

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 G. Coronel
Maestrando

Dra. Silvia Mollerach
Directora

Miembros del Jurado
Dr. Diego Harari (Instituto Balseiro)

18 de Enero 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 Cósmica de Fondo (<i>Cosmic Microwave Background</i>)
FD:	Detector de Fluorescencia (<i>Fluorescence Detector</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 Atmospheric 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 Cósmicos (<i>International Cosmic Ray Conference</i>)
EW:	Método East - West

Índice de contenidos

Índice de símbolos	i
Índice de contenidos	ii
Índice de figuras	iv
Resumen	vi
1. Introducción	1
1.1. Rayos cósmicos	2
1.2. Espectro de energías	2
1.3. Lluvias atmosféricas extendidas	3
1.4. Descripción de una anisotropía dipolar	3
1.4.1. Representación en coordenadas locales de la anisotropía dipolar	5
2. El Observatorio Pierre Auger	6
2.1. Introducción	6
2.2. Detección de Rayos Cósmicos	6
2.2.1. El detector de superficie y el detector de Fluorescencia	7
2.2.2. Diseño híbrido	8
2.3. Reconstrucción de eventos de los detectores de superficie	9
2.3.1. Selección de eventos	9
2.3.2. Reconstrucción de las lluvias	9
2.3.3. Calibración de la energía	11
2.3.4. Monitoreo del clima	12
3. Registro de eventos	13
3.1. Acerca de todos los disparos del SD	14
3.2. Acerca de los eventos	16
3.2.1. Acerca del registro de hexágonos	17
3.3. Acerca de la tesis de licenciatura	17

4. Método Rayleigh	18
4.1. Cálculo de los coeficientes de Fourier para el análisis de anisotropía en ascensión recta	18
4.1.1. Variaciones relativas de los hexágonos	19
4.1.2. Cálculo de Rayleigh en ascensión recta para una frecuencia dada	21
5. Método East-West	25
5.1. Descripción formal del método East-West	25
5.1.1. Flujo de eventos del Este y Oeste	25
5.1.2. Aproximaciones del método	26
5.1.3. Cálculo de la diferencia de flujos	26
5.2. Estimación de la componente ecuatorial del dipolo mediante el análisis del primer armónico	28
5.2.1. Cálculo de la amplitud del dipolo para los eventos de Todos los Disparos	29
5.3. Verificación del código	31
5.3.1. Comparación con el trabajo [1] de la colaboración	31
5.3.2. Comparando con la variable $\tilde{\alpha}$ con la ascensión recta del cenit .	31
6. Distribución de probabilidad de la amplitud y fase del dipolo	33
6.1. Distribución de probabilidad de la amplitud	33
6.1.1. Haciendo la cuenta de los márgenes de confianza de la amplitud	34
6.2. Distribución de probabilidad de la fase del dipolo	36
7. Resultados del método East - West	38
7.1. Resultados en distintos rangos de energía	39
7.1.1. Resultados en el rango 0.25 EeV - 0.5 EeV	39
7.1.2. Resultados en el rango 0.5 EeV - 1 EeV	40
7.1.3. Resultados en el rango 1 EeV - 2 EeV	43
7.2. Gráficos	45
A. Coordenadas celestes	48
A.1. Coordenadas Ecuatoriales	48
A.2. Coordenadas Locales	48
A.2.1. Relación entre las coordenadas locales y ecuatoriales	48
Bibliografía	49

Índice de figuras

1.1. Espectro de rayos cósmicos medidos mediante lluvias atmosféricas en función de la energía E . Figura extraída de [2]	4
2.1. Distribución de los tanques del SD 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 extraída de [3]	7
2.2. Detectores empleados por el Observatorio Pierre Auger para la detección de rayos cósmicos.	8
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 círculo representa el tiempo de arribo de la lluvia, los primeros en amarillo y los últimos en rojo. En área de los círculo pintados es proporcional a logaritmo de la señal. Figura extraída de [3].	10
2.4. Dependencia de la señal con la distancia del núcleo 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 extraída de [3].	11
2.5. Distintas calibraciones hechas para los eventos reconstruidos en el Observatorio Pierre Auger.	12
3.1. Histograma de eventos del Disparo Estándar por rango de tiempo medido por el Observatorio Pierre Auger	14
3.2. Histograma de eventos de Todos Los Disparos por rango de tiempo medido por el Observatorio Pierre Auger	15
3.3. La eficiencia del disparo en función de la energía para eventos con ángulo cenital θ menor a 60° . Este figura fue extraída del trabajo [4]	16
4.1. Valores de $\Delta N_{cell,k}$ en el rango 2004-2017 para distintas frecuencias obtenidas en el trabajo [5].	20

4.2. Valores de $\Delta N_{cell,k}$ en el rango 2004-2017 para distintas frecuencias utilizando el código escrito en este trabajo.	21
4.3. Comparación entre los análisis de anisotropía hechos para el mismo conjunto de datos, con el código de [6] y con el código escrito para este trabajo.	24
6.1. El gráfico de la densidad de probabilidad $p(r)$ de la amplitud r para $s = 0,0047$ y $\sigma = 0,0038$	34
6.2. 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.	35
6.3. Densidad de probabilidad de la amplitud r para $s = 0,0047$ y $\sigma = 0,0038$. Se muestran los márgenes de confianza del 68,27 %	36
6.4. La distribución de probabilidad de la fase ψ para $s = 0,0047$ y $\sigma = 0,0038$ con los márgenes de confianza del 68,27 %.	37
7.1. Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 0.25 EeV - 0.5 EeV	40
7.2. Barrido de frecuencias en el rango 0.25 EeV - 0.50 EeV mediante el método East-West.	40
7.3. Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 0.5 EeV - 1.0 EeV	42
7.4. Barrido de frecuencias en el rango 0.5 EeV - 1.0 EeV mediante el método East-West.	42
7.5. Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 1.0 EeV - 2.0 EeV	44
7.6. Barrido de frecuencias en el rango 1 EeV - 2 EeV mediante el método East-West.	45
7.7. Variaciones de la amplitud d_{\perp} con respecto a $\sigma_{x,y}$ comparados con $d_{\perp,99}$ para distintos rangos de energía	46
7.8. Amplitudes con incertidumbre, apuntando en la dirección de la fase. Los círculos punteados los valores del trabajo [1]del trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres y la línea punteada en negro marca la dirección del centro galáctico.	47

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 2005-2015. 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. A partir de un análisis de la modulación inducida en la estimación de la energía por las variaciones en las condiciones atmosféricas. Estas fueron tenidas en cuenta en la reconstrucción oficial de eventos. En este trabajo extendimos el periodo de tiempo analizado para analizar esta modulación, y se observó que los parámetros obtenidos son comparables con la reconstrucción oficial.

Palabras clave: RAYOS CÓSMICOS, ANÁLISIS DE DATOS, INSTITUTO BAL-SEIRO

Capítulo 1

Introducción

“We can only measure what Nature sends us”

— Jim Cronin

Desde el descubrimiento de los rayos cósmicos en 1911 por Victor Hess, numerosos experimentos han intentado caracterizarlos. 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 su espectro de energía.

Un aspecto estudiado por varios trabajos [7] [8] es la distribución de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos. Las direcciones de arribo son prácticamente isotrópicas salvo variaciones muy pequeñas alrededor de la media. Dado que estas anisotropías son pequeñas respecto a la media, es importante tener en cuenta todos los efectos que pueden ser fuentes de modulación de los datos. Un ejemplo claro de una modulación física que no aporta información sobre las anisotropías es la modulación del clima.

Este trabajo es parte del análisis de la direcciones de arribo de los rayos cósmicos de ultra alta energía obtenidas por el Observatorio Pierre Auger. En el mismo se estudia la modulación del clima sobre la determinación de la energía de los eventos medidos por los detectores de superficie. Las lluvias atmosféricas provocadas por los rayos cósmicos que llegan a la alta atmósfera, interactúan con los constituyentes de las atmósfera. Esta interacción puede ser afectada por los cambios en las condiciones atmosféricas en el momento de la lluvia. El trabajo está dividido en distintos capítulos organizados para introducir las rayos cósmicos, mencionar brevemente características del Observatorio Pierre Auger y presentar el análisis sobre la modulación del clima de la señal medida por el Observatorio.

1.1. Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos (CRs) fueron descubiertos en el 1911 por Victor Hess [9]. 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, John Linsley detectó un evento de CR con una energía de 10^{20} EeV, y 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} EeV se conocen como rayos cósmicos de ultra alta energía (UHECRs) y son las partículas con más energía presentes en el universo. Las direcciones de arribo de los UHECRs son casi isotrópicas [7] [8] y se cree que son de origen extra-galáctico, es decir que no fueron producidos dentro de la Vía Láctea, debido a que los campos magnéticos galácticos no pueden confinarlos y la distribución de sus direcciones de arribo es cerca a ser isotrópica, sin correlación significativa con el plano o el centro galáctico. Para estudiar a los mismos, se disponen de tres observables principales: el espectro, la composición y la anisotropía. El espectro se refiere a la distribución de energía de los rayos cósmicos detectados, la composición es la distribución de masas nucleares, es decir, que elementos y en que proporción se encuentran en los rayos cósmicos y el tercero, la anisotropía, es la distribución de las direcciones de arribo a diferentes energías.

1.2. Espectro de energías

Los mecanismos de interacción de protones y núcleos de origen extra-galáctico y su relevancia en la propagación fueron predichos por Greisen [10], e independientemente por Zatsepin y Kuzmin [11] tras el descubrimiento de la radiación cósmica de fondo (CMB). Primeramente todas las partículas 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.

En la Fig. 1.1 se presenta el espectro de los rayos cósmicos medidos por los distintos experimentos que se desarrollaron para su estudio. La figura fue extraída de [2], donde los datos fueron multiplicado por $E^{2,6}$ para resaltar los cambios en la forma del espectro. Considerando que el espectro de energías por debajo de $\sim 0,1 \times 10^{18}$ eV es de origen galáctico, la rodilla correspondiente al cambio de pendiente en $\sim 3 \times 10^{15}$ EeV podría reflejar el hecho que la mayoría de los aceleradores en la galaxia han alcanzado su energía máxima para la aceleración de protones. El experimento de Cascade-Grande ha reportado una segunda rodilla cercana a 8×10^{16} eV, que podría corresponder al límite de aceleración de primarios más pesados [2].

Considerando el tobillo en la Fig.1.1, es posible que sea el resultado de que una

población de mayor energía esté sobrepasando a una población de menor energía, por ejemplo un flujo extra-galáctico empiece a dominar sobre un flujo galáctico [12]. Otra posibilidad es que el cambio de la forma de la curva se deba a la pérdida de energía de los protones extra-galácticos, debido por el proceso $p\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, conocido como foto-desintegración con el CMB [13]. Para energías aun mayores ($E/A \geq 60 \times 10^{18}$ eV) el proceso dominante es la producción de mesones por colisiones entre núcleos y fotones de muy altas energías.

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

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

donde γ se lo denomina índice espectral, este valor varía ligeramente para distintos rangos de energía.

1.3. Lluvias atmosféricas extendidas

Una lluvia atmosférica extendida (EAS) es la cascada de partículas secundarias generadas por la interacción de un rayo cósmico, conocido como partícula primaria o el primario, con la atmósfera terrestre. Como se observa en la Fig. 1.1 el flujo de partículas decae rápidamente con la energía. Aunque para energías mayores a 10^{14} EeV las partículas producidas en la atmósfera como secundarios pueden llegar a las montañas. Para energías mayores pueden llegar hasta el nivel del mar. 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 área de gran tamaño. Para energía mayores a 10 EeV, por ejemplo, la lluvia puede llegar a cubrir más de 25 km^2 .

El desarrollo de la lluvia puede describirse mediante la profundidad atmosférica, definida como la masa de aire por unidad de área que atravesó una partícula en su dirección de propagación,

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

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.

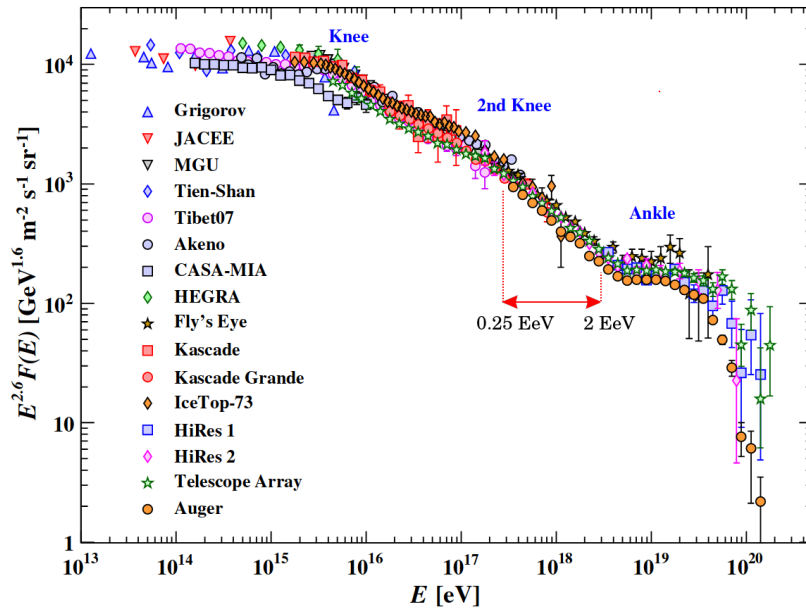


Figura 1.1: Espectro de rayos cósmicos medidos mediante lluvias atmosféricas en función de la energía E . Figura extraída de [2]

Una anisotropía dipolar 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 ecuatoriales ¹, 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:

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

El desarrollo para obtener esta expresión se encuentra en el apéndice A.2.1.

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 [6] :

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

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.

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

1.4.1. Representación en coordenadas locales de la anisotropía dipolar

Podemos reescribir el producto escalar entre el dipolo \mathbf{d} y el versor \hat{u} que apunta en una dirección cualquiera mediante las coordenadas locales θ y ϕ ² 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.

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

Capítulo 2

El Observatorio Pierre Auger

2.1. Introducción

Para realizar un estudio con mucha estadística de los CRs hasta altas energías se diseñó el Observatorio Pierre Auger. Las propiedades medidas de los lluvias extendidas determinan la energía y la dirección de arribo de cada CR, además de proveer información sobre la distribución de la composición del CR. El Observatorio Pierre Auger en la Provincia de Mendoza, Argentina ha registrado eventos desde el año 2004 mientras se agregaban detectores hasta su terminación en el 2008.

2.2. Detección de Rayos Cósmicos

Una característica esencial del Observatorio es la capacidad de observar lluvias atmosféricas extendidas (EAS) simultáneamente mediante dos técnicas distintas, combinando los detectores de superficie (SD) y los detectores de fluorescencia (FD). Los SD son un conjunto de 1660 detectores Cherenkov con agua hiper-pura colocados en un arreglo triangular, con una distancia de 1,5 km cubriendo $\sim 3000 \text{ km}^2$, además de un arreglo más pequeño llamado *Infill* separados por 750 m. El arreglo principal son los detectores de superficie distanciados 1500 m, que en el presente trabajo se referencia como *SD 1500 m* se muestra en la Fig. 2.1. Los FD están colocados en cuatro edificios alrededor del arreglo de SD: Coihueco, Loma Amarilla, Los Morados y Los Leones indicados en el mapa en la Fig. 2.1. Cada edificio contiene 6 FD, donde cada uno tiene un campo de visión de $30^\circ \times 30^\circ$, cubriendo así cada uno 180° en la horizontal.

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 $35,0^\circ \text{ S}$ y $35,3^\circ \text{ S}$ y entre las longitudes $69,0^\circ \text{ W}$ y $69,4^\circ \text{ W}$.

2.2.1. El detector de superficie y el detector de Fluorescencia

Un SD consiste en un tanque de polietileno de 3,6 m de diámetro que contiene 12 000 litros de agua hiper-pura. Su interior está recubierto por una lámina de alta reflectividad. En la parte superior 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. La altura del tanque de 1,2 m lo hace sensible a fotones de altas energías, que pueden convertirse en pares electrón-positrón en el volumen de agua [3].

El detector de fluorescencia (FD) consiste en 24 telescopios de fluorescencia, esquematizados en la Fig.2.2b, distribuidos en 4 distintos lugares 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 22×20 . Cada telescopio tiene un campo de visión de $30^\circ \times 30^\circ$.

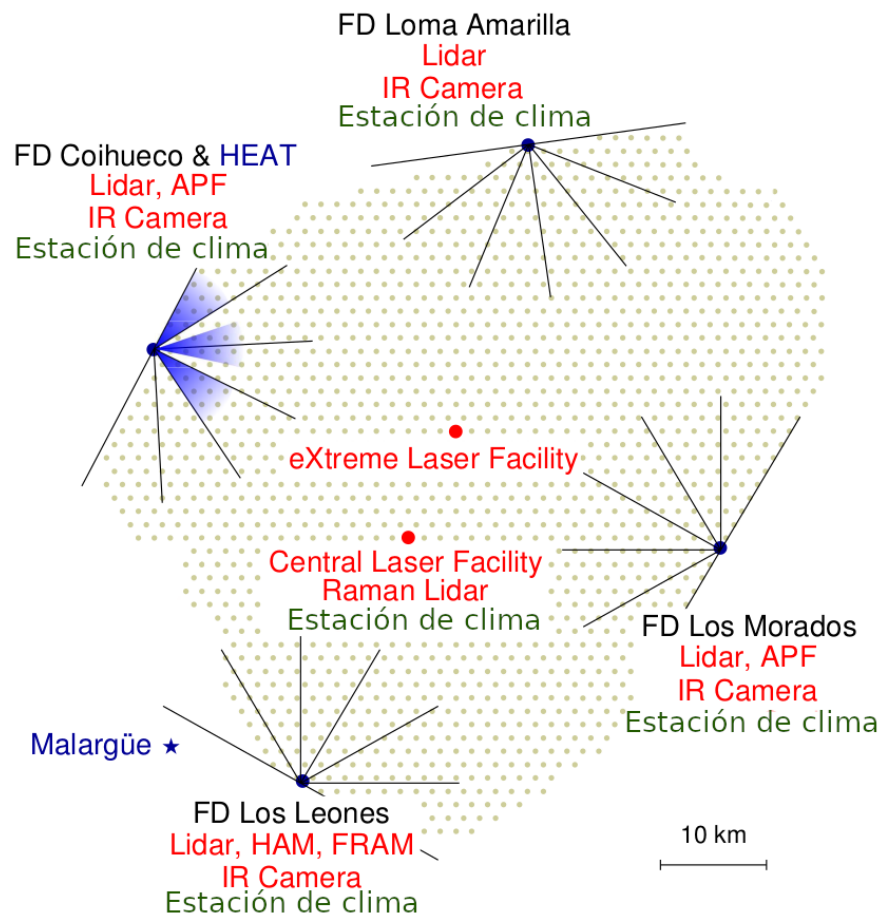
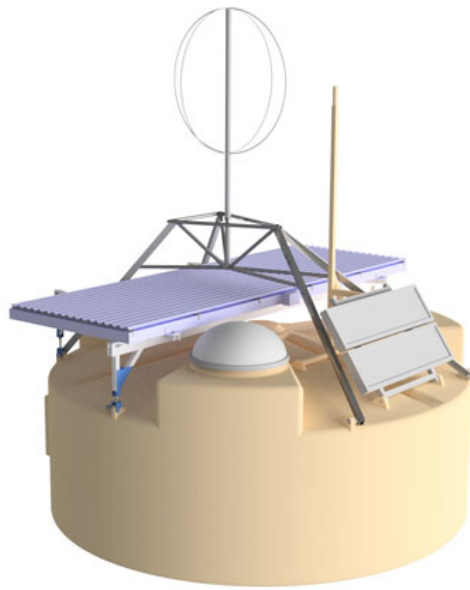
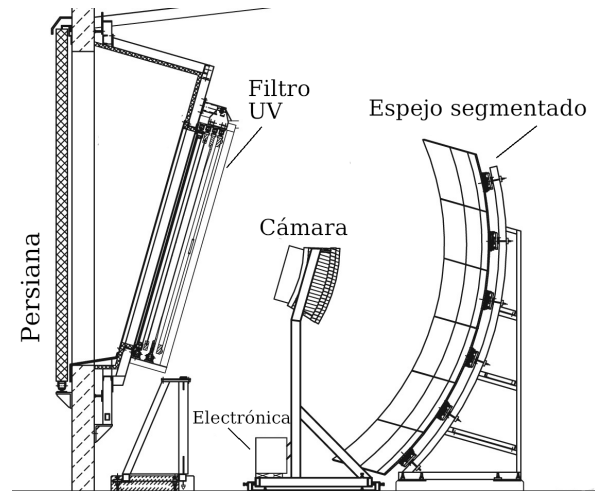


Figura 2.1: Distribución de los tanques del SD en el área del Observatorio Pierre Auger. Se muestra la ubicación de las estaciones de clima, otros módulos instalados sobre el observatorio y la posición de los detectores de fluorescencia (FD). Figura extraída de [3]



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



(b) Esquema simplificado de un telescopio de fluorescencia. Extraído de [14]

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 tomada en cuenta para la estimación de energía. Ya que esta estimación 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

El SD detecta un corte de EAS que llega al nivel del suelo, los WCDs detectan la componentes electromagnética y muónica de la lluvia. Cabe resaltar que el SD funciona las 24 horas del día, por lo que detecta una mayor cantidad de eventos que el FD. Existen métodos para determinar la dirección de arribo y la energía del primario. La exposición se calcula contando la cantidad de hexágonos activos en un tiempo dado, y multiplicado la apertura de una sola celda hexagonal que vale $4,59 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$ para lluvias verticales. El SD tiene la propiedad de que la calidad de sus mediciones aumenta con la energía del EAS. 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 los 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. [8]

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 arribo de los CRs se realiza mediante las señales medidas por el SD. La dirección es reconstruida mediante el tiempo de llegada de las señales registradas por estaciones individuales del SD. 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 [15], importante para el análisis del espectro. Para estudios de dirección de arribo pueden utilizar cortes menos estrictos.

2.3.2. Reconstrucción de las lluvias

En una primera aproximación para la dirección de arribo de la lluvia se obtiene ajustando los tiempos de llegada de la señal en cada tanque. Para eventos con suficientes tanques disparados, estos tiempos de llegada pueden ser descritas como la evolución un frente de lluvia como una esfera que crece con la velocidad de la luz. Los puntos de impacto del EAS con el suelo son obtenidas mediante ajustes a las señales de los tanques. 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.

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 es una función f_{LDF} propuesta por Nishimura-Kamata-Greisen [8]

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

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

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 medidas en una etapa menos desarrollada que eventos más inclinados. Los eventos con $\theta > 60^\circ$ atraviesan una mayor cantidad de atmósfera.

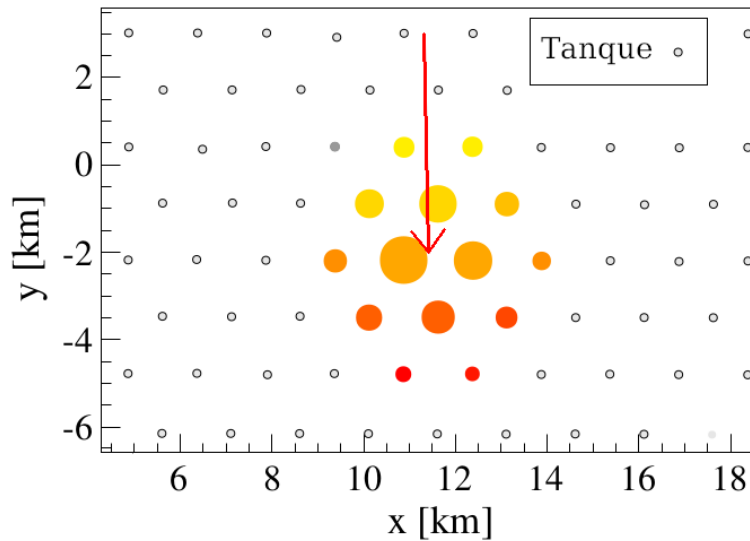


Figura 2.3: Ejemplo de la señal dejada por un evento de (104 ± 11) EeV de energía con un ángulo cenital de $(25,1 \pm 0,1^\circ)$ sobre el arreglo principal SD 1500 m. La flecha indica la dirección de arribo de la lluvia. Los colores de los círculo representa el tiempo de arribo de la lluvia, los primeros en amarillo y los últimos en rojo. En área de los círculo pintados es proporcional a logaritmo de la señal. Figura extraída de [3].

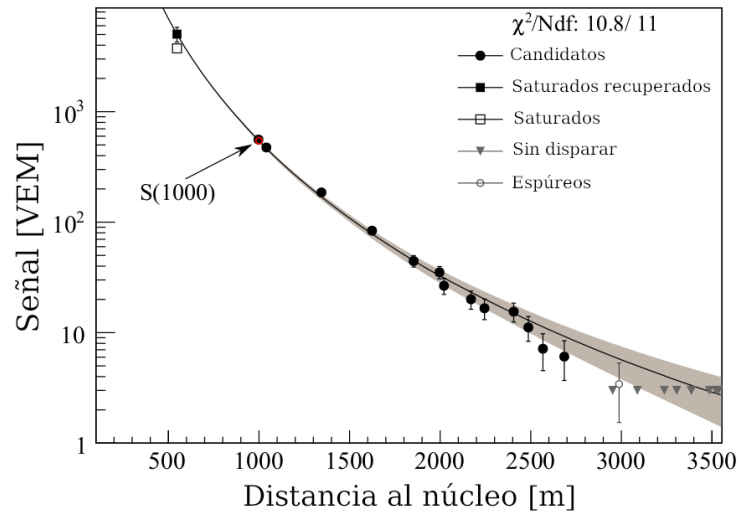


Figura 2.4: Dependencia de la señal con la distancia del núcleo de la lluvia de un evento de (104 ± 11) EeV de energía con un ángulo cenital de $(25,1 \pm 0,1^\circ)$. La función ajustada es la función de distribución lateral (LDF). Del ajuste se obtiene el valor de S(1000). Figura extraída de [3].

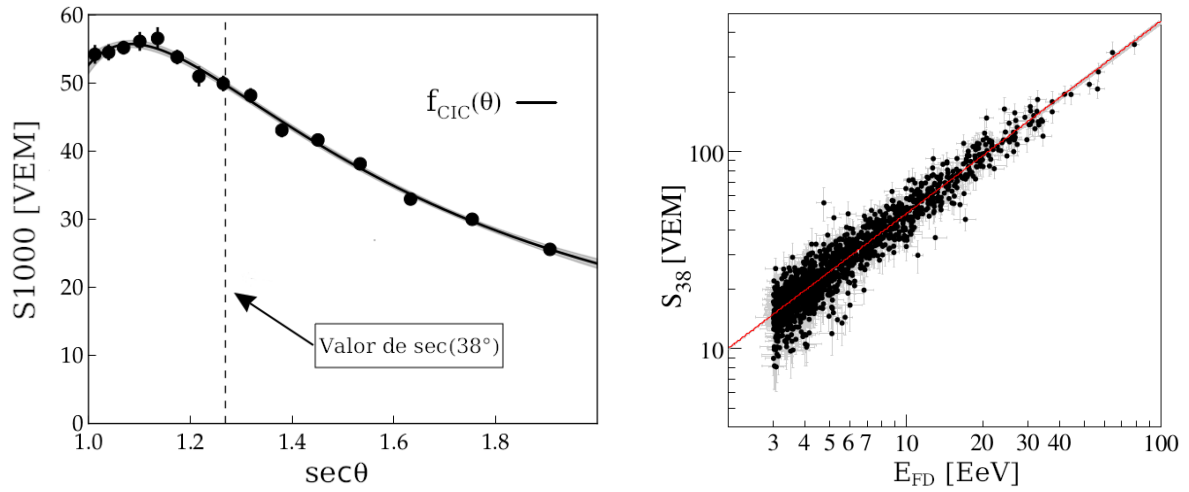
2.3.3. Calibración de la energía

Para una energía dada, el valor de S(1000) disminuye con θ 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) [16]. 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 [7], 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 [8]. 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 que fue detectado mediante el SD con $\theta = 38^\circ$.

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 un 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 $B = (1,031 \pm 0,004)$ [17]. En la Fig. 2.5b se observa el ajuste y la relación entre S_{38} y E_{FD}



(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.

(b) Correlación entre el valor S_{38} y la energía E_{FD} medida por el FD.

Figura 2.5: Distintas calibraciones hechas para los eventos reconstruidos en el Observatorio Pierre Auger.

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, así como también para estudiar la cantidad de fotones de las lluvias sobre las moléculas de N_2 , emitidos por fluorescencia. 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.

Capítulo 3

Registro de eventos

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. Estas partículas son conocidas como rayos cósmicos (RC) y han sido medidas desde los años 60s [18]. 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.

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, y una componente muónica. 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 observatorio Pierre Auger está ubicado en la ciudad de Malargüe, provincia de Mendoza. El mismo fue construido para detectar las partículas secundarias de las EASs producidas por RCs, con energía por encima de 0,1 EeV. La adquisición de datos empezó en el año 2004. 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*.

Los análisis presentados en este trabajo fueron realizados con los eventos obtenidos por ~ 1600 detectores Cherenkov, dispuestos sobre de ~ 3000 km² a 1500 m entre sí. Un conjunto de 7 detectores adyacentes, es decir una en el medio y 6 en los lados, forman una celda hexagonal. Esta disposición de tanques se menciona como *arreglo*

principal. Cada detector consiste en un tanque cilíndrico con 12 toneladas de agua ultra-pura de 1,2m de alto. En la parte superior del tanque están instalados 3 fotomultiplicadores que monitorean la radiación Cherenkov en el agua. El conjunto del tanque y la electrónica de detección se menciona durante este trabajo como *Surface Detector* o *SD*. 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.

3.1. Acerca de todos los disparos del SD

A medida que los tanques pasan más tiempo midiendo, también 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, ya que la eficiencia completa del disparo estándar se obtiene para eventos de energía mayor a 2,5 EeV. En la Fig.3.1, para los datos presentados en el ICRC 2019, se observa como la energía media de los eventos para distintos rangos de tiempo va aumentando, además que la proporción de eventos por debajo de 3 EeV disminuye.

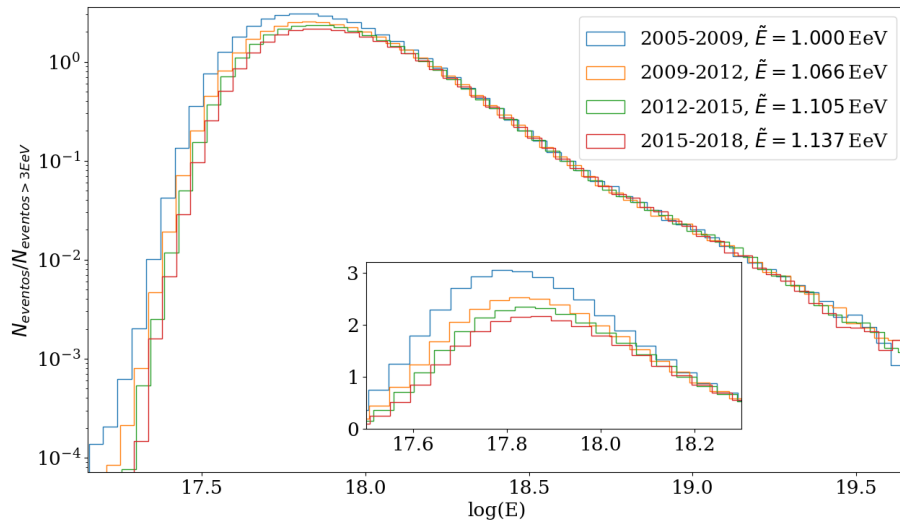


Figura 3.1: Histograma de eventos del Disparo Estándar por rango de tiempo medido por el Observatorio Pierre Auger

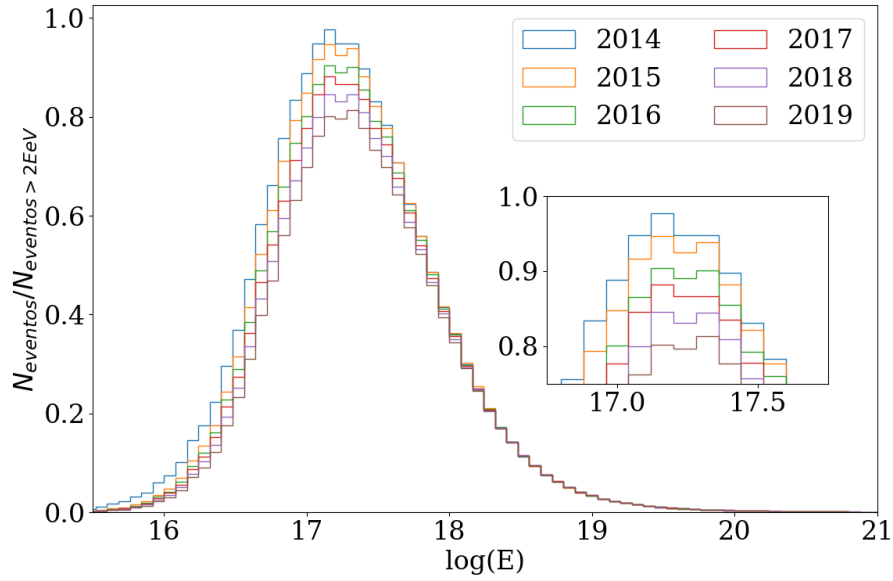


Figura 3.2: Histograma de eventos de Todos Los Disparos por rango de tiempo medido por el Observatorio Pierre Auger

El análisis del trabajo de licenciatura fue realizado sobre los eventos medidos utilizando el disparo estándar del arreglo principal, 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 [6].

Para superar esta dificultad y poder recuperar la sensibilidad para bajas energías, a partir del año 2013 se implementó otros algoritmos de disparo en los SDs, llamados ToTd y MoPS [19]. Estos algoritmos de disparo se mencionan en este trabajo como *todos los disparos*.

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 [19]. 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 3.3 se comparan las eficiencia 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.

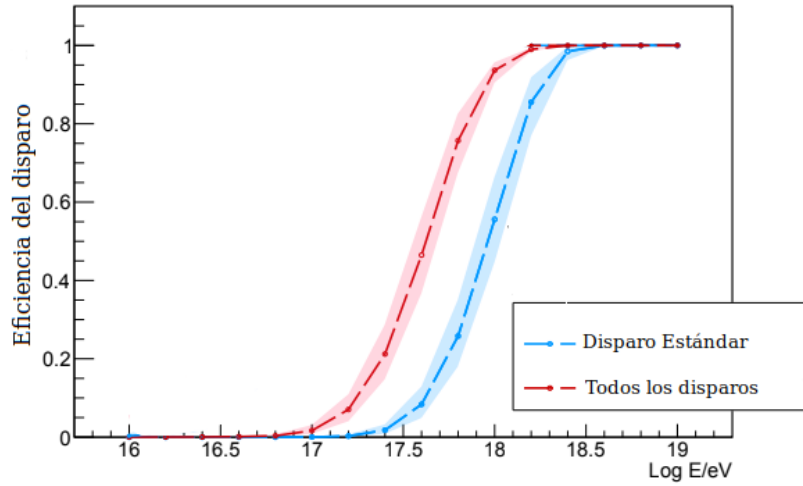


Figura 3.3: La eficiencia del disparo en función de la energía para eventos con ángulo cenital θ menor a 60° . Este figura fue extraída del trabajo [4]

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.

3.2. Acerca de los eventos

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* o *ib*. 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.
4. El tanque de mayor señal está en el interior de un hexágono de tanques activos. Estos eventos se conocen como *eventos 6T5*.

3.2.1. 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.

3.3. Acerca de la tesis de licenciatura

Durante la tesis de licenciatura se analizaron los efectos de las condiciones atmosféricas durante el desarrollo de las EAS. Se analizaron los datos adquiridos durante el periodo 2005-2018 por el arreglo principal. De esta manera, se extendió los periodos estudiados anteriormente en los siguientes trabajos [20], [21] y [22].

Los efectos atmosféricos afectan principalmente a la atenuación de la componente electromagnética de la EAS, en particular depende fuertemente de la temperatura y presión. Estos efectos se caracterizan por parámetros dependientes del ángulo cenital del evento y por la presión, densidad y temperatura al momento de su detección. Los parámetros mencionados se utilizan para corregir las señales registradas por los SDs. Las correcciones del clima utilizadas por la colaboración Pierre Auger fueron implementadas a partir del trabajo [22] en el 2017.

Durante el trabajo de la licenciatura se reprodujo el análisis de la modulación del clima sobre el periodo 2005-2015 del trabajo [22], obteniéndose resultados compatibles. También se estudió la modulación del clima mediante el valor de la señal medida por los SDs, S_{38} , sin la corrección propuesta por [22], además de extender el rango de tiempo analizado hasta el 2018. Se observó que los parámetros del clima obtenidos en este análisis sobre S_{38} son compatibles con los utilizados en la reconstrucción oficial.

Capítulo 4

Método Rayleigh

El estudio de la distribución de las direcciones de arribo de los eventos es una herramienta importante para obtener información sobre el origen de los RCs. Las irregularidades sobre el flujo casi isotrópico de los RCs, en un rango de energía, pueden deberse a zonas del espacio donde se producen más RCs que en otras, estas irregularidades se conocen como anisotropías.

El análisis de anisotropías a grandes escalas angulares suele ser hecho sobre las irregularidades 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 [23].

4.1. Cálculo de los coeficientes de Fourier para el análisis de anisotropía en ascensión recta

Las anisotropías son variaciones pequeñas por lo que eliminar todo factor espurio en el análisis es importante. Para obtener la amplitud de la misma en ascensión recta, se estudia la frecuencia sidérea ($f_{sid} = 366,25$ ciclos/año) [6]. Los errores sistemáticos debido a la modulación de eventos por el clima u otros errores propios de la adquisición de datos, aparecen en la frecuencia solar ($f_{sid} = 365,25$ 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 puede indicar efectos sistemáticos en la amplitud de la anisotropía en la frecuencia sidérea [24]. La mezcla entre modulaciones diarias y anuales induce bandas laterales ubicadas a ± 1 ciclo/año con respecto a la solar [6]. Por estos motivos se toman estas frecuencias como referencia.

4.1.1. 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.

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 *mod* 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 techo ¹. 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 3ª 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 [5] 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

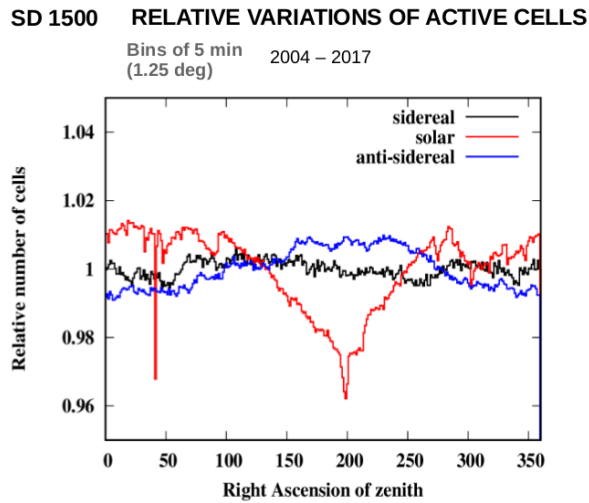


Figura 4.1: Valores de $\Delta N_{cell,k}$ en el rango 2004-2017 para distintas frecuencias obtenidas en el trabajo [5].

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

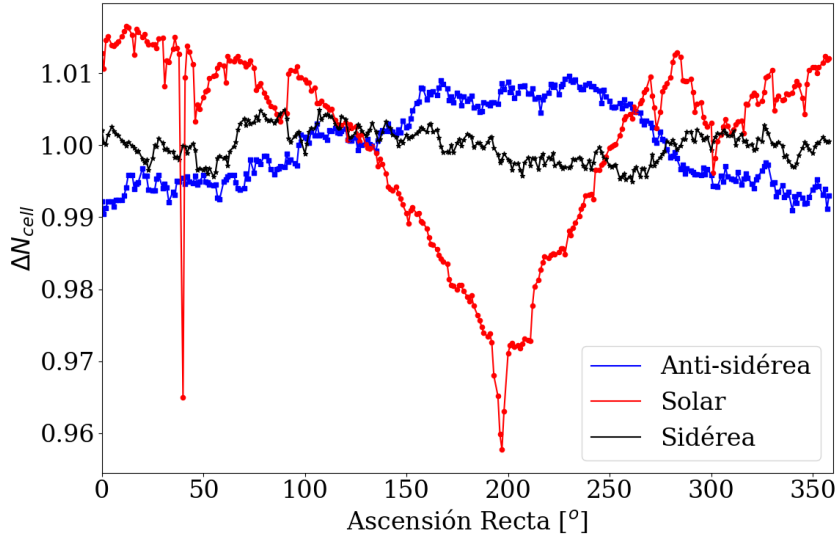


Figura 4.2: Valores de $\Delta N_{cell,k}$ en el rango 2004-2017 para distintas frecuencias utilizando el código escrito en este trabajo.

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 $1,25^\circ$. Esto es conveniente ya que la actualización del registro de hexágonos se realiza una vez cada 5 min como se menciona en la sección 3.2.1. Esta tasa de actualización es equivalente a decir que la adquisición se realiza cada vez que el cenit del observatorio barre $1,25^\circ$ en ascensión recta sobre la esfera celeste.

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

Un procedimiento para estudiar anisotropías en la 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.

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

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 $dN/d\alpha = \sum_{i=1}^N \delta(\alpha - \alpha_i)$ [6].

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 [6]:

$$\tilde{\alpha} = 2\pi f_x t_i + \alpha_i - \alpha_i^0(t_i) \quad (4.6)$$

donde f_x es el 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 .

Clasificando a los eventos mencionados en la sección ?? según el valor de la ascensión recta y considerando que todos los eventos tienen un peso uniforme de $w_i = 1$, se dicen 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 3.2, 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 4.1.1, 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 tiene $w_i = 1$.
4. Para el análisis en frecuencias, a partir del valor de h_i se asigna el ángulo $\tilde{\alpha}_i$ definida en la Ec.4.6. La implementación en el código es de la siguiente manera:

$$\tilde{\alpha}_i = 2\pi \frac{h_i}{360^\circ} + \alpha_i - \alpha_i^0 \quad (4.7)$$

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:

$$a'_{ik} = w_i \cos k\tilde{\alpha}_i \quad b'_{ik} = w_i \sin k\tilde{\alpha}_i \quad (4.8)$$

- 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 [25] mediante:

$$\mathcal{N} = \sum_i^{Eventos} w_i \quad a_k = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_i^{Eventos} a'_{ik} \quad b_k = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_i^{Eventos} b'_{ik} \quad (4.9)$$

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

$$\tilde{r}_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \quad \phi_k = \frac{1}{k} \arctan \frac{a_k}{b_k} \quad (4.10)$$

$$P(\tilde{r}_k) = \exp\left(-\mathcal{N} \frac{\tilde{r}_k^2}{4}\right) \quad r_{99} = \sqrt{\frac{-4 \log(0,01)}{\mathcal{N}}} \quad (4.11)$$

Cabe resaltar que el r_{99} depende solamente de los pesos de los eventos que se está estudiando. La interpretación de este valor es 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 [6]. 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 3.2. En esta figura que los resultados obtenidos en [6] y con el código utilizado por este trabajo son indistinguibles.

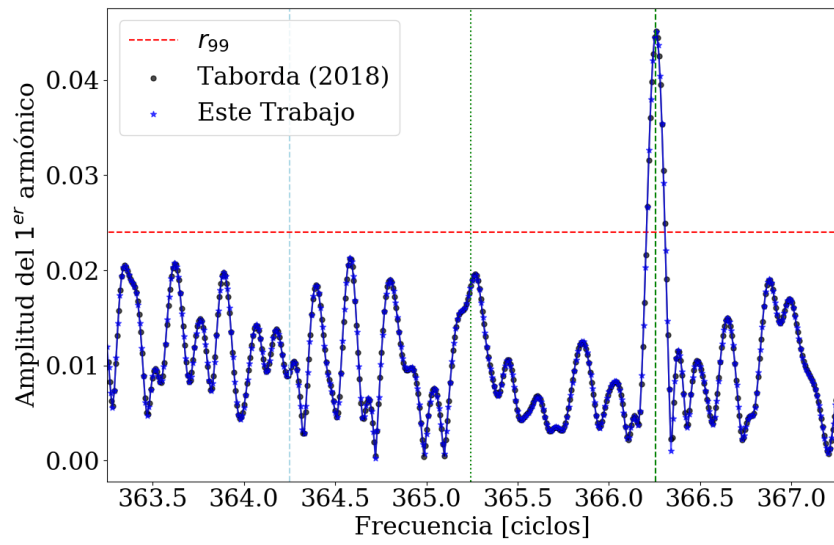


Figura 4.3: Comparación entre los análisis de anisotropía hechos para el mismo conjunto de datos, con el código de [6] y con el código escrito para este trabajo.

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 [6].

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 primer término mencionado también incluye los efectos sistemáticos y atmosféricos, como la variación de los hexágo-

nos del arreglo y las correcciones de la modulación del clima, 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

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.

$[-\pi/2, \pi/2]$ o $[\pi/2, 3\pi/2]$, se obtiene que:

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

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

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:

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

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 mismas están en el plano x-z. 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:

$$\begin{aligned} d_{z'} &= \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}}_z = d(\cos \delta_d \cos \delta^0 \cos(\alpha^0 - \alpha_d) + \sin \delta_d \sin \delta^0) \\ d_{x'} &= \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}}_x = d(\cos \delta_d \cos(\alpha^0 + \frac{\pi}{2} - \alpha_d) = -d \cos \delta_d \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \end{aligned}$$

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.

Entonces la diferencia entre flujos queda como:

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} = -4d\Phi_0(1 + \eta(\alpha^0)) \cos \delta_d \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \overline{\sin \theta} \quad (5.8)$$

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

La variación del flujo verdadero en ascensión recta provee información sobre la componente $d_{z'}$ del dipolo.

$$\frac{dI(\alpha^0)}{d\alpha^0} = 2\pi\Phi_0 \overline{\cos \theta} \frac{d d_{z'}(\alpha^0)}{d\alpha^0} \quad (5.9)$$

$$\frac{dI(\alpha^0)}{d\alpha^0} = -2d\pi\Phi_0 \overline{\cos \theta} \cos \delta_d \cos \delta^0 \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \quad (5.10)$$

Para llegar a la expresión 5.8, 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 5.8 que es proporcional de $\eta \cdot d$ y la expresión 5.8 queda:

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -4d\Phi_0 \cos \delta_d \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \overline{\sin \theta} \quad (5.11)$$

Considerando las expresiones 5.10 y 5.11, 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

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx \frac{2}{\pi \cos \delta^0} \frac{\langle \sin \theta \rangle}{\langle \cos \theta \rangle} \frac{dI(\alpha^0)}{d\alpha^0} \quad (5.12)$$

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, salvo modificaciones para tener en cuenta la dirección de los eventos.

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} = \frac{N}{2\pi} r_{EW} \cos(\alpha^0 - \phi_{EW}) \quad (5.13)$$

La amplitud r_{EW} y fase ϕ_{EW} obtenidas por el Método East - West no es la amplitud del dipolo físico aunque está relacionada con la misma.

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

Esta relación puede obtenerse reescribiendo la expresión 5.12, teniendo en cuenta la proyección del dipolo físico sobre el ecuador $d_{\perp} = d \cos \delta^0$, la expresión 5.11 y que $N \simeq 4\pi^2 \Phi_0 \bar{1}$ ⁴:

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -4d_{\perp} \frac{N}{4\pi^2 \bar{1}} \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \overline{\sin \theta} \bar{1} \quad (5.14)$$

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -4d_{\perp} \frac{N}{4\pi^2} \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \langle \sin \theta \rangle \quad (5.15)$$

$$I_E^{obs} - I_O^{obs} \approx -\frac{N}{2\pi} d_{\perp} \frac{2\langle \sin \theta \rangle}{\pi} \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \quad (5.16)$$

Comparando las expresiones 5.13 y 5.16 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:

$$d_{\perp} = \frac{\pi}{2\langle \sin \theta \rangle} r_{EW} \quad (5.17)$$

$$r_1 = \frac{\pi \langle \cos \delta \rangle}{2 \langle \sin \theta \rangle} r_{EW} \quad (5.18)$$

$$\alpha_d = \phi_{EW} + \frac{\pi}{2} \quad (5.19)$$

$$\sigma_{x,y} = \frac{\pi}{2\langle \sin \theta \rangle} \sqrt{\frac{2}{N}} \quad (5.20)$$

$$\sigma = \frac{\pi \langle \cos \delta \rangle}{2\langle \sin \theta \rangle} \sqrt{\frac{2}{N}} \quad (5.21)$$

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

$$P(\geq r_{EW}) = \exp\left(-\frac{N}{4} r_{EW}^2\right) \quad (5.22)$$

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

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

En cada evento se calcula los siguientes valores:

$$a'_i = \cos(X_i - \beta) \quad b'_i = \sin(X_i - \beta) \quad (5.23)$$

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 es 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:

$$a_{EW} = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N a'_i = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos(X_i - \beta_i)$$

$$b_{EW} = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N b'_i = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin(X_i - \beta_i)$$

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

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

$$r_{EW} = \sqrt{a_{EW}^2 + b_{EW}^2}$$

$$\phi_{EW} = \tan^{-1}(b_{EW}/a_{EW})$$

Estos valores se traducen a los valores de amplitud r , d_\perp y fase ϕ del dipolo físico mediante las expresiones 5.17, 5.18 y 5.19. Los valores $\langle \cos \delta \rangle$ y $\langle \sin \delta \rangle$ son los valores medios de estas variables en los años estudiados.

4. Se calcula la amplitud límite r_{99} y la probabilidad $P(r_{EW})$ utilizando la expresión 5.22:

$$r_{99} = \frac{\pi}{2} \frac{\langle \cos \delta \rangle}{\langle \sin \theta \rangle} \sqrt{\frac{4}{N} \ln(100)}$$

$$d_{\perp,99} = \frac{r_{99}}{\langle \cos \delta \rangle}$$

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 6.

Por último, estos resultados se comparan con los valores obtenidos con el método EW en el trabajo [1] 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.

Cálculo para frecuencias arbitrarias

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

$$\tilde{\alpha} = 2\pi f_x t_i \quad (5.24)$$

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 [1] de la colaboración

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 [1].
2. Utilizando el código y los datos de los eventos del paper [1], 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 [1].
4. Finalmente se verificó que los valores obtenidos en los item 2 y 3, con ambos códigos, sean el mismo.

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

Para verificar que la variable de la Ec.5.24 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.5.24 en el mismo rango de energía. Se observan que los valores son comparables entre sí.

(FALTA ACTUALIZAR LA TABLA)

	[1]	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[°]:	225±64[26]	225±45	227±45
r_{99} [%]:	1.5	1.5	1.5
$d_{\perp,99}$ [%]:	1.8	1.8	1.8

Tabla 5.1: Verificando la variable $\alpha = 2\pi f t$

Capítulo 6

Distribución de probabilidad de la amplitud y fase del dipolo

En el trabajo [27] 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 anisotropía 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 obtenido mediante distintos métodos, en este trabajo se utilizaron el método de Rayleigh e East - West, en este caso, el módulo del vector \vec{s} es igual a r_1 .

La distribución de probabilidad de la amplitud y la fase está dada por la Ec.6.1. Las variables r y ψ representan las variaciones de módulo y fase de las mediciones con respecto a \vec{s}

$$p(r, \psi) = dr d\psi \frac{r}{2\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{(r^2 + s^2 - 2rs \cos \psi)}{2\sigma^2}\right\} \quad (6.1)$$

6.1. Distribución de probabilidad de la amplitud

Integrando la Ec.6.1 con respecto a ψ , se obtiene la función de densidad de probabilidad $p(r)$ y el nivel de confianza $CL_r(r_i, r_f, s)$ entre en rango $[r_i, r_f]$:

$$p(r) = \frac{r}{\sigma^2} \exp\left\{-\frac{(r^2 + s^2)}{2\sigma^2}\right\} K_0\left(\frac{rs}{\sigma^2}\right) \quad (6.2)$$

$$CL_r(r_i, r_f, s) = \int_{r_i}^{r_f} dr p(r) \quad (6.3)$$

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 , dado un conjunto de mediciones.

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.

$$CL_r(0, r^{UL}, s) = 0,99 = \int_0^{r^{UL}} dr p(r) \quad (6.4)$$

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:

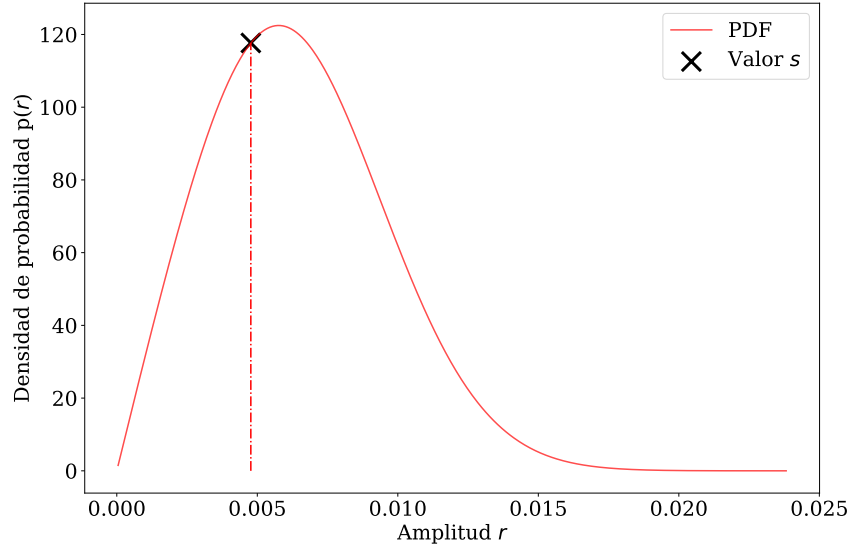


Figura 6.1: El gráfico de la densidad de probabilidad $p(r)$ de la amplitud r para $s = 0,0047$ y $\sigma = 0,0038$

6.1.1. 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 sigo 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. 6.2 en el código.

2. Una vez que se tiene la función normalizada, se calcula la integral de la ecuación 6.3 $CL_r(0, s, s)$ en el intervalo $[0, s]$ y se obtiene el valor de la función $p(s) = p_1$.
3. Si $CL_r(0, s, s) < 0,6827$:
 - a) Teniendo en cuenta el valor inicial de p_1 , se actualiza el valor $p_2 \leftarrow p_1 - 0,01p_1$.
 - b) Se calcula la integral entre los dos puntos con valores igual a $p(r)_2$.
 - c) Si la integral es menor a 0,6827, se repite el proceso desde el paso 3a. 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 5.

La Fig.6.2 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.

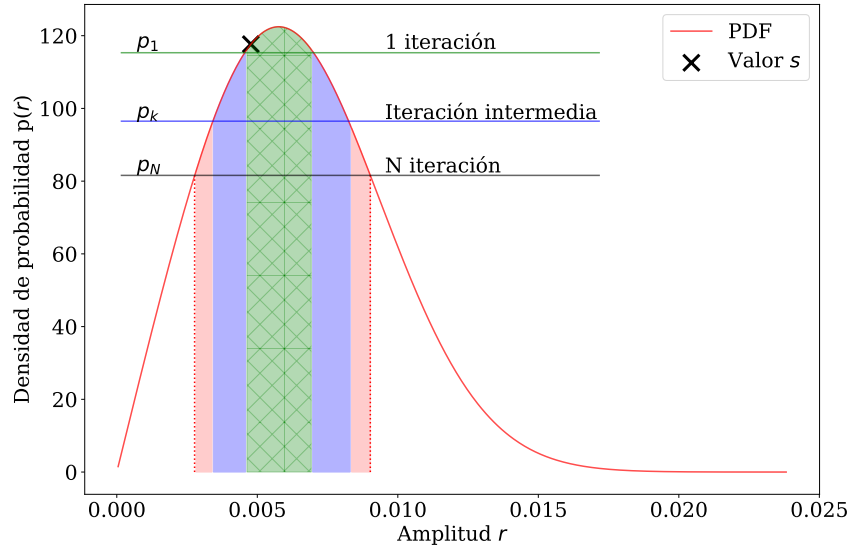


Figura 6.2: Iteraciones para encontrar los márgenes de confianza del 68,27% de la distribución de probabilidad de la amplitud. En la N-ésima iteración se obtiene los límite de confianza buscados.

4. Si $CL_r(0, s, s) > 0,6827$:
 - a) Se toma como límite inferior r^- el valor s y se busca el límite superior r^+ de tal forma que $CL(s, s + \sigma^+, s) \simeq 0,6827$.
5. Los límites de confianza superior r^+ y inferior r^- , teniendo en cuenta el valor final p_N del paso 3c, 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.6.3 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

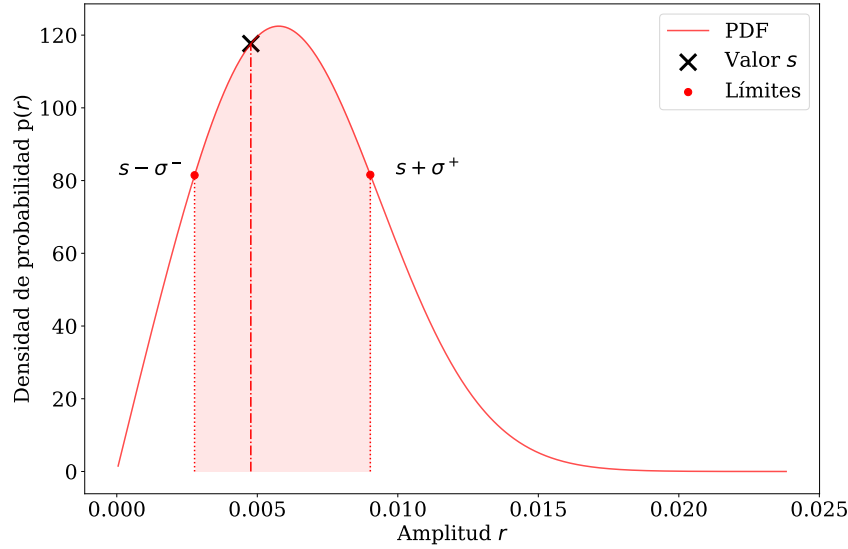


Figura 6.3: Densidad de probabilidad de la amplitud r para $s = 0,0047$ y $\sigma = 0,0038$. Se muestran los márgenes de confianza del 68,27 %

6.2. Distribución de probabilidad de la fase del dipolo

Integrando la ecuación 6.1 con respecto a r en el rango $[0, \infty]$, se obtiene la distribución de probabilidad de la fase ψ de la Ec.6.6. 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 $[-\pi, \pi]$.

$$p(\psi) = d\psi \frac{1}{2\pi} e^{-k} \left[1 + (\pi k)^{1/2} \cos \psi e^{(k \cos^2 \psi)} \left(1 + L \operatorname{erf}(L k^{1/2} \cos \psi) \right) \right] \quad (6.5)$$

$$CL_\psi(\phi_1, \phi_2, s) = \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\psi p(\psi) \quad (6.6)$$

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 σ_ϕ .

Para calcular el margen de confianza σ_ψ , dada la simetría de la función 6.6 con respecto al 0, se siguen los siguientes pasos:

1. Se toma un valor inicial de $\sigma_{\psi,0} = 0,01|\phi|$, donde ϕ es valor de fase obtenida ya sea por el método Rayleigh o East-West. Se eligió este valor inicial por conveniencia.
2. Se integra la Ec.6.6 en el rango $[-\sigma_{\psi,0}, \sigma_{\psi,0}]$ y se verifica si $CL_\psi(-\sigma_{\psi,0}, \sigma_{\psi,0}, s) = 0,9545$. 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.6.4 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.

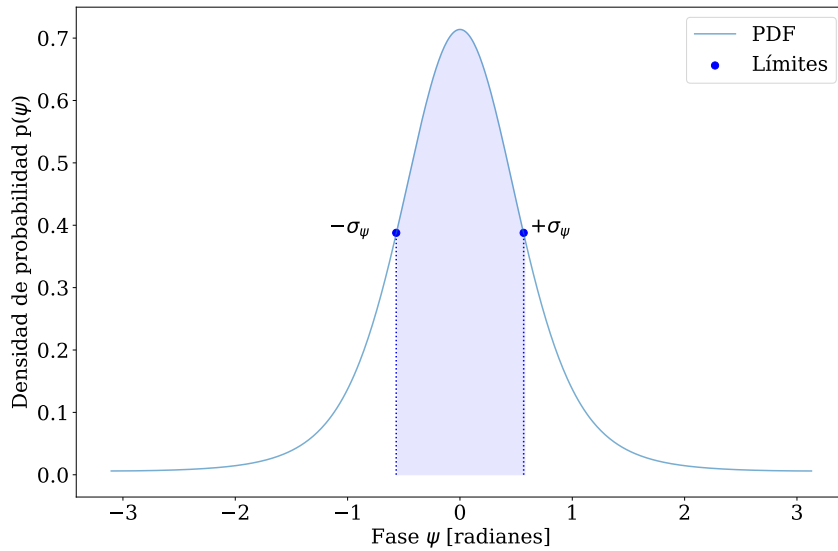


Figura 6.4: La distribución de probabilidad de la fase ψ para $s = 0,0047$ y $\sigma = 0,0038$ con los márgenes de confianza del 68,27%.

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 [1] 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 mediante de Todos los Disparos abarca eventos medidos entre el 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 6 años	Inicio	1 de Enero, 2014
		Fin	1 de Enero, 2020
	Estándar 14.7 años	Inicio	1 de Enero, 2004
		Fin	1 de Agosto, 2018

Rango [EeV]		0.25 - 0.5	0.5 - 1	1 - 2
Eventos	Todos	3 967 368	3 638 226	1 081 846
	Estándar	770 316	2 388 467	1 243 103
Energía	Todos	0,38	0,69	1,32
Media	Estándar	0,43	0,70	1,28

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 [1]. 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 [1]
Amplitud r [%]:	$0,17^{+0,22}_{-0,07}$	$0,12^{+0,24}_{-0,03}$	$0,5^{+0,4}_{-0,2}$ [28]
r_{99} [%]:	0.58		1.1[28]
r^{UL} [%]:	0.67	0.64	1.4[28]
σ [%]:	0.19		0.38[28]
Amplitud d_{\perp} [%]:	-	$0,16^{+0,31}_{-0,04}$	$0,6^{+0,5}_{-0,3}$
d_{99} [%]:	-	0.73	1.5 [28]
d_{\perp}^{UL} [%]:	-	0.80	1.8
$\sigma_{x,y}$ [%]:	-	0.24	0.48
Probabilidad :	0.66	0.81	0.45
Fase[°]:	221 ± 77	280 ± 90	225 ± 64
$\langle \cos \delta \rangle$	0.79		0.79 [28]
$\langle \sin \theta \rangle$	0.46		0.52 [28]

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.

En la Fig. 7.1 se comparan las fases en frecuencia sidérea obtenida en este trabajo y la reportada en [1], 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.5.24, 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.

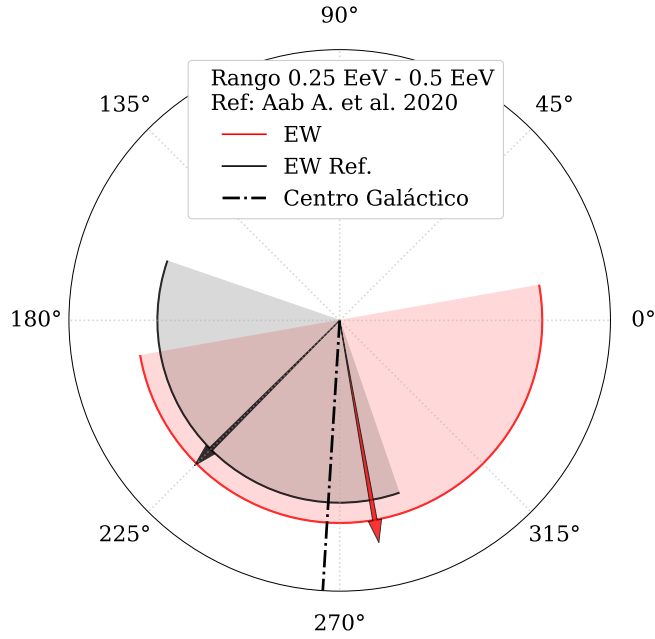


Figura 7.1: Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 0.25 EeV - 0.5 EeV .

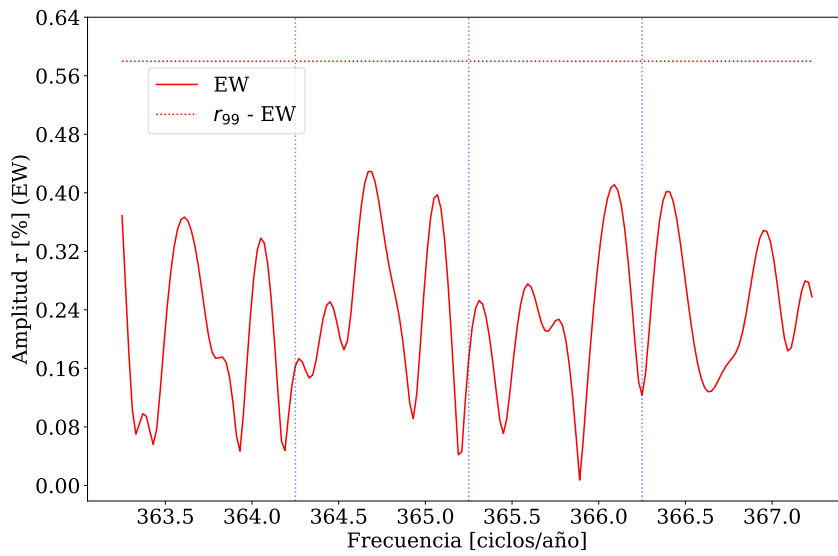


Figura 7.2: Barrido de frecuencias en el rango 0.25 EeV - 0.50 EeV mediante el método East-West.

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 [1].

	Todos los disparos		Disparo Estándar
Frecuencia:	Solar	Sidérea	Sidérea [1]
Amplitud r [%]:	$0,43^{+0,21}_{-0,14}$	$0,44^{+0,21}_{-0,14}$	$0,38^{+0,20}_{-0,14}$ [28]
r_{99} [%]:	0.56		0.64[28]
r^{UL} [%]:	0.89	0.90	0.90 [28]
σ [%]:	0.18		0.21 [28]
Amplitud d_{\perp} [%]:	-	$0,56^{+0,27}_{-0,18}$	$0,5^{+0,3}_{-0,2}$
d_{99} [%]:	-	0.71	0.8 [28]
d_{\perp}^{UL} [%]:	-	1.1	1.1
$\sigma_{x,y}$ [%]:	-	0.23	0.21
Probabilidad :	0.065	0.055	0.20
Fase[°]:	205 ± 34	258 ± 34	261 ± 43
$\langle \cos \delta \rangle$	0.79		0.79 [28]
$\langle \sin \theta \rangle$	0.50		0.54[28]

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

En la Fig. 7.3 se comparan las direcciones en las que apuntan la fase en frecuencia sidérea obtenida en este trabajo con la obtenida en [1]. En esta figura se observa que resultados similares entre sí en valor e incertidumbre, y apuntan a una dirección cercana al centro galáctico.

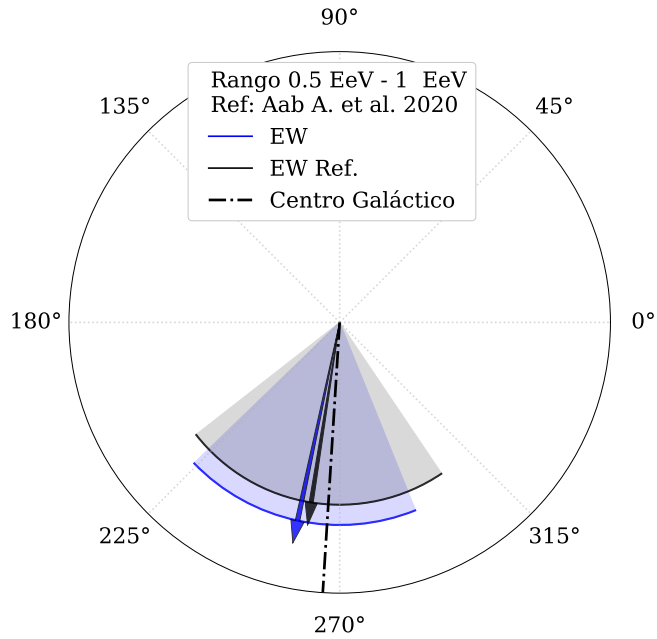


Figura 7.3: Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 0.5 EeV - 1.0 EeV .

El barrido de frecuencias con la variable de la Ec.5.24 para este rango de energía se observa en la Fig.7.4. La línea horizontal indica el valor de r_{99} para cada frecuencia, además se observa que ninguna frecuencia supera dicho umbral.

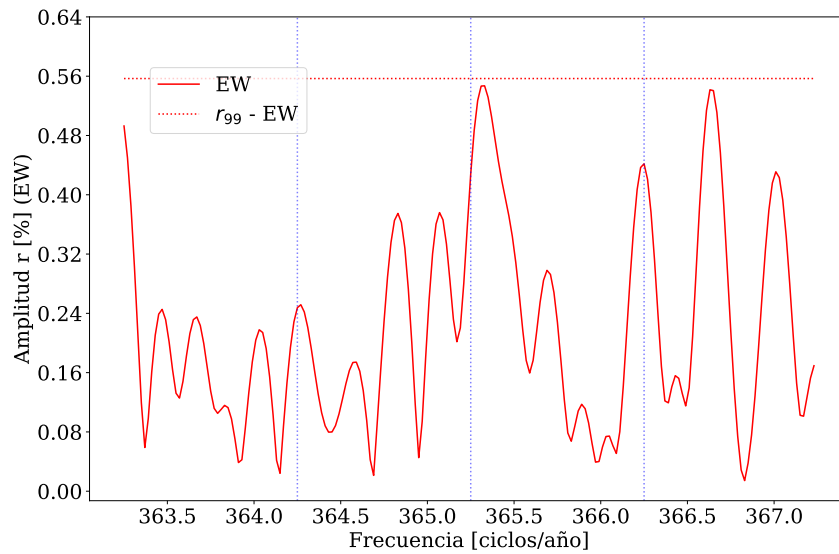


Figura 7.4: Barrido de frecuencias en el rango 0.5 EeV - 1.0 EeV mediante el método East-West.

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 con compatibles entre sí.

	Todos los disparos	
	Rayleigh	East - West
Frecuencia:	Solar	
Amplitud r [%]:	$0,24^{+0,16}_{-0,09}$	$0,28^{+0,35}_{-0,11}$
r_{99} [%]:	0.41	0.91
r_{UL} [%]:	0.58	1.1
σ :	0.14	0.30
Probabilidad:	0.22	0.65
Fase:	260 ± 48	279 ± 76

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

En la Tabla 7.5 se comparan los resultados de este trabajo y los obtenidos en el trabajo [1] 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 63 % 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. El método Rayleigh nos indica que en este rango de energía pueden existir efectos sistemáticos que no están siendo corregidos.

	Todos los Disparos		Disparo Estándar
	Rayleigh	East - West	East - West[1]
Frecuencia:	Sidérea		Sidérea
Amplitud r [%]:	$0,32^{+0,16}_{-0,10}$	$0,5^{+0,3}_{-0,2}$	$0,14^{+0,37}_{-0,02}$ [28]
r_{99} [%]:	0.41	0.91	0.84[28]
r^{UL} [%]	0.66	1.3	0.89 [28]
σ [%]:	0.14	0.30	0.28 [28]
Amplitud d_{\perp} [%]:	$0,41^{+0,20}_{-0,13}$	$0,6^{+0,4}_{-0,3}$	$0,18^{+0,47}_{-0,02}$
d_{99} [%]:	0.53	1.1	1.1[28]
d_{\perp}^{UL} [%]	0.84	1.6	1.1
$\sigma_{x,y}$ [%]:	0.17	0.38	0.35
Probabilidad:	0.063	0.26	0.87
Fase[°]:	357 ± 35	320 ± 48	291 ± 100
$\langle \cos \delta \rangle$	0.78		0.78
$\langle \sin \theta \rangle$	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 Fig.7.5 se observan en un gráfico polar las fases del trabajo [1] y este trabajo para la frecuencia sidérea

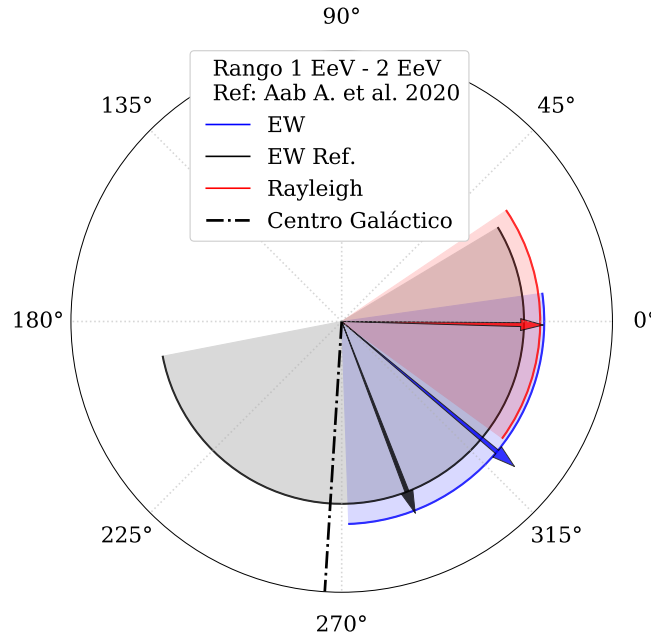


Figura 7.5: Valores de las fases obtenidos en este trabajo y en el trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres para la frecuencia sidérea en el rango 1.0 EeV - 2.0 EeV .

El barrido de frecuencias con la variable de la Ec.5.24 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 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_{99} .

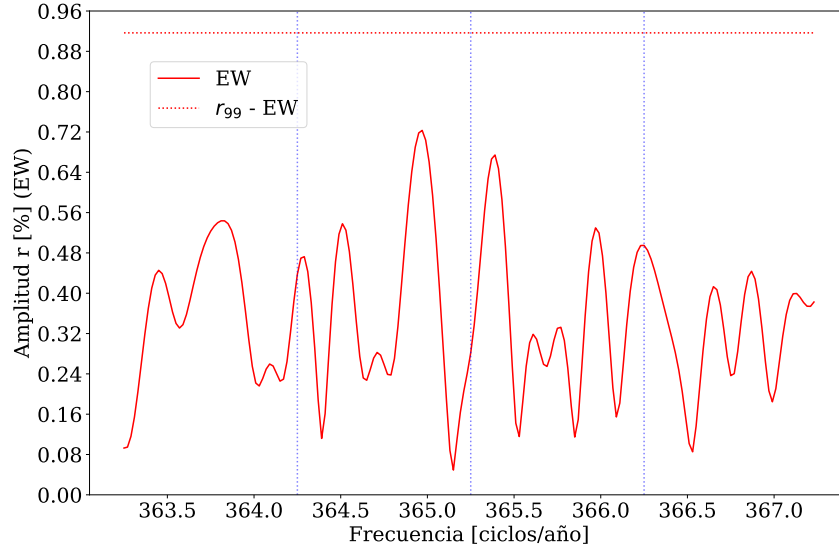


Figura 7.6: Barrido de frecuencias en el rango 1 EeV - 2 EeV mediante el método East-West.

7.2. Gráficos

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 $\sigma_{x,y}$, así se obtiene la Fig.7.7.

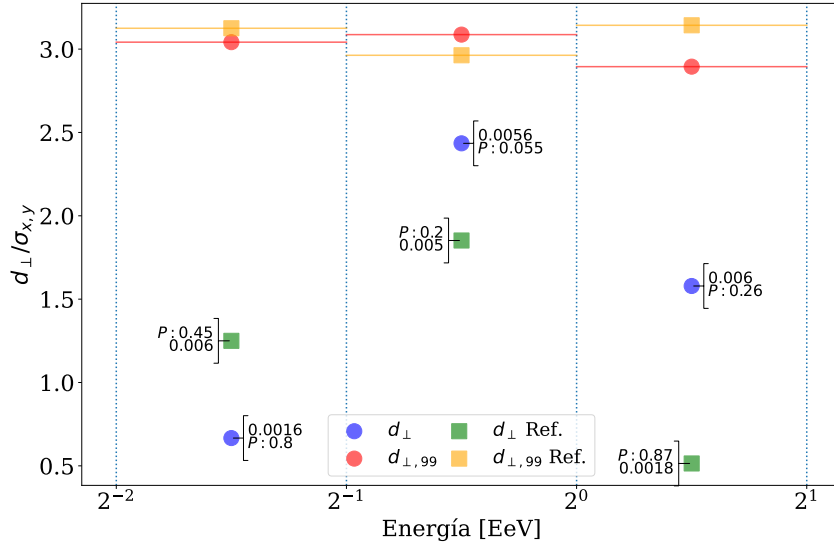


Figura 7.7: Variaciones de la amplitud d_{\perp} con respecto a $\sigma_{x,y}$ comparados con $d_{\perp,99}$ para distintos rangos de energía

Por lo que ahora 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 está por encima que en el trabajo [1] 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 en el trabajo [1] y los trabajos puede deberse a la diferencia de eventos a estudiar causada por la sensibilidad del disparo.

Considerando los valores de $\sigma_{x,y}$ y d_{\perp} obtenidos para cada rango de energía, es posible comparar las direcciones, valores e incertidumbres en la Fig.7.8. Las líneas punteadas están centradas en los valores reportados en el trabajo [1] en cada rango de energía y con radio igual a sus $\sigma_{x,y}$.

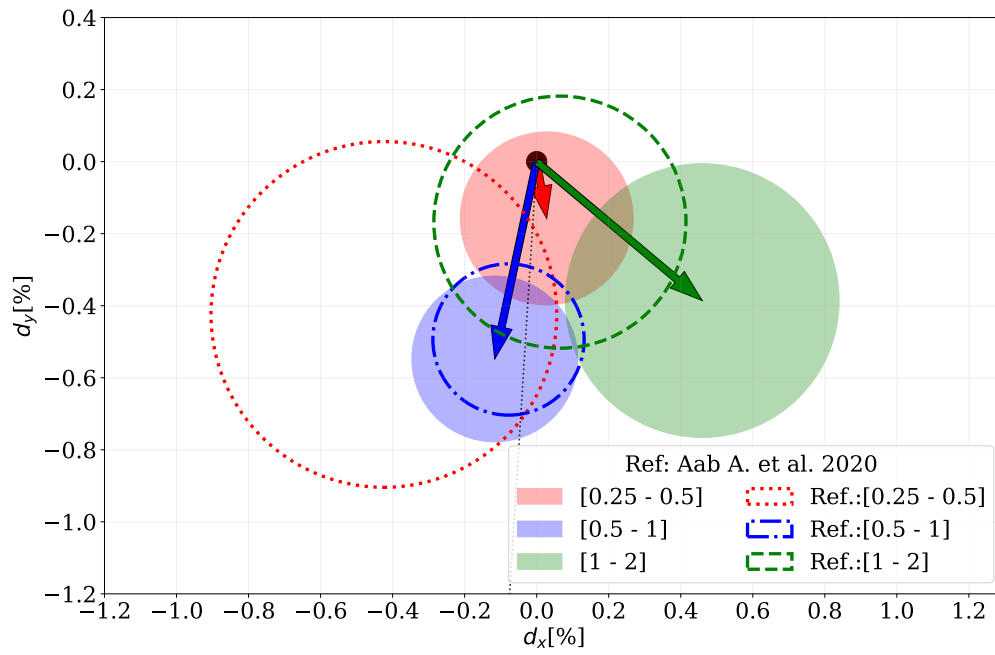


Figura 7.8: Amplitudes con incertidumbre, apuntando en la dirección de la fase. Los círculos punteados los valores del trabajo [1] del trabajo [1] con sus respectivas incertidumbres y la línea punteada en negro marca la dirección del centro galáctico.

Apéndice A

Coordenadas celestes

A.1. Coordenadas Ecuatoriales

Gráficos, fórmulas y explicación

A.2. Coordenadas Locales

Gráficos, fórmulas y explicación

A.2.1. Relación entre las coordenadas locales y ecuatoriales

Bibliografía

- [1] 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/10.3847/2F1538-4357/2Fab7236>.
- [2] Olive, K. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, **40** (10), 100001, oct 2016. URL <https://doi.org/10.1088/2F1674-1137/2F40%2F10%2F100001>.
- [3] 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>.
- [4] 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.
- [5] 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/10.3847/2F1538-4357/2Faae689>.
- [6] 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.
- [7] The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC 2013), 2013.
- [8] The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2019), 2019.
- [9] Hess, V. F. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. *Phys. Z.*, **13**, 1084–1091, 1912.

-
- [10] Greisen, K. End to the cosmic-ray spectrum? *Physical Review Letters*, **16** (17), 748, 1966.
- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] Berezhinsky, V., Gazizov, A., Grigorieva, S. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays. *Physical Review D*, **74** (4), 043005, 2006.
- [14] 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>.
- [15] 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>.
- [16] 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>.
- [17] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Al Samarai, I., Albuquerque, I., Allekotte, I., *et al.* A measurement of the cosmic ray energy spectrum above $2,5 \times 10^{18}$ eV using the Pierre Auger Observatory. *En proceso de preparación*.
- [18] Linsley, J., Scarsi, L., Rossi, B. Extremely energetic cosmic-ray event. *Phys. Rev. Lett.*, **6** (9), 485, 1961.
- [19] Pierre Auger Collaboration. Plans for a proposal to upgrade the Pierre Auger Observatory. Pierre Auger Collaboration, 2013.
- [20] Abraham, J., Abreu, P., Aglietta, M., Aguirre, C., Ahn, E., Allard, D., *et al.* Atmospheric effects on extensive air showers observed with the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, **32** (2), 89–99, 2009.

- [21] Abreu, P., Aglietta, M., Ahlers, M., Ahn, E., Albuquerque, I. F. d. M., Allard, D., *et al.* Description of atmospheric conditions at the Pierre Auger Observatory using the global data assimilation system (GDAS). *Astroparticle Physics*, **35** (9), 591–607, 2012.
- [22] 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.
- [23] 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.
- [24] Farley, F., Storey, J. The sidereal correlation of extensive air showers. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, **67** (11), 996, 1954.
- [25] 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>.
- [26] Discrepancia de $\sqrt{2}$ entre lo reportado y entre el código implementado para los resultados del trabajo [1].
- [27] Linsley, J. Fluctuation effects on directional data. *Physical Review Letters*, **34** (24), 1530, 1975.
- [28] Este valor fue obtenido con el código implementado en el trabajo [1].