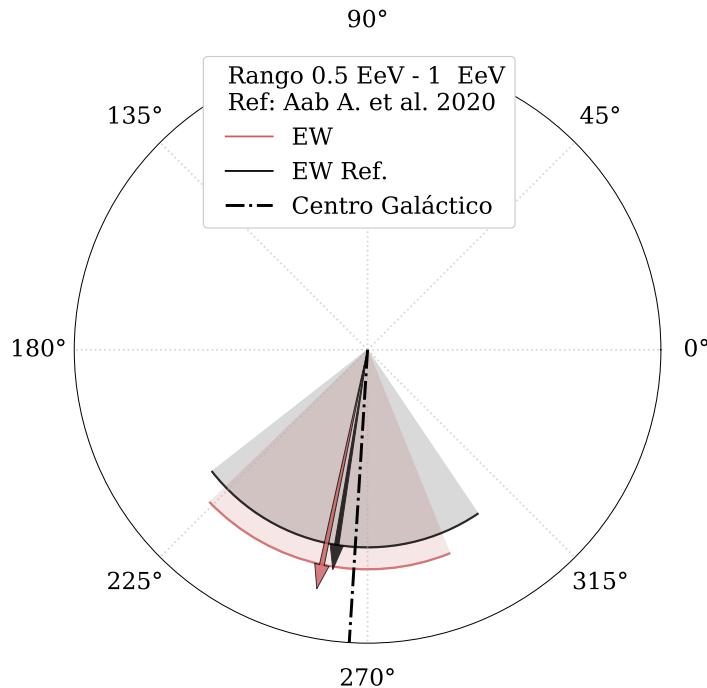


Figura 7.4: Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo Aab A. et al. (2020) [28] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 0.5 EeV - 1.0 EeV .

	Todos los disparos		
	Rayleigh	Rayleigh ¹	East - West
Frecuencia:	Solar		
Amplitud r [%]:	$0.24^{+0.16}_{-0.09}$	$0.30^{+0.15}_{-0.10}$	$0.28^{+0.35}_{-0.11}$
r_{99} [%]:	0.41	0.42	0.91
r_{UL} [%]:	0.58	0.64	1.1
σ :	0.14	0.14	0.30
Probabilidad:	0.22	0.089	0.65
Fase:	260 ± 48	203 ± 26	279 ± 76

Tabla 7.4: Características para la frecuencia solar con los métodos de Rayleigh e East-West en el primer armónico en el rango 1 EeV - 2 EeV.

En la Tabla 7.5 se comparan los resultados de este trabajo y los obtenidos en el trabajo [28] para la frecuencia sidérea. Para Todos los Disparos se comparan los métodos de Rayleigh y East-West, en el primer método se obtiene que la probabilidad que la amplitud obtenida se deba al ruido es de 6.3 % mientras que en segundo método 26 %. Esta diferencia entre probabilidades no puede deberse a la cantidad de eventos, porque es el mismo conjunto de datos. En la Fig.7.5 se observan en una figura en coordenadas polares mostrando las fases del trabajo [28] y este trabajo para la frecuencia sidérea.

El barrido de frecuencias con la variable de la Ec.5.26 para este rango de energía se observa en la Fig.7.6. La línea horizontal indica el valor de r_{99} para cada frecuencia y se observa que ninguna frecuencia supera dicho umbral. En la frecuencia solar no se

¹Con la energía de la sección 3.3

observa ningún pico, esto se debe a que el método East - West es robusto con respecto a las modulación del clima. Se observa un pico en sidérea pero el mismo no es significativo con respecto al $r_{\alpha\alpha}$.

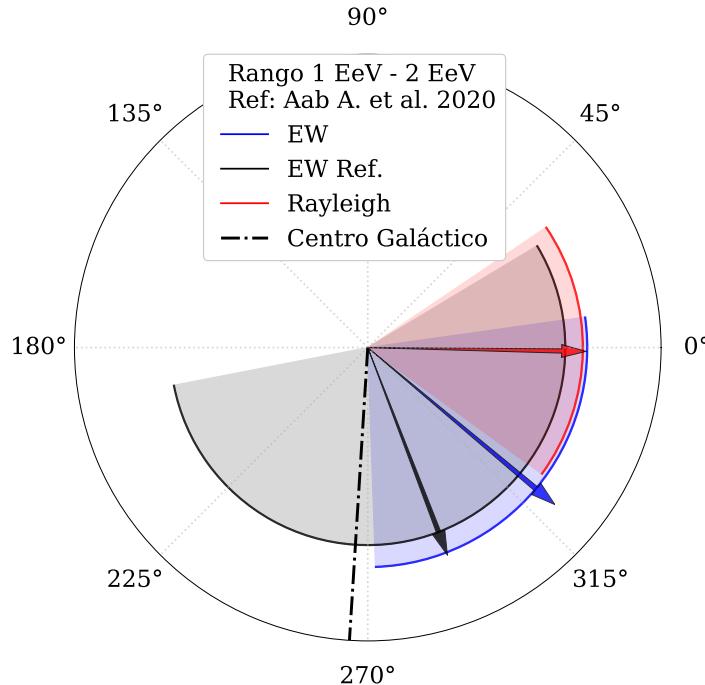


Figura 7.5: Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo Aab A. et al. (2020) [28] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 1.0 EeV - 2.0 EeV .

	Todos los Disparos			Disparo Estándar
	Rayleigh	Rayleigh ²	East - West	East - West[28]
Frecuencia:	Sidérea			Sidérea
Amplitud r [%]:	$0.32^{+0.16}_{-0.10}$	$0.33^{+0.16}_{-0.10}$	$0.5^{+0.3}_{-0.2}$	$0.14^{+0.37}_{-0.02}$ [29]
r_{99} [%]:	0.41	0.42	0.91	0.84[29]
r^{UL} [%]	0.66	0.67	1.3	0.89 [29]
σ [%]:	0.14	0.14	0.30	0.28 [29]
Amplitud d_{\perp} [%]:	$0.41^{+0.20}_{-0.13}$	$0.42^{+0.20}_{-0.13}$	$0.6^{+0.4}_{-0.3}$	$0.18^{+0.47}_{-0.02}$
d_{99} [%]:	0.53	0.53	1.1	1.1[29]
d_{\perp}^{UL} [%]	0.84	0.86	1.6	1.1
$\sigma_{x,y}$ [%]:	0.17	0.17	0.38	0.35
Probabilidad:	0.063	0.052	0.26	0.87
Fase [°]:	357 ± 35	354 ± 25	320 ± 48	291 ± 100
$\langle \cos \delta \rangle$	0.78	0.79	0.78	0.78
$\langle \sin \theta \rangle$	0.55	0.55	0.55	0.57

Tabla 7.5: Características para la frecuencia sidérea con los métodos de Rayleigh e East-West en el primer armónico en el rango 1 EeV - 2 EeV .

²Según la energía de la sección 3.3

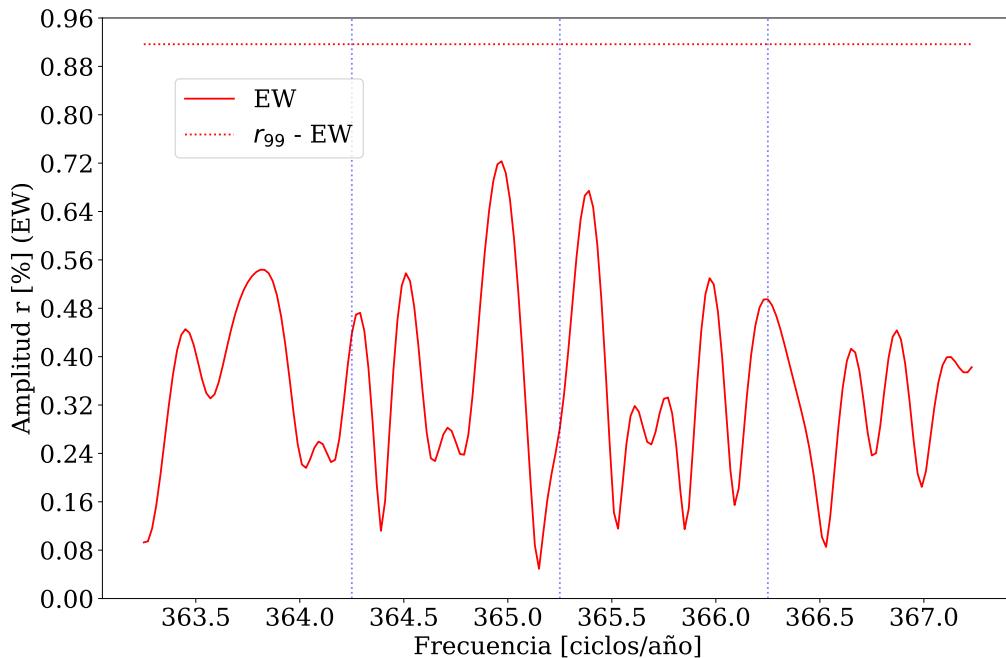


Figura 7.6: Barrido de frecuencias en el rango 1 EeV - 2 EeV mediante el método East-West.

7.2. Análisis de los resultados

El barrido de frecuencias para el conjunto de datos de Todos los Disparos contiene datos de 6 años. Este rango de tiempo permite tener una resolución de $\sim 1/6$ ciclos/año [30]. Los picos obtenidos en los barridos presentados en las Figs.7.2, 7.3 y 7.6 están distanciados en promedio $1/5$ ciclos/año entre sí por lo que están dentro de la resolución posible del análisis.

Una forma para poder comparar los resultados de d_{\perp} calculados de distintos conjuntos de datos entre sí, es dividir estos valores con sus respectivos $\sigma_{x,y}$. De esta manera, podemos comparar cuan apartados están con respecto $\sigma_{x,y}$. De esta manera se obtiene la Fig.7.7, donde podemos decir que en los rangos entre 0.5 EeV - 1.0 EeV y 1.0 EeV - 2.0 EeV, la amplitud obtenida en este trabajo utilizando los eventos de Todos los Disparos es más significativa que los resultados obtenidos por el trabajo [28] con el Disparo Estándar. Estos resultados difieren de trabajo [28] por $\sim 1\sigma_{x,y}$ y $\sim 2\sigma_{x,y}$ respectivamente. Para comparar los resultados en el rango 0.25 EeV - 0.5 EeV, tenemos que tener en cuenta que el Disparo Estándar tiene una sensibilidad menor que el Todos los Disparos. Esto se ve claramente en la Tabla 7.1, donde el primero tiene 7 veces menos eventos para analizar que el segundo. Por lo tanto, la discrepancia entre este trabajo y los resultados presentados en [28] puede deberse a la diferencia de eventos a estudiar causada por la sensibilidad del disparo.

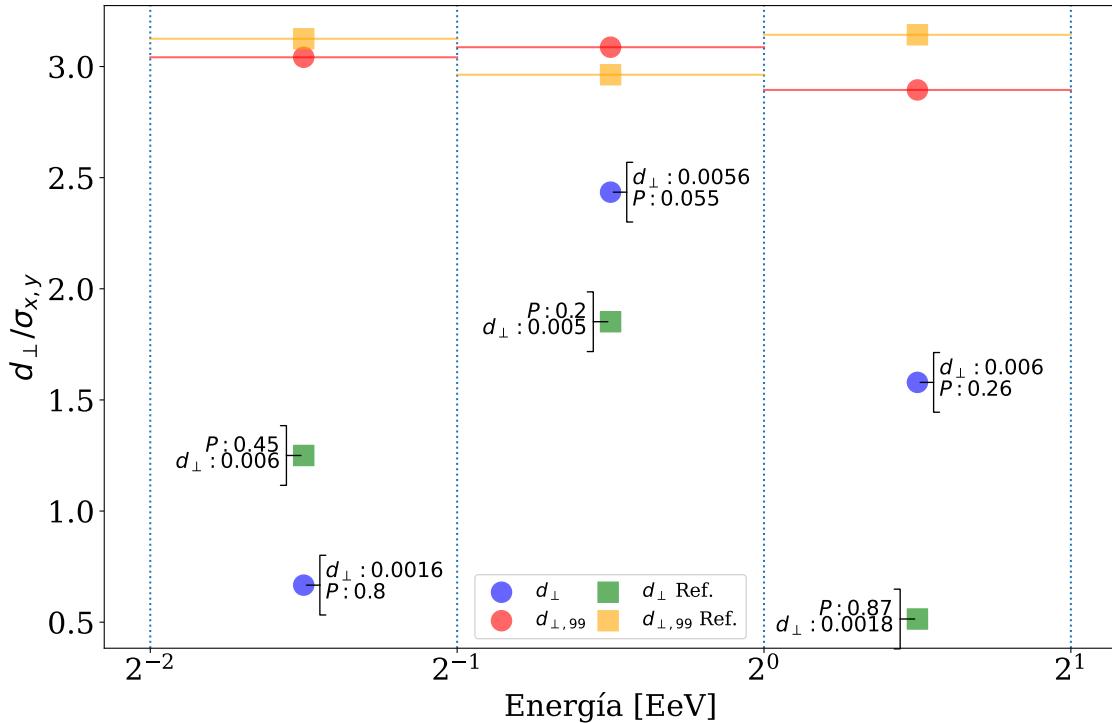


Figura 7.7: Variaciones de la amplitud d_{\perp} con respecto a $\sigma_{x,y}$ comparados con $d_{\perp,99}$ para distintos rangos de energía. Estos valores son obtenidos con el método East-West.

Considerando los valores de $\sigma_{x,y}$ y d_{\perp} obtenidos para cada rango de energía y con los métodos Rayleigh y East-West, es posible comparar las direcciones, valores e incertidumbres en la Fig.7.8. Las líneas punteadas están centradas en los valores reportados en cada rango de energía por el trabajo [28], obtenido con el Disparo Estándar. El radio de cada círculo punteado igual al $\sigma_{x,y}$ de cada rango de energía. Los círculos sombreados indican el rango de incertidumbre a $1\sigma_{x,y}$ de los valores obtenidos en este trabajo utilizando Todos los Disparos. Cada flecha dentro de estos círculos sombreados indica a dirección y valor de d_{\perp} . El punto asociado al método Rayleigh corregido con la modulación del clima de Todos los Disparos en el rango 1-2 EeV se denota con *Ray,mod.*

En los rangos de energía 0.25 EeV - 0.5 EeV y 0.5 EeV - 1.0 EeV, los valores obtenidos con Todos los Disparos y el Disparo Estándar son compatibles entre sí dentro de la incertidumbre, además de contener la dirección al centro galáctico dentro de sus incertidumbres. Esto es interesante de resaltar ya que es esos rangos de energía, se espera que los rayos cósmicos sean galácticos.

En el rango 1.0 EeV - 2.0 EeV, se comparan resultados para el método de Rayleigh (*Ray*) y el método East-West (*EW*) obtenidos con Todos los Disparos, y el valor obtenido por la Colaboración en el trabajo [28] mediante el método Rayleigh con el Disparo Estándar. Todos estos resultados son compatibles entre sí dentro de $1\sigma_{x,y}$ de incertidumbre.

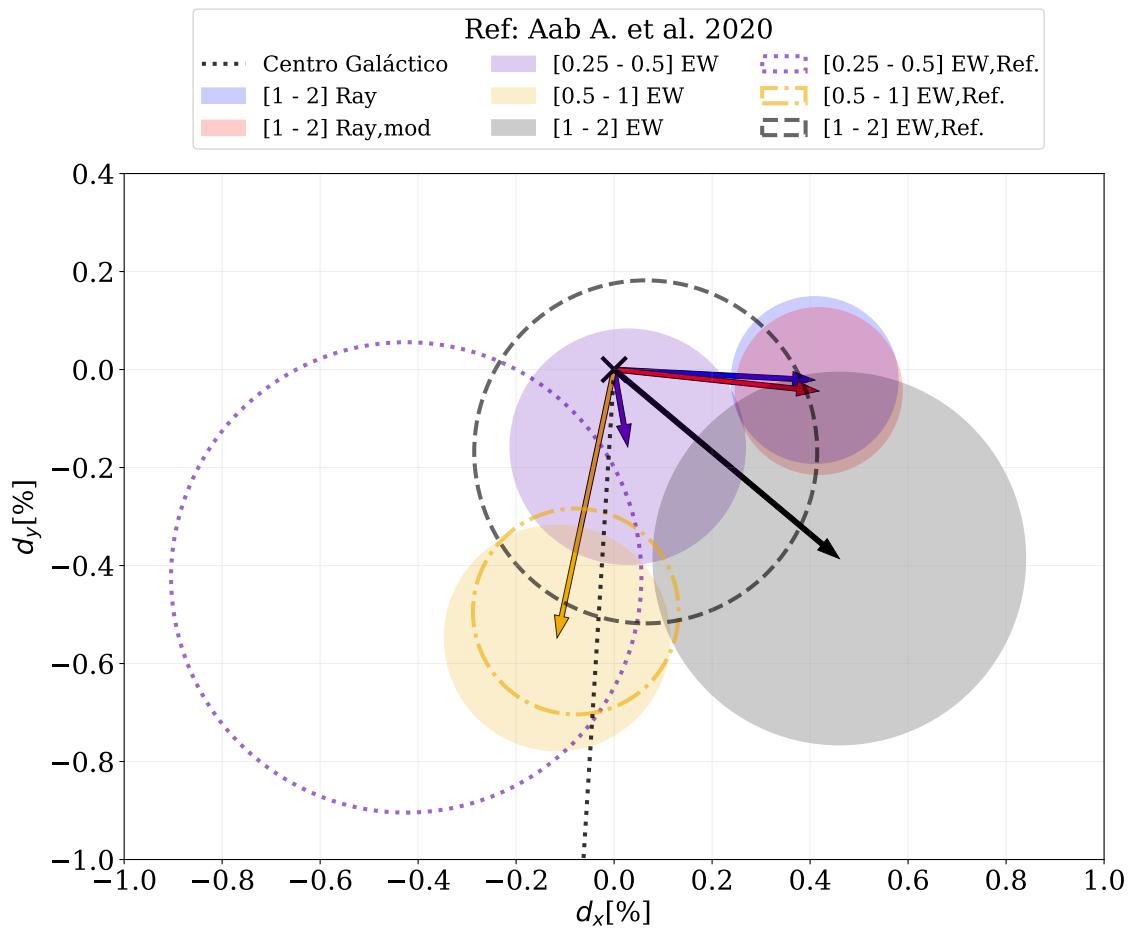


Figura 7.8: Amplitudes con incertidumbre, apuntando en la dirección de la fase. Los círculos punteados los valores del trabajo Aab A. et al. (2020) [28] con sus respectivas incertidumbres y la línea punteada en negro marca la dirección del centro galáctico.

Capítulo 8

Conclusiones

En la primera etapa de este trabajo, se analizaron los efectos de las variaciones de los parámetros del clima sobre el desarrollo en la atmósfera de las lluvias atmosféricas. Se analizaron datos del arreglo de detectores espaciados 1500 m entre sí del Observatorio Pierre Auger, en el periodo 2005-2015 y 2005-2018 extendiendo los periodos de tiempo estudiados anteriormente. Se emuló los resultados de la corrección de la modulación del clima sobre el periodo 2005-2015 realizados sobre eventos del Disparo Estándar, este disparo tiene una eficiencia del 100 % en eventos de energía mayor a 3 EeV. Los resultados obtenidos en este trabajo son compatibles con los parámetros obtenidos por la colaboración Pierre Auger. Se constató que luego de realizar la corrección a la estimación de la energía debida a los efectos climáticos, la modulación de la tasa de eventos en función de la época del año y la hora del día disminuyó significativamente. Para eventos con energía mayor a 2 EeV, esta modulación es despreciable.

Dado que para la reconstrucción de eventos más reciente estudiada con los datos del ICRC 2019 se utilizaron los parámetros de la reconstrucción anterior [19], se calcularon los coeficientes de las correcciones climáticas con los nuevos eventos y se constató que no es necesario realizar cambios en dichos parámetros. Para ello, se estudió la modulación del clima mediante el valor del S_{38} sin la corrección propuesta por trabajos anteriores. Se observó que los parámetros del clima obtenidos de estos datos son compatibles con los utilizados en la reconstrucción oficial. Se realizó un corrección a la energía mediante los coeficientes nuevos, observándose que la modulación era despreciable para energías mayores a 2 EeV.

También se trabajó con el archivo de Todos los Disparos, el mismo alcanza una eficiencia del 100 % para una energía 1 EeV siendo ideal para estudiar el rango 1 EeV - 2 EeV. La corrección de los efectos climáticos se realiza en este conjunto de datos con los parámetros calculados en [19] sobre el Disparo Estándar. Se verificó para comenzar que esta corrección fuera adecuada. Primeramente, se obtuvieron los parámetros del clima en el periodo 2014-2019 asociados a eventos de Todos los Disparos sin la corrección del

clima, esto se logró mediante el análisis del valor de la señal S_{38} asociada a 1 EeV. Los valores obtenidos no son compatibles con los parámetros de la reconstrucción oficial, esto puede deberse a la poca cantidad de años de adquisición de datos de este disparo. Al implementar la corrección del clima con los parámetros de este trabajo, se observó que los mismos no mejoran la corrección oficial realizada por el Observatorio.

Para el análisis de la anisotropías a grandes escalas angulares, se implementó el algoritmo del método Rayleigh y East - West, se verificaron los códigos reobteniendo resultados reportados por la Colaboración Pierre Auger. Se realizó un barrido en la frecuencia con el método de Rayleigh en el rango de energía 1 EeV - 2 EeV, con el fin de constatar la presencia de modulaciones espurias, con especial interés en las frecuencias solar y anti-sidérea. Se observó la presencia de una amplitud significativa en la frecuencia anti-sidérea, así como en otras frecuencias no físicas. Esto es indicativo de efectos sistemáticos no corregidos, de modo que los resultados obtenidos en la frecuencia sidérea podrían también verse afectados.

Se aplicó nuevamente la corrección del clima a los eventos de Todos los Disparos, utilizando los parámetros obtenidos para este conjunto de datos, luego se procedió nuevamente con el análisis de Rayleigh en el rango 1 EeV - 2 EeV con la energía corregida por este trabajo. Esta corrección no disminuyó considerablemente las amplitudes espurias en el barrido de frecuencias mencionadas anteriormente, por lo que los resultados siguen sin ser concluyentes en la frecuencia sidérea.

Con el método East-West fue posible estudiar rangos de menor energía que 1 EeV. Se propuso una variable para generalizar el análisis a frecuencias arbitrarias, por lo que sobre el archivo de Todos los Disparos se realizó un barrido de frecuencias en los rangos 0.25 - 0.5 EeV, 0.5 - 1 EeV y 1 - 2 EeV. En estos intervalos de energía no se encontraron amplitudes por encima del umbral del 1% en ninguna frecuencia, y los resultados obtenidos en la frecuencia sidérea son consistentes con trabajos publicados por la Colaboración Pierre Auger realizados sobre eventos del Disparo Estándar con el método East-West. En particular, en el rango 1 EeV - 2 EeV los resultados obtenidos con el método East-West y Rayleigh (corregidos por la Colaboración y por este trabajo) son consistentes

Apéndice A

Coordenadas celestes

A.1. Coordenadas Ecuatoriales

En este sistema, el ecuador celeste es la intersección del plano ecuatorial de la Tierra con la esfera celeste. Los polos celestes coinciden con los polos terrestres, además los círculos máximos que pasan por los polos celestes se denominan meridianos. La ascensión recta α es el ángulo en el plano ecuatorial que va desde el punto vernal hasta el meridiano del objeto. El punto vernal es el punto sobre la esfera celeste donde se intersectan el ecuador celeste y la eclíptica en el equinoccio vernal, este es el equinoccio de Otoño en el hemisferio sur. La declinación δ es el ángulo de elevación con respecto al plano ecuatorial.

Las coordenadas ecuatoriales de un objeto cambian lentamente año tras año debido a la precesión del eje de rotación de la Tierra, con un período de ~ 25770 años con respecto a un eje perpendicular al plano de la elíptica. Debido a que las coordenadas ecuatoriales están fijas al ecuador terrestre y relativas al equinoccio vernal, el sistema de coordenadas se mueve conforme la Tierra precede.

A.2. Coordenadas Locales

El sistema de coordenadas locales, localiza los objetos de acuerdo a un sistema centrado en la posición del observador. El ecuador en este sistema está definido por la intersección del plano tangente a la superficie de la Tierra en la ubicación del observador y la esfera celeste.

La localización de un objeto está dada por dos ángulos: el ángulo cenital θ que se mide desde un punto de la esfera celeste directamente arriba del observador, este punto es llamado cenit. El segundo ángulo es el azimutal ϕ medido sobre el plano ecuatorial tomando como referencia algún punto, por ejemplo, el observatorio Pierre Auger define el cero hacia el Este y crece en dirección Norte, en sentido anti-horario. El ángulo

cenital mide ángulos entre -90° y 90° aunque la parte negativa no es visible por el observador. El azimut recorre desde 0° hasta 360° . Se debe tener en cuenta además que este sistema al estar fijo con el observador se mueve con la rotación de la Tierra.

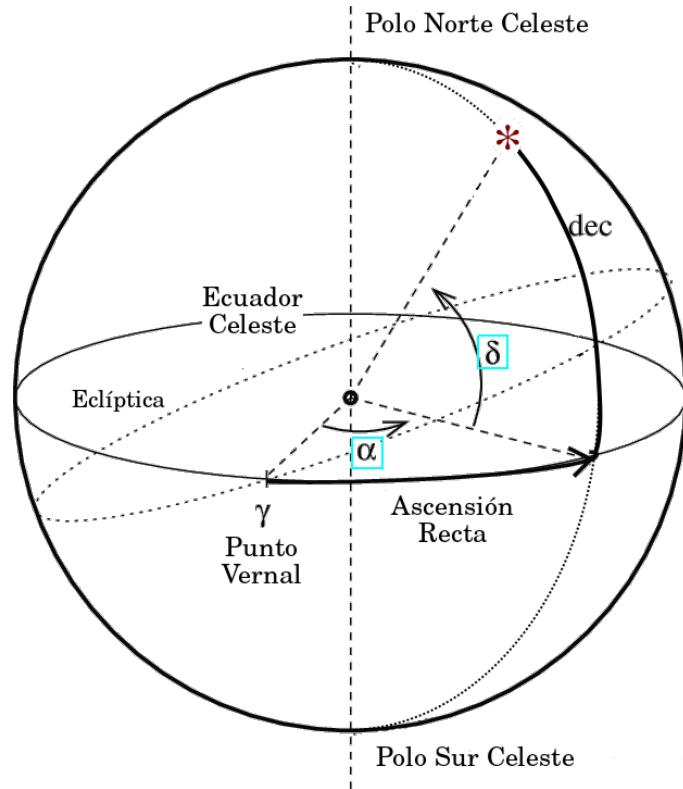


Figura A.1: Esquema de las coordenadas ecuatoriales de un punto cualquiera sobre la esfera celeste.

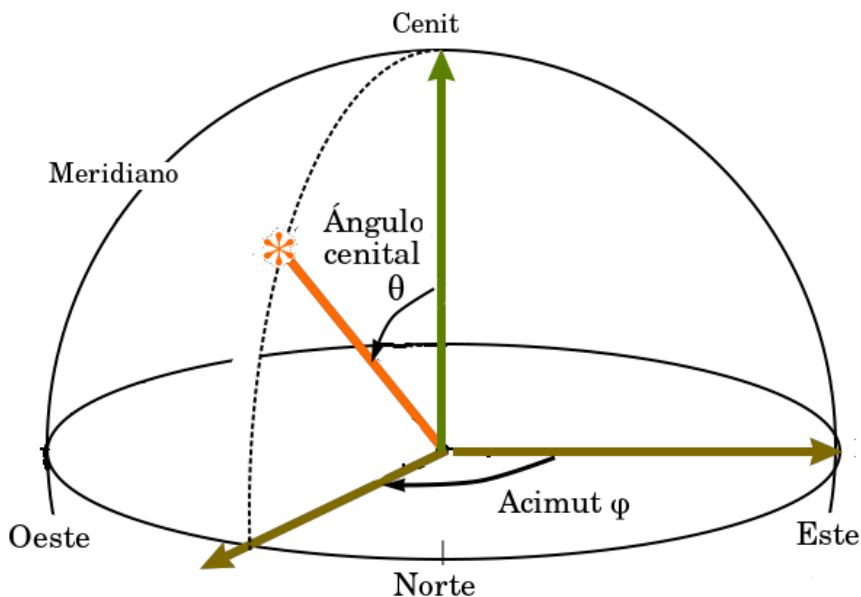


Figura A.2: Esquema de las coordenadas locales de un punto cualquiera sobre la esfera celeste.

Apéndice B

Distribución de probabilidad de la amplitud y fase del dipolo

En el trabajo [31] se estudian los límites de confianza para la amplitud r_1 y la fase ϕ obtenidos mediante el análisis del primer armónico en Fourier. Las distribuciones de probabilidad describen a un conjunto de N mediciones cuya modulación en ascensión recta está caracterizada por el vector \vec{s} con una dispersión $\sigma = \sqrt{2/N}$. Sin pérdida de generalidad, se puede restar a las mediciones la fase ϕ para que las mismas varíen alrededor del 0. Este vector \vec{s} puede ser estimado mediante distintos métodos, en este trabajo se utilizó como estimador el valor de la amplitud de la modulación en ascensión recta r_1 obtenido mediante el método de Rayleigh e East - West.

La distribución de probabilidad de la amplitud y la fase está dada por la Ec.B.1. Las variables r y ψ representan las amplitudes y fases medidas respectivamente

$$p(r, \psi) = dr d\psi \frac{r}{2\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{(r^2 + s^2 - 2rs \cos \psi)}{2\sigma^2}\right\} \quad (\text{B.1})$$

B.1. Distribución de probabilidad de la amplitud

Integrando la Ec.B.1 con respecto a ψ , se obtiene la función de densidad de probabilidad $p(r)$ y el nivel de confianza CL entre en rango $[r_i, r_f]$:

$$p(r) = \frac{r}{\sigma^2} \exp\left\{-\frac{(r^2 + s^2)}{2\sigma^2}\right\} K_0\left(\frac{rs}{\sigma^2}\right) \quad (\text{B.2})$$

$$CL_r(r_i, r_f, s) = \int_{r_i}^{r_f} dr p(r) \quad (\text{B.3})$$

donde $K_0(x)$ es la función de Bessel modificada de primer orden. Estas ecuaciones nos permiten determinar el nivel de confianza CL con el cual se puede afirmar que el módulo del dipolo se encuentra entre los valores r_i y r_f .

Se define el valor r^{UL} como el límite superior donde se puede afirmar que el módulo de dipolo se encuentra en el rango $[0, r^{UL}]$ con un 99 % de certeza.

$$CL_r(0, r^{UL}, s) = 0.99 = \int_0^{r^{UL}} dr p(r) \quad (\text{B.4})$$

Suponiendo que mediante el análisis de un conjunto de eventos, se obtiene que $s = 0.0047$ y $\sigma = 0.0038$. El gráfico de la función $p(r)$ se muestra a continuación:

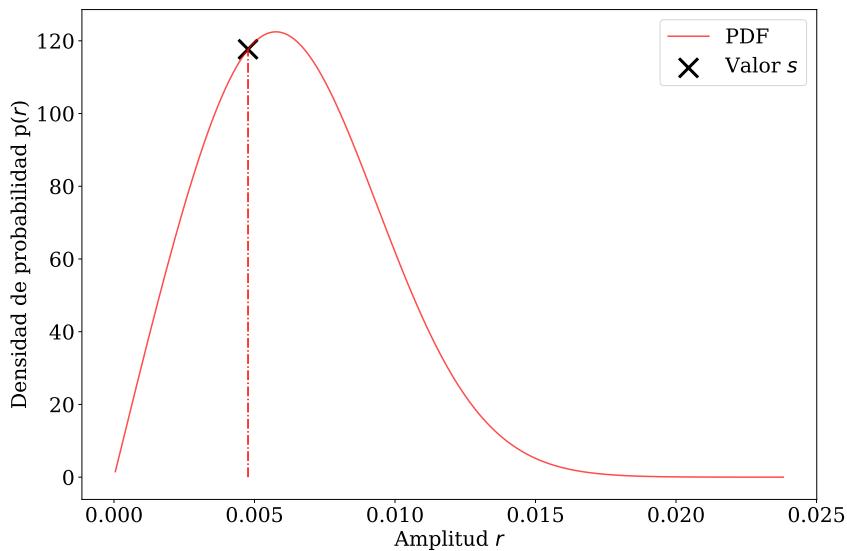


Figura B.1: El gráfico de la densidad de probabilidad $p(r)$ de la amplitud r para $s = 0.0047$ y $\sigma = 0.0038$

B.1.1. Haciendo la cuenta de los márgenes de confianza de la amplitud

Calculemos los márgenes de confianza para el ejemplo anterior de $s = 0.0047$ y $\sigma = 0.0038$. En este trabajo los márgenes que se obtuvieron nos dicen que el nivel de confianza en ese intervalo del 68.27 %. Se toma este límite, dado que si $N \gg 1$, la distribución $p(r)$ tiende a una distribución normal y el nivel de confianza sería 1σ .

Los pasos para el cálculo son los siguientes:

1. Dado que la distribución tiene una función de Bessel modificada de primer orden que diverge en el 0, se toma una aproximación a la función con los primeros 8 términos de la sucesión. Por lo que la función no es exacta y la norma difiere de 1.

Para normalizar el área, se calcula la integral hasta $r_{max} = s + 10\sigma$, dado que está tan alejada del valor de amplitud obtenida, el nivel de confianza en

$CL_r(0, r_{max}, s) \simeq 1$, por lo que se usa este valor para normalizar la Ec. B.2 en el código.

2. Una vez que se tiene la función normalizada, se calcula la integral de la ecuación B.3 $CL_r(0, s, s)$ en el intervalo $[0, s]$ y se obtiene el valor de la función $p(s) = p_1$.
3. Teniendo en cuenta el valor inicial de p_1 , se actualiza el valor $p_2 \leftarrow p_1 - 0.01p_1$.
4. Se calcula la integral entre los dos puntos con valores igual a p_2 .
5. Si la integral es menor a 0.6827, se repite el proceso desde el paso 3. Caso contrario, si esta integral es mayor o igual a 0.6827, se calculan los valores límites de r mediante el valor p_2 en el paso 7.

La Fig.B.2 se muestra el área calculada en la primera iteración que se muestra verde, el valor de área obtenido no es el nivel de confianza buscada se sigue iterando hasta alcanzar el valor p_N , donde la integral entre esos extremos es de 0.6827.

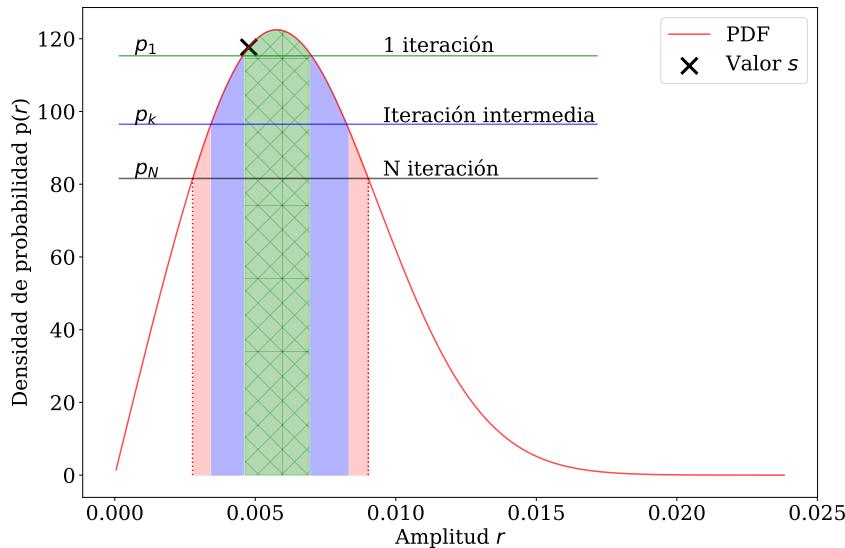


Figura B.2: Iteraciones para encontrar los márgenes de confianza del 68.27 % de la distribución de probabilidad de la amplitud. En la N-ésima iteración se obtiene los límites de confianza buscados.

6. Puede ocurrir que el valor de s no esté entre los márgenes de confianza que se calcula. En este caso se toma como límite inferior r^- el valor s y se busca el límite superior r^+ de tal forma que $CL(s, s + \sigma^+, s) \simeq 0.6827$.
7. Los límites de confianza superior r^+ y inferior r^- , teniendo en cuenta el valor final p_N del paso 5, son tales que se cumple $p(r^+) = p(r^-) = p_N$. Finalmente los

márgenes de confianza se calculan como:

$$\sigma^- = s - r^-$$

$$\sigma^+ = r^+ - s$$

En la Fig.B.3 se muestran los márgenes de confianza obtenidos para el ejemplo de $s = 0.0047$ y $\sigma = 0.0038$, el área sombreada es igual al 0.6827

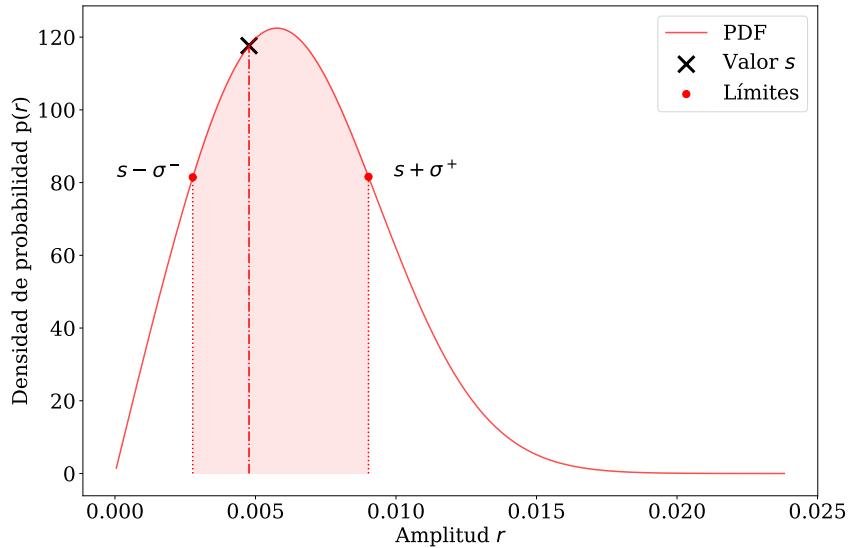


Figura B.3: Densidad de probabilidad de la amplitud r para $s = 0.0047$ y $\sigma = 0.0038$. Se muestran los márgenes de confianza del 68.27 %

B.2. Distribución de probabilidad de la fase del dipolo

Integrando la ecuación B.1 con respecto a r en el rango $[0, \infty]$, se obtiene la distribución de probabilidad de la fase ψ de la Ec.B.6. Este apartado considera que las fases de la mediciones varían alrededor del cero. De esta forma, la distribución de probabilidad tiene la característica de ser simétrica respecto a 0, por eso los límites de integración para obtener un nivel de confianza igual a 1 son $[-\pi, \pi]$.

$$p(\psi) = d\psi \frac{1}{2\pi} e^{-k} \left[1 + (\pi k)^{1/2} \cos \psi e^{(k \cos^2 \psi)} \left(1 + L \operatorname{erf}(Lk^{1/2} \cos \psi) \right) \right] \quad (\text{B.5})$$

$$CL_\psi(\phi_1, \phi_2, s) = \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\psi p(\psi) \quad (\text{B.6})$$

donde $k = s^2/2\sigma^2$ y $\text{erf}(x)$ es la función error, y

$$L = \begin{cases} +1 & \text{Si } -\frac{\pi}{2} \leq x \leq \frac{\pi}{2} \\ -1 & \text{Caso contrario} \end{cases}$$

Se definió que el nivel de confianza para la fase reportada en este trabajo sea del 68.27 %, ya que $k \gg 1$ la distribución de la fase se acerca a una distribución normal y este nivel de confianza es equivalente a $1\sigma_\psi$.

Para calcular el margen de confianza σ_ψ , dada la simetría de la función B.6 con respecto al 0, se siguen los siguientes pasos:

1. Se toma un valor inicial de $\sigma_{\psi,0} = 0.01$, que es equivalente a 0.57° .
2. Se integra la Ec.B.6 en el rango $[-\sigma_{\psi,0}, \sigma_{\psi,0}]$ y se verifica si $CL_\psi(-\sigma_{\psi,0}, \sigma_{\psi,0}, s) = 0.6827$. Si ese es el caso, se reporta la fase como $\psi \pm \sigma_{\psi,0}$, caso contrario se vuelve al paso anterior con $\sigma_{\psi,1} \leftarrow \sigma_{\psi,0} + 0.01\sigma_{\psi,0}$. y se itera hasta obtener el valor de $\sigma_{\psi,N}$ que cumpla $CL_\psi(-\sigma_{\psi,N}, \sigma_{\psi,N}, s) = 0.6827$

En la Fig.B.4 se muestra la distribución de probabilidad de la fase para $s = 0.0047$ y $\sigma = 0.0038$, también se incluye los límites de confianza obtenidos.

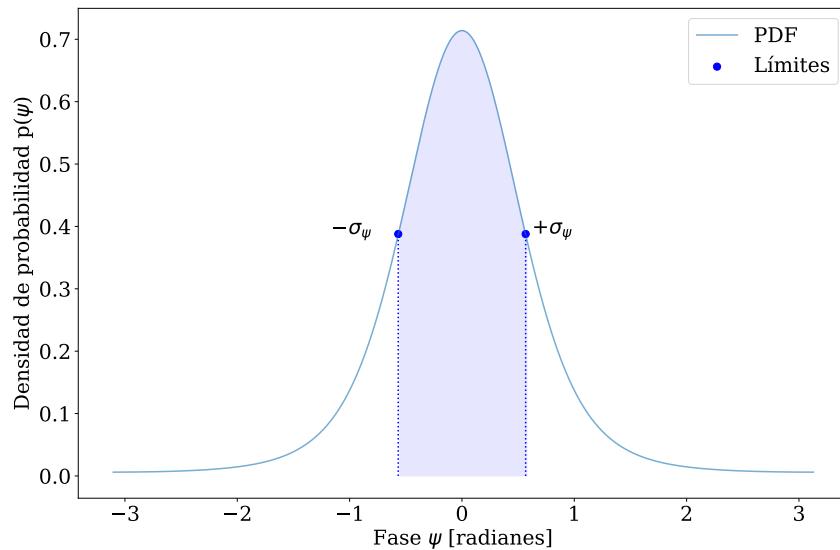


Figura B.4: La distribución de probabilidad de la fase ψ para $s = 0.0047$ y $\sigma = 0.0038$ con los márgenes de confianza del 68.27 %.

Bibliografía

- [1] The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2013), 2013. 1, 2, 11
- [2] The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019), 2019. 1, 2, 4, 10, 11, 12, 34
- [3] Hess, V. F. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben frei-ballonfahrten. *Phys. Z.*, **13**, 1084–1091, 1912. 2
- [4] Greisen, K. End to the cosmic-ray spectrum? *Physical Review Letters*, **16** (17), 748, 1966. 2
- [5] Zatsepin, G. T., Kuzmin, V. A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters)*, **4** (3), 78–80, 1966. 2
- [6] Zyla, P. A., *et al.* Review of Particle Physics. *PTEP*, **2020** (8), 083C01, 2020. ix, 2, 3
- [7] Bird, D., Corbato, S., Dai, H., Dawson, B., Elbert, J., Emerson, B., *et al.* The cosmic-ray energy spectrum observed by the fly's eye. *The Astrophysical Journal*, **424**, 491–502, 1994. 3
- [8] Berezinsky, V., Gazizov, A., Grigorieva, S. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays. *Physical Review D*, **74** (4), 043005, 2006. 3
- [9] Taborda, O. Estudios de anisotropías a grandes escalas angulares de los rayos cósmicos de alta energía detectados por el observatorio Pierre Auger. Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, 2018. xi, 5, 14, 49, 52, 53, 55, 57
- [10] The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **798**, 172 – 213, 2015. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008086>. ix, ix, ix, 8, 9, 12, 13

- [11] Imagen extraída de Auger Oracle del KIT. Visitada el 28/11/2019. URL <https://web.ikp.kit.edu/augeroracle/lib/exe/fetch.php?media=auger:telescope.jpeg>. 9
- [12] Abraham, J., Abreu, P., Aglietta, M., Ahn, E., Allard, D., Allekotte, I., *et al.* Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **613** (1), 29 – 39, 2010. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900209021688>. 10
- [13] Hersil, J., Escobar, I., Scott, D., Clark, G., Olbert, S. Observations of extensive air showers near the maximum of their longitudinal development. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 22–23, Jan 1961. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.6.22>. 11
- [14] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Albury, J. M., Allekotte, I., Almela, A., *et al.* Measurement of the cosmic-ray energy spectrum above 2.5×10^{18} eV using the pierre auger observatory. *Phys. Rev. D*, **102**, 062005, Sep 2020. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.102.062005>. 13, 34
- [15] Pierre Auger Collaboration. Plans for a proposal to upgrade the Pierre Auger Observatory. Pierre Auger Collaboration, 2013. 14, 16
- [16] Billoir, P. Proposition to improve the local trigger of surface detectorfor low energy showers GAP 2009-179. *Artículo interno de la colaboración Pierre Auger*, 2009. 14
- [17] Billoir, P. New proposal to improve the local trigger of the surfacedetector GAP 2011-089. *Artículo interno de la colaboración Pierre Auger*, 2011. URL https://auger.ikp.kit.edu/admin/GAP_Notes/GAP2011/GAP2011_089.pdf. 15
- [18] Justin M. Albury, B. R. D., Jose A. Bellido. Exploring the energy threshold for full trigger efficiency of the surface detector with hybrid events GAP 2018-038. *Artículo interno de la colaboración Pierre Auger*, 2018. ix, 16
- [19] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Al Samarai, I., Albuquerque, I., Allekotte, I., *et al.* Impact of atmospheric effects on the energy reconstruction of air showers observed by the surface detectors of the Pierre Auger Observatory. *Journal of Instrumentation*, **12** (02), P02006, 2017. xi, xiii, 19, 20, 22, 28, 29, 32, 33, 36, 38, 40, 42, 43, 45, 46, 81

- [20] The Pierre Auger Collaboration. Atmospheric effects on extensive air showers observed with the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory, 2009. 19, 20, 22
- [21] Matthews, J. A heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, **22** (5-6), 387–397, 2005. 21
- [22] Gora, D., Engel, R., Heck, D., Homola, P., Klages, H., Pe, J., et al. Universal lateral distribution of energy deposit in air showers and its application to shower reconstruction. *Astroparticle Physics*, **24** (6), 484–494, 2006. 21
- [23] Comunicación personal con Isabelle Lhenry-Yvon. 34
- [24] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Al Samarai, I., Albuquerque, I., Allekotte, I., et al. Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} ev. *Science*, **357** (6357), 1266–1270, 2017. 49
- [25] Farley, F., Storey, J. The sidereal correlation of extensive air showers. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, **67** (11), 996, 1954. 49
- [26] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Albuquerque, I. F. M., Albury, J. M., et al., I. A. Large-scale cosmic-ray anisotropies above 4 EeV measured by the Pierre Auger Observatory. *The Astrophysical Journal*, **868** (1), 4, nov 2018. URL <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aae689>. xi, 51
- [27] Linsley, J. Fluctuation effects on directional data. *Phys. Rev. Lett.*, **34**, 1530–1533, Jun 1975. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.34.1530>. 54
- [28] Aab A. et al. Cosmic-Ray Anisotropies in Right Ascension Measured by the Pierre Auger Observatory. *The Astrophysical Journal*, **891** (2), 142, mar 2020. URL <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab7236>. xi, xii, xiii, xii, 62, 63, 64, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 93
- [29] Este valor fue obtenido con el código implementado en el trabajo [28]. 72, 74, 76
- [30] Abreu, P., Aglietta, M., Ahn, E., Albuquerque, I., Allard, D., Allekotte, I., et al. Search for first harmonic modulation in the right ascension distribution of cosmic rays detected at the pierre auger observatory. *Astroparticle Physics*, **34** (8), 627 – 639, 2011. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650510002422>. 77
- [31] Linsley, J. Fluctuation effects on directional data. *Physical Review Letters*, **34** (24), 1530, 1975. 85

