TESIS CARRERA DE MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICAS

EFECTOS DEL CAMPO MAGNÉTICO GALÁCTICO EN LAS ANISOTROPÍAS A GRAN ESCALA DE LOS RAYOS CÓSMICOS DE ALTA ENERGÍA

Oscar Alejandro Taborda Pulgarin
Maestrando

Dra. S. Mollerach
Director

Miembros del Jurado
Dr. Ingomar Allekotte (CNEA/IB)
Dr. Xavier Bertou (CONICET/CNEA)
Dr. Horacio Casini (CONICET/IB)

Diciembre de 2013

Física de partículas y campos – Centro Atómico Bariloche

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

A mi familia

Índice de símbolos

RC: Rayos Cósmicos
AGN: Galaxias de núcleo activo
GRB: Destellos de rayos Gamma
SNR: Remanentes de supernova
GZK: Greisen-Zatsepin-Kusmin
JF: Jansson y Farrar
RM: Medidas de rotación de Faraday (Rotation Measures)
PI: Radiación de Sincrotrón polarizada
I: Radiación de sincrotrón total
2MRS: 2 Micron All-Sky Redshift Survey
CMB: Cosmic Microwave Background
CIC: Corte de Intesidad Constante
BSS-S Modelo bisimétrico con simetría par
ASS-A Modelo axisimétrico con simetría impar

Índice de contenidos

Índice de símbolos v

Índice de contenidos vii

Índice de figuras ix

Índice de tablas xi

Resumen xiii

Abstract xv

1. Introducción 1

1.1. Rayos Cósmicos y su espectro 1
1.2. Sitios y formas de aceleración 3
1.3. Propagación de Rayos Cósmicos en la Galaxia 5
1.4. Propagación de Rayos Cósmicos extragalácticos 7
1.5. Lluvias atmosféricas 10

2. Campo magnético galáctico 15

2.1. Generalidades 15
2.2. Propagación de rayos cósmicos en el campo magnético galáctico 16
2.3. Efectos del campo magnético galáctico en las anisotropías a gran escala de los Rayos Cósmicos 18
2.4. Imágenes múltiples de las fuentes de rayos cósmicos 22
2.5. Modelo de campo magnético de Jansson y Farrar 23
2.5.1. Datos 23
2.5.2. El modelo 24
2.5.3. Propagación en el modelo de Jansson y Farrar 28

3. Anisotropías en el flujo de Rayos Cósmicos 33

3.1. Anisotropías en el modelo de Jansson y Farrar 36

4. Anisotropías en el flujo de Rayos Cósmicos en el observatorio Pierre Auger **43**
4.1. Descripción del observatorio 43
4.2. Búsqueda de anisotropías en el observatorio Pierre Auger 46
4.2.1. Método de Rayleigh para determinar el dipolo en 3D 48
4.2.2. Unión de eventos verticales e inclinados 50
4.2.3. Reconstrucción del dipolo 51

A. Probando la corrección del campo geomagnético en los datos del observatorio Pierre Auger **59**

B. Sistemas de coordenadas Celestes **63**
B.1. Coordenadas Locales 63
B.2. Coordenadas Ecuatoriales 64
B.3. Coordenadas Galácticas 65
B.4. Transformaciones 66

Bibliografía **69**

Agradecimientos **73**

Índice de figuras

1.1. Espectro de energía 2
1.2. Espectro de energía por E 3
1.3. Diagrama de Hillas 4
1.4. Galaxia de perfil 5
1.5. Galaxia de plano 6
1.6. Perdidas de energía relativa para protón 8
1.7. Longitud de atenuación vs energía 9
1.8. Fracción de eventos con energía arriba de E_{th} 10
1.9. Lluvia atmosférica de Heitler 11
1.10. Lluvia atmosférica 12

2.1. Deflexiones modelos BSS y ASS 17
2.2. Amplitud dipolar modelo BSS 20
2.3. Flujo modelo BSS 21
2.4. Imágenes múltiples modelos BSS y ASS 23
2.5. Campo del disco 26
2.6. Campo en X 28
2.7. Parámetros del modelo JF 29
2.8. Campo total a diferentes z 30
2.9. Mapas de deflexión modelo JF 31
2.10. Mapa de deflexión eliminando el campo X 32
2.11. Hojas de cielo modelo JF 32

3.1. Horizonte del efecto GZK 34
3.2. Esquema del efecto Este-Oeste 35
3.3. Dipolo de la distribución de materia usando catálogo 2MRS 36
3.4. Anisotropía por rotación de la galaxia 39
3.5. Anisotropía por deflexión de las trayectorias 40

4.1. Mapa observatorio Pierre Auger 44
4.2. Exposición relativa observatorio Pierre Auger 45

4.3. Reconstrución tridimensional del dipolo de los datos de Auger 47
4.4. Amplitud del Dipolo 54
4.5. Dirección del Dipolo 55
4.6. Dirección del Dipolo en proyección azimutal 55
4.7. Cambio de dirección del dipolo para diferentes posiciones en el Halo . . 56

B.1. Coordenadas Locales 64
B.2. Coordenadas Ecuatoriales 65
B.3. Coordenadas Galácticas 66

Índice de tablas

3.1. Fracciones de rayos cósmicos con CRPropa 37

4.1. Coeficientes ajuste clima 47
4.2. Reconstrucción del dipolo tridimensional en los eventos verticales ($0^o < \theta < 60^o$) para energías en dos bines arriba de 4 EeV. 52
4.3. Reconstrucción del dipolo tridimensional en los eventos inclinados ($60^o < \theta < 80^o$) para energías en dos bines arriba de 4 EeV. 53
4.4. Reconstrucción del dipolo tridimensional para el conjunto combinado de eventos verticales y horizontales ($0^o < \theta < 80^o$) para energías en dos bines arriba de 4 EeV. 53

A.1. Coeficientes del primer armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos verticales con $0^o < \theta < 55^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV) 60
A.2. Coeficientes del segundo armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos verticales con $0^o < \theta < 55^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV) 60
A.3. Coeficientes del primer armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos inclinados con $60^o < \theta < 80^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV) 61
A.4. Coeficientes del segundo armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos inclinados con $60^o < \theta < 80^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV) 61
A.5. Coeficientes del primer armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos con $55^o < \theta < 60^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV) 62
A.6. Coeficientes del segundo armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos con $55^o < \theta < 60^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV) 62
A.7. Coeficientes del primer armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos verticales con $0^o < \theta < 55^o$ y $E > 3$ EeV 62

A.8. Coeficientes del segundo armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos verticales con $0^o < \theta < 55^o$ y $E > 3$ EeV 62
A.9. Coeficientes del primer armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos con $55^o < \theta < 60^o$ y $E > 3$ EeV 62
A.10. Coeficientes del segundo armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos con $55^o < \theta < 60^o$ y $E > 3$ EeV 62

Resumen

Se realiza un estudio de los efectos del campo magnético galáctico en la propagación de los rayos cósmicos de alta energía, para ello se emplea el modelo de campo magnético propuesto por Jansson y Farrar [1], el cual se ajusta muy bien a las observaciones actuales basadas en dos efectos: Emisión de Sincrotrón y medidas de Rotación de Faraday, además incluye una nueva componente "fuera del plano"que no se ha considerado en modelos anteriores.

Se asocian las direcciones de arribo de los rayos cósmicos extragalácticos a la Tierra con las correspondientes direcciones de llegada al *Halo* de la galaxia el cual se asume como una superficie esférica imaginaria de 20 kpc de radio, para este mapeo se utiliza el método denomiado *backtracking* que consiste en resolver la ecuación para la trayectoria de una partícula de carga opuesta saliendo de la Tierra y propagándose hacia el Halo.

El patrón a gran escala en las direcciones de llegada al Halo es diferente del correspondiente flujo en la Tierra como resultado de la propagación en el campo magnético galáctico; se estudia la influencia del campo regular en dos efectos relevantes: la deflexión en las trayectorias, la cual hace que una dada dirección de llegada al Halo aparezca en otra dirección en la Tierra. Se analiza el caso en que exista una anisotropía dipolar en el flujo incidente al Halo debida a la distribución no homogénea de la materia cercana a nuestra galaxia y cómo este dipolo se ve afectado al observarse en la Tierra. El segundo efecto es debido al movimiento relativo del sistema local (sistema solar) con respecto al resto de la galaxia (y al campo magnético) el cual induce un campo eléctrico que acelera o desacelera las partículas generando un pequeño cambio en su momento y originando anisotropías a gran escala incluso si el flujo es isotrópico al llegar al Halo.

Finalmente se estudia dos conjuntos de datos del Observatorio Pierre Auger en búsqueda de anisotropías a gran escala. Los datos analizados son direcciones de arribo de rayos cósmicos detectados desde el 1/1/2004 hasta 31/12/2012 con energías arriba de 4 EeV. Uno de los conjuntos lo componen los eventos verticales que son aquellos con ángulos cenitales entre 0º y 60º y en el otro se agrupan los eventos inclinados u horizontales cuyos ángulos están entre 60º y 80º. El conjunto combinado de estos datos se utiliza en la reconstrucción de una anisotropía dipolar. Los resultados son reportados como amplitudes dipolares y ángulos de declinación y ascensión recta.

Palabras clave: RAYOS CÓSMICOS, ANISOTROPÍA, CAMPO MAGNÉTICO

Abstract

A study of the magnetic field's effects on high energy cosmic rays propagation is presented. For this purpose the magnetic field model proposed by Jansson and Farrar [1] is used, which provides a very good fit to recent observations based on two effects: Synchrotron Emission and Faraday Rotation Measures, moreover it includes a new "out-of-plane" component that has not been considered in earlier work.

The extragalactic cosmic ray arrival directions to the Earth are associated with the corresponding directions reaching the Galactic Halo. The Halo is assumed to be an imaginary spherical surface of radius 20 kpc. For this mapping the so called *Backtracking* method is used this consists in solving the trajectory equation for an opposite charge particle going out from Earth.

The large scale pattern in the arrival directions of cosmic rays that reach the Halo is different from that of the flux arriving to the Earth as a result of the propagation through the galactic magnetic field. The influence of the regular field is studied in two relevant effects: the deflection of the cosmic ray trajectories that makes a given arrival direction to the Halo to appear reaching the Earth from another direction. The case in which the incident flux to the Halo has a dipolar anisotropy due to the inhomogeneity of the matter distribution near our galaxy is analyzed and how this dipole is affected when it is observed on Earth. The second effect is due to the relative motion of the local system (Solar system) with respect to the galaxy (and the magnetic field) this induces an electric field that accelerates or decelerates the particles generating a small change in their momentum that can originate large scale anisotropies even if the flux was isotropic when it reached the Halo.

Finally, two datasets from Pierre Auger Observatory are analyzed searching for large scale anisotropies. The arrival directions of cosmic rays detected from 1/1/2004 to 31/12/2012 with energy above 4 EeV are analized. One of the datasets comprises the vertical events which are those with zenith angles between 0^o and 60^o and the other group is the inclined events whose angles lie between 60^o and 80^o. The combined dataset is used for the reconstruction of a dipolar anisotropy. The results are reported in terms of dipolar amplitudes, declination and right ascension angles.

Keywords: COSMIC RAYS, ANISOTROPY, MAGNETIC FIELD

Capítulo 1

Introducción

"It is the nature of all greatness not to be exact"
— Edmund Burke, speech on American taxation, 1774

1.1. Rayos Cósmicos y su espectro

Los rayos cósmicos (RC) son partículas relativistas que llegan a la Tierra provenientes del espacio. Son generalmente protones o núcleos más pesados. Abarca un rango de energías entre 10^6 eV y 10^{20} eV. Los rayos cósmicos fueron descubiertos al observarse que entre 10 y 20 iones por centímetro cúbico de aire eran generados cada segundo, la pregunta fue si esta ionización era producto de la radioactividad natural de la Tierra. Para responder este interrogante los físicos iniciaron medidas de ionización a diferentes alturas. En 1912 Victor Hess voló un globo en Austria a 5 km de altura y para sorpresa de todos la ionización aumentó en un factor de dos en lugar de decrecer [2, 3]. Experimentos posteriores mostraron que la ionización se incrementaba aún más con la altura, lo que llevó a concluir que se debía a la interacción con los átomos de la atmósfera de partículas de alta energía cargadas positivamente provenientes del espacio exterior [4].

Durante sus inicios la investigación en rayos cósmicos se concentró en el campo de la física de altas energías ya que en ese entonces no existían otras fuentes de partículas de gran energía. También fueron base para el desarrollo de la electrodinámica cuántica (QED por sus siglas en inglés) y la teoría de cascadas electromagnéticas. Hacia fines de la década de los 30 Pierre Auger y sus colaboradores realizaron varios experimentos en altas montañas posicionando tubos Geiger-Müller a grandes distancias entre sí y registrando coincidencias en sus conteos, dichas coincidencias indican que los rayos cósmicos generan lluvias de partículas en la atmósfera. Auger estimó que las lluvias detectadas venían de un rayo cósmico primario con energías de hasta 10^6 GeV.

La figura 1.1 muestra el espectro de rayos cósmicos reconstruido con los datos de diferentes experimentos realizados. Mientras en la figura 1.2 se observa el flujo de rayos cósmicos multiplicado por $E^{2.6}$ para remarcar la forma de la curva. El espectro obedece una ley de potencias $E^{-\alpha}$ y posee tres características generales conocidas como: *rodilla,tobillo* y *corte*. La rodilla se encuentra alrededor de 10^{15} eV anterior a este punto el índice espectral es $\alpha \simeq 2.7$, después de él aumenta a $\alpha \simeq 3.0$. El tobillo está ubicado alrededor de 3×10^{18} eV y a partir de allí el espectro se aplana nuevamente con un índice espectral similar al de antes de la rodilla. Finalmente por encima de 3×10^{19} eV se halla el corte en el cual el espectro cae abruptamente.

Debido a que el flujo decrece con la energía, los rayos cósmicos con energías arriba de 10^{14} eV son difíciles de detectar directamente mediante experimentos en globos o satélites. En la figura 1.1 se muestran valores del flujo en los puntos característicos, puede verse que, en la rodilla el flujo es sólo de 1 partícula por metro cuadrado por año. Por encima de estas energías se los observa de manera indirecta estudiando las cascadas que generan al interactuar con la atmósfera.

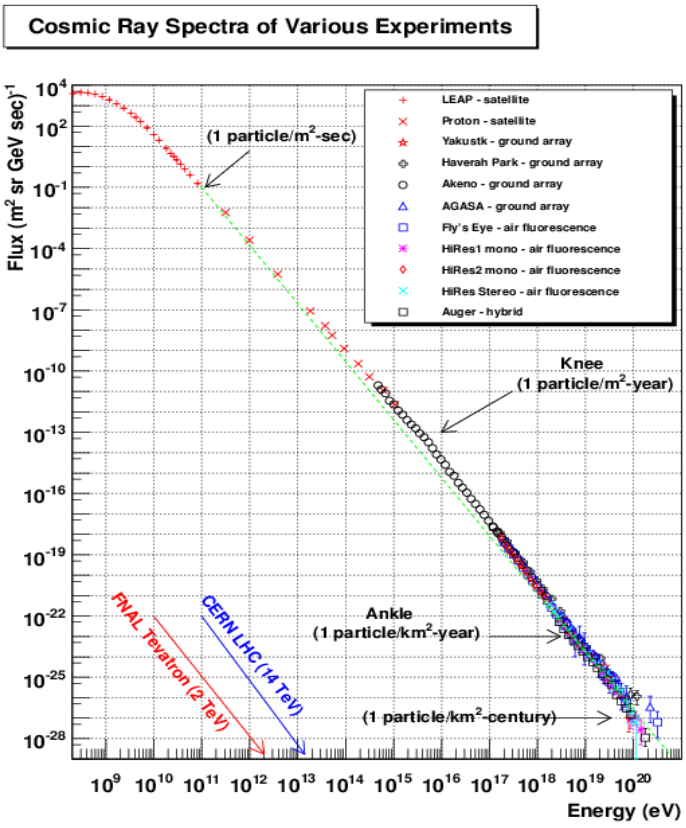


Figura 1.1: Espectro de rayos cósmicos de varios experimentos [5].

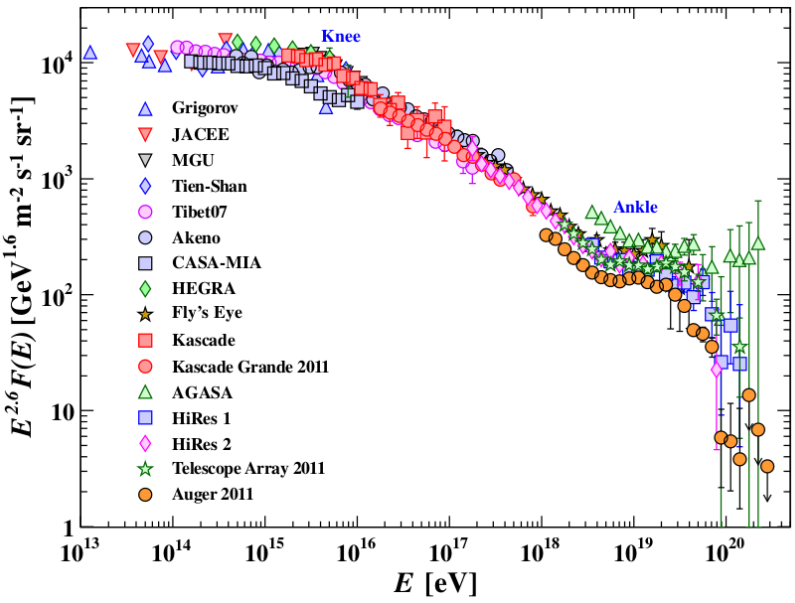


Figura 1.2: Espectro de energía de rayos cósmicos multiplicado por $E^{2.6}$. Se indican las posiciones de la rodilla y el tobillo [5].

1.2. Sitios y formas de aceleración

Se cree que las partículas con energías menores o alrededor de la rodilla son aceleradas en objetos dentro de nuestra galaxia principalmente en Remanentes de Supernova y posiblemente en Sistemas Binarios. La rodilla misma es probablemente el resultado de alcanzar la máxima energía en estos aceleradores. Partículas por encima del tobillo se cree son de origen extragaláctico, éstas pueden ser aceleradas en Núcleos Galácticos Activos (AGN), Radio galaxias, Destellos de Rayos Gamma (GRB) u otras fuentes astrofísicas potentes. Para las partículas entre la rodilla y el tobillo no es obvio donde son aceleradas, posiblemente en aceleradores galácticos muy eficientes.

Un argumento adicional a favor del origen extragaláctico de los rayos cósmicos de alta energía es la isotropía a gran escala observada en sus direcciones de arribo, que en el caso de fuentes galácticas debería privilegiar las direcciones a lo largo del disco de la galaxia. Sumado a ello está el hecho de que para energías superiores al tobillo, el radio de Larmor (ecuación 1.1) de una partícula cargada supera el grosor del disco galáctico ($\sim$ 1 kpc) y puede escapar del campo magnético de la galaxia [3, 6].

$$R_L = \frac{E}{ZeB} \sim 1.1\ kpc\ Z^{-1} \left(\frac{\mu\mathrm{G}}{B}\right) \left(\frac{E}{1\mathrm{EeV}}\right) \tag{1.1}$$

Una condición necesaria (pero no suficiente) para que un sitio astrofísico pueda ser considerado como sitio de aceleración de rayos cósmicos es que dicho lugar tenga una intensidad de campo magnético B y un tamaño R suficiente para confinar partículas cargadas el tiempo suficiente para que sean aceleradas por algún mecanismo hasta una energía E_{max} después de la cual el radio de Larmor supera el tamaño del sitio y la

partícula escapa [7]. La energía máxima está dada por:

$$E_{max} = Ze\Gamma \left(\frac{B}{1\mu\text{G}}\right)\left(\frac{R}{1\text{kpc}}\right)\text{EeV} \tag{1.2}$$

Donde Γ representa la eficiencia del acelerador. Este argumento fue propuesto por Hillas [8] en 1984. En la figura 1.3 se muestra el denominado diagrama de Hillas donde se ubican las fuentes candidatas en función del campo magnético y su tamaño. Se puede observar que entre los principales candidatos a ser fuentes de rayos cósmicos de ultra-alta energía están los GRB, AGNs y estrellas de Neutrones.

Dentro de las fuentes galácticas de rayos cósmicos los remanentes de Supernova (SNR) se presumen son los más importantes. Esta idea fue justificada por Ginzburg y Syrovatskii [9] basándose en argumentos simples acerca de la energía liberada en una Supernova. Si sólo de 5 % -10 % de la energía cinética en los SNR es convertida en rayos cósmicos sería suficiente para generar todo el espectro de energía de los mismos a nivel galáctico.

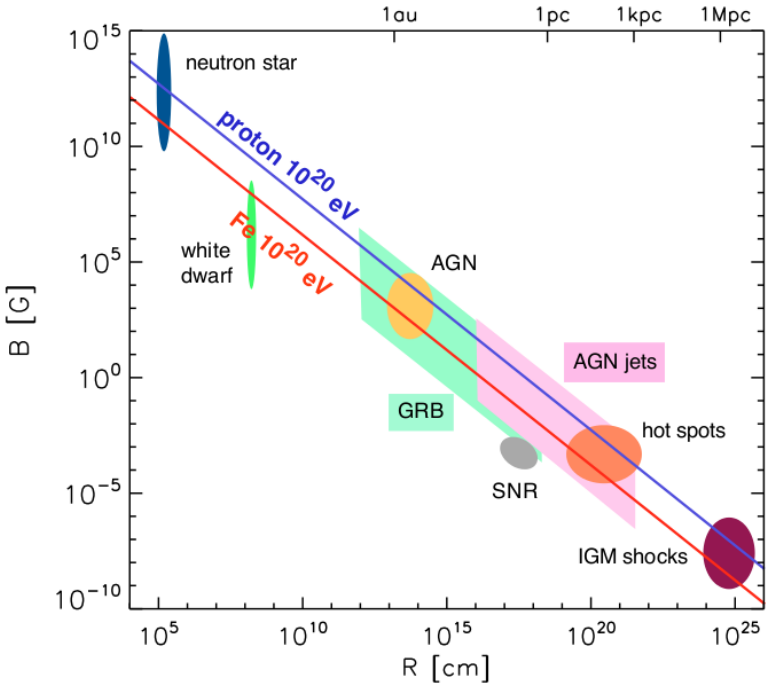


Figura 1.3: Diagrama de Hillas. Arriba de la línea azul (roja) los protones (núcleos de hierro) pueden ser confinados hasta una energía máxima de 10^{20} eV [7].

La forma de aceleración más aceptada para los rayos cósmicos de alta energía es la aceleración de Fermi, su principio se basa en la transferencia de energía de un movimiento macroscópico a partículas microscópicas a través de su interacción con inhomogeneidades magnéticas [7]. Este mecanismo fue propuesto por Fermi [10] en 1949, aquí los centros magnéticos de dispersión tienen velocidades aleatorias que llevan a una ganancia de energía del orden $\Delta E/E \propto \beta^2$, donde β es la velocidad promedio de

los centros de dispersión en unidades de c. Este proceso se conoce hoy como aceleración de Fermi de *segundo* orden, mientras que el proceso de *primer* orden es el caso donde el movimiento microscópico es coherente, similar a una onda de choque donde las partículas son aceleradas cuando "rebota" hacia adelante y hacia atrás, haciendo $\Delta E/E \propto \beta$ [11]. Las ondas de choque son frecuentes en el Universo, por ejemplo en los SNR donde se aceleran los rayos cósmicos galácticos vía aceleración de Fermi de primer orden. También, existen ondas de choque en los GRB y en jets en los AGN.

1.3. Propagación de Rayos Cósmicos en la Galaxia

En su viaje por el medio intergaláctico los rayos cósmicos se propagan a través de: materia, campos magnéticos y campos de radiación e interactúan con ellos. Los protones por ejemplo, son dispersados por el campo magnético ocasionando un movimiento difusivo en el medio. La materia visible en la galaxia está distribuida en brazos espirales que se unen al interior formando el centro galáctico. Vista de perfil la materia está organizada en forma de disco de grosor 200 - 300 pc en la vecindad del Sistema Solar el cual está ubicado aproximadamente a 8.5 kpc del centro. El radio del disco galáctico es alrededor de 20 kpc. La figura 1.4 da una idea de la forma de la galaxia vista de costado.

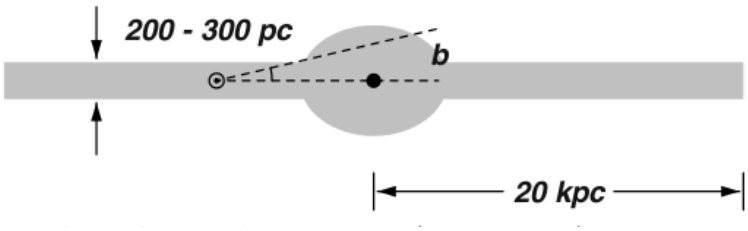


Figura 1.4: Vista de perfil de la galaxia [4].

El arreglo de la materia a lo largo del disco se esquematiza en la figura 1.5. Las partes sombreadas corresponden a los sitios de mayor concentración de materia luminosa. Los brazos espirales no pueden ser extendidos al lado opuesto del centro galáctico aunque, se asume que todas las estructuras son continuas. Las figuras 1.4 y 1.5 muestran como están ubicados los objetos en coordenadas galácticas l y b. La latitud b es el ángulo al cual es visto el objeto por encima o por debajo del disco, la longitud l es el ángulo medido en sentido antihorario empezando en la dirección al centro de la galaxia. Por lo tanto, el centro galáctico está a $l = 0°$ y $b = 0°$

La mayor parte de la materia interestelar es Hidrógeno (únicamente cerca del 10 % es Helio y núcleos más pesados) en forma atómica neutra y molecular. El hidrógeno atómico está presente en los brazos espirales con una densidad promedio cerca de

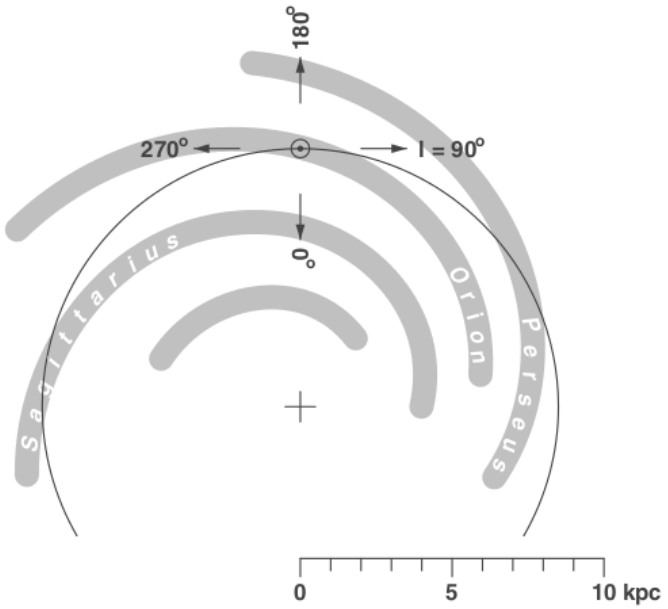


Figura 1.5: Vista del plano de la galaxia. La cruz indica el centro de la galaxia, las flechas indican la longitud l(coordenadas galácticas), el círculo muestra la distancia del sol al centro galáctico (8.5 kpc) [4].

1 $atomo/cm^3$ y una altura de 100 - 150 pc. A grandes distancias del centro de la galaxia la densidad de hidrógeno atómico no es regular y decrece en factores de 2 y 3 en el espacio entre los brazos. El hidrógeno molecular está concentrado dentro del círculo solar y en especial en la región del centro galáctico. Su densidad es incierta debido a la dificultad para realizar observaciones de la región central de la galaxia por su gran densidad de materia, se estima que la densidad promedio es de 1 cm^{-3} [4]

De igual forma la estructura exacta del campo magnético galáctico no es bien conocida. La mayor parte de lo que se sabe viene de observaciones de otras galaxias similares, donde la forma general del campo magnético está mejor determinada debido a que se ven en su totalidad. Los valores de campo magnético son obtenidos interpretando la rotación de Faraday[1] de señales de radio provenientes de Pulsares, son especialmente útiles las galaxias cuyo disco es perpendicular a la línea de visión. Las medidas de rotación (RM) proporcionan la integral del producto de la componente paralela del campo magnético y la densidad de electrones a lo largo de la línea de visión de la fuente:

$$RM = \int_0^d B_{\parallel} n_e dr \tag{1.3}$$

La densidad de electrones se estima por el retardo en los tiempos de llegada de señales de radio como función de la frecuencia.

El campo magnético en la vecindad del sistema solar tiene una magnitud $\sim 2\mu G$

[1]Rotación del plano de polarización de una onda electromagnética linealmente polarizada por efecto del campo magnético en la dirección de propagación de la onda

en dirección $l = 90°$. A una distancia de 500 pc en dirección al centro galáctico $l = 0$ el sentido del campo se invierte y posiblemente una segunda inversión se presenta a ~ 3 kpc en la dirección opuesta [12, 13].

Las fuertes fluctuaciones en el campo magnético y la densidad de materia hacen que las condiciones interestelares dependan de la posición en la galaxia, aún así existen leyes generales que pueden utilizarse para estudiar la propagación de partículas cargadas en el medio galáctico. El conjunto de gas ionizado y el campo magnético forman un fluido magnetohidrodinámico (MHD) que permite que las ondas se propaguen con la velocidad de Alfvén. Siendo los rayos cósmicos dispersados por estas ondas.

Ginzburg y Syrovatskii [9] dedujeron una ecuación de transporte general para los rayos cósmicos. En su modelo la producción de rayos cósmicos en la galaxia está descrita por un término de fuente $Q_j(E,t)$ definido como el número de partículas de tipo j producidas por cm^3 en un tiempo t con energías entre E y $E + \delta E$ en una cierta posición. La difusión de estas partículas por la galaxia cambia su densidad $N_j(E,t)$ con el tiempo, esta evolución es función de los siguientes procesos:

- Difusión de rayos cósmicos, caracterizada por un coeficiente de difusión $D = \beta c\lambda/3$ donde λ es el camino libre medio de difusión, donde $v = \beta c$ es la velocidad de la partícula.
- Convección de rayos cósmicos.
- La tasa de cambio en la energía de la partícula dE/dt. El cambio puede ser positivo o negativo. Un cambio negativo representa las pérdidas de energía, que se deben en su mayor parte a pérdidas por ionización de los protones y los núcleos más pesados. Un cambio positivo representa ganancias de energía, como procesos de "reaceleración" diferentes al proceso inicial de aceleración en la fuente.
- Pérdida de partículas. Debido a interacciones o decaimientos, partículas del tipo j se convierten en partículas del tipo k por tanto la densidad $N_j(E,t)$ disminuye.
- Ganancia de partículas. Si por interacciones o decaimientos, partículas del tipo i se convierten en partículas del tipo j la densidad de partículas j aumenta.

1.4. Propagación de Rayos Cósmicos extragalácticos

Existen tres procesos principales de pérdida de energía para protones que se propagan desde distancias cosmológicas: Pérdidas adiabáticas por la expansión del universo, $-(dE/dt)/E = H_0$, produción de pares e^+e^- y producción de piones por interacción

con los fotones del fondo de microondas (CMB). Las pérdidas de energía relativa por unidad de tiempo de una partícula interactuando con el CMB se estima como:

$$\frac{1}{E}\frac{dE}{dt} = \langle y\sigma n_\gamma \rangle \tag{1.4}$$

donde $y = (E - E')/E$ es la fracción perdida por interacción y $n_\gamma \approx 410/\text{cm}^3$ es la densidad de fotones del CMB con tempertura $T \approx 2.7$ K, los $\langle ... \rangle$ indican promedio en la sección eficaz diferencial.

Los pares producidos por el proceso $p + \gamma \longrightarrow p + e^+ + e^-$ son de energía baja por lo tanto la pérdida de energía por interacción es pequeña, $y = 2m_e/m_p \approx 10^{-3}$

En el caso de producción de piones, el proceso es: $p + \gamma \longrightarrow N + n\pi$ (N es un nucleón y n es el número de piones producidos). Puesto que $y \approx m_\pi/m_p \approx 0.2$ cerca al umbral. Pero la sección eficaz es similar a la de producción de pares, la pérdida de energía de los protones se incrementa súbitamente alrededor de 5×10^{19} eV, este hecho fue notado inicialmente por Greisen[14] e independientemente por Zatsepin y Kusmin [15] y es conocido como efecto GZK. La figura 1.6 compara las pérdidas de energía relativa para los tres procesos antes mencionados. Se puede apreciar un aumento de las pérdidas de enegía alrededor de 5×10^{19} eV y se espera por tanto una disminución del flujo de rayos cósmicos arriba de esta energía.

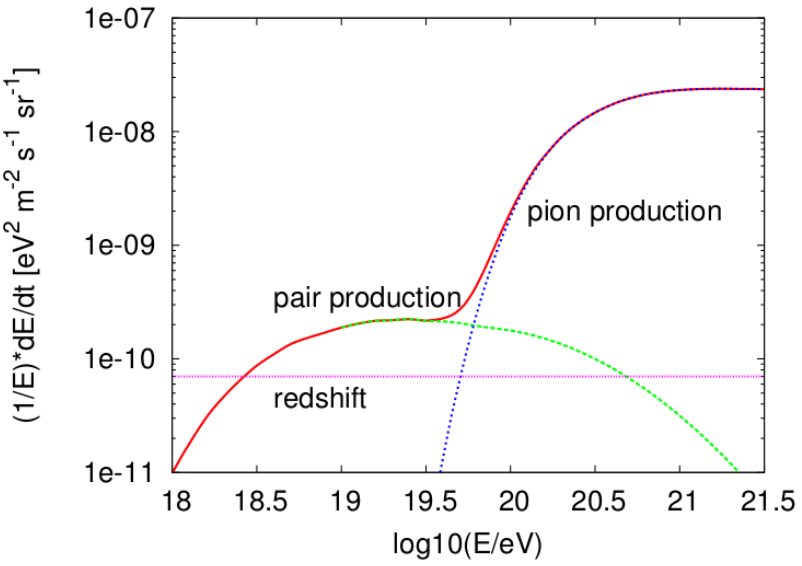
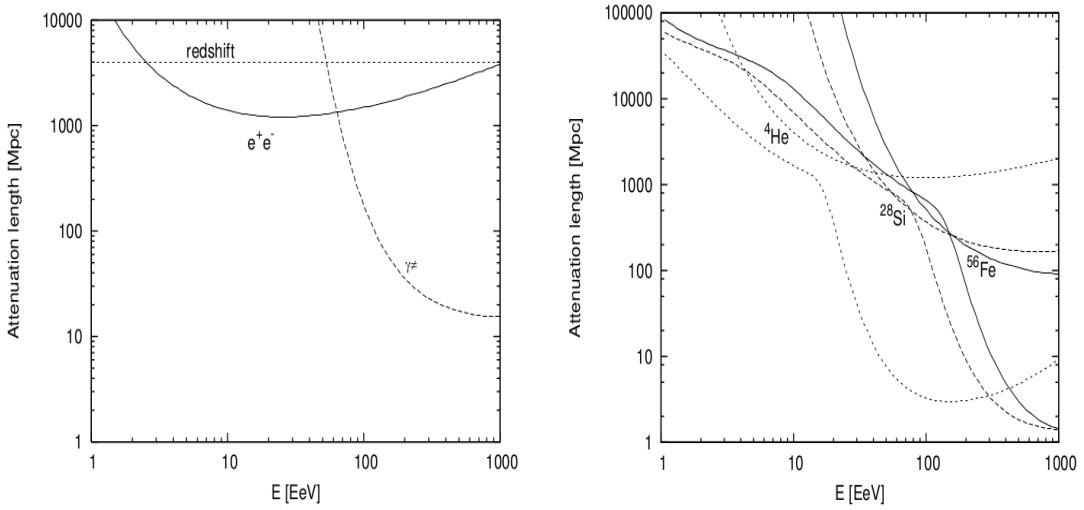


Figura 1.6: Pérdida de energía relativa para un proton para los tres procesos: adiabático por expansión del universo (violeta claro), producción de pares (verde) y producción de piones (azul) [3].

La figura 1.7 muestra la longitud de atenuación λ en función de la energía para protones y diferentes núcleos [16]. La longitud de atenuación está definida como $\lambda^{-1} = -\frac{1}{E}\frac{dE}{dx}$. Es posible calcular el horizonte de los rayos cósmicos, es decir; las distancias máximas desde las cuales pueden llegar partículas de una energía dada. Una

forma directa de hacerlo es siguiendo las trayectorias de muchas partículas individuales con energías iniciales distribuidas de acuerdo a un espectro dado, generalmente una ley de potencias $dN/dE \propto E^{-\alpha}$. Luego de ésto se obtiene el factor de atenuación $A(E_{th}, x)$ definido como la fracción de partículas cuya energía inicialmente está por encima del valor umbral E_{th} y que permanecen arriba de dicho valor luego de recorrer una distancia x. Finalmente, puede encontrarse que la fracción de eventos observados superando un umbral de energía dado y originados en fuentes a distancias mayores a D, suponiendo fuentes uniformemente distribuidas que tienen luminosidades de rayos cósmicos intrínsecas similares, es:

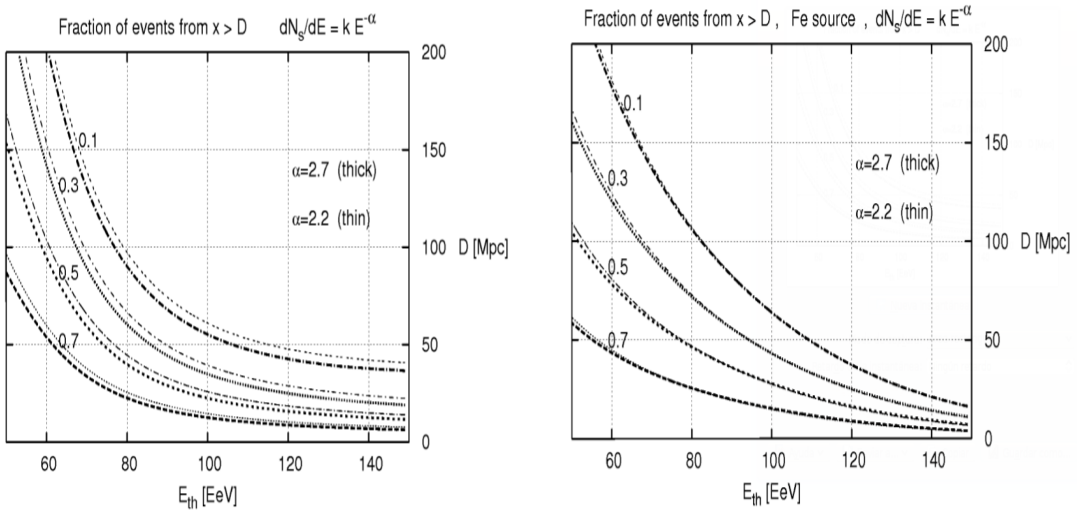
$$F(E_{th}, D) = \frac{\int_D^\infty dx A(E_{th}, x)}{\int_0^\infty dx A(E_{th}, x)} \tag{1.5}$$



(a) (b)

Figura 1.7: Longitud de atenuación vs energía para (a) protones y (b) núcleos más pesados [16].

Esta fracción se muestra en la figura 1.8, se puede apreciar que el efecto GZK restringe las distancias desde las cuales pueden provenir los rayos cósmicos de altas energías. Por ejemplo, para protones con energía $E_{th} = 90$ EeV el 90 % de los mismos llegan de fuentes localizadas a distancias menores a ~ 100 Mpc. Es de anotar que a estas escalas la distribución de materia en el universo no es homogénea y se esperaría una distribución de fuentes de rayos cósmicos inhomogénea. De igual forma se espera que el flujo de rayos cósmicos de altas energías presente anisotropías en sus direcciones de arribo.



(a) (b)

Figura 1.8: Fracción de eventos con energía arriba de E_{th} provenientes de distancias mayores a D. Para (a) protones y (b) Hierro[16].

1.5. Lluvias atmosféricas

Al llegar a la atmósfera los rayos cósmicos interaccionan con los átomos de ésta, generando partículas secundarias que a su vez vuelven a interaccionar y crean otras partículas y así sucesivamente hasta llegar a la superficie, estas cascadas de partículas se conocen como lluvias atmosféricas. Un protón de 10 EeV impactando verticalmente en la atmósfera produce a nivel del mar alrededor de 3×10^{10} partículas. El 99 % de éstas son fotones y electrones[2] en proporción de 6 a 1. Sus energías están en el rango de 1 a 10 MeV y transportan el 85 % de la energía total. Las partículas restantes son muones de alrededor de 1 GeV (10 % de la energía total), piones con el 4 % de la energía y pequeñas cantidades de neutrinos y bariones[2].

El desarrollo de la cascada puede entenderse mediante un modelo simplificado propuesto por Heitler [17]. En su modelo Heitler describe la evolución de una cascada puramente electromagnética como un proceso perfectamente binario (figura 1.9), es decir, en cada paso todas las partículas interaccionan y generan dos secundarias cada una con la mitad de la energía de la partícula que las originó. Luego de n pasos el número de partículas es $N_n = 2^n$ cada una con energía E_0/N_n (donde E_0 es la energía de la partícula primaria). El desarrollo continúa hasta que la energía individual es menor que un valor crítico $E_c^\gamma = 80$ MeV al cual la pérdida de energía de electrones por Bremsstrahlung es igual a la pérdida de energía por ionización. En este punto el desarrollo de la lluvia alcanza su máximo. Este modelo sencillo reproduce correctamente tres de las características principales de las cascadas electromagnéticas:

[2]Por electrones se entiende ambos: electrones y positrones

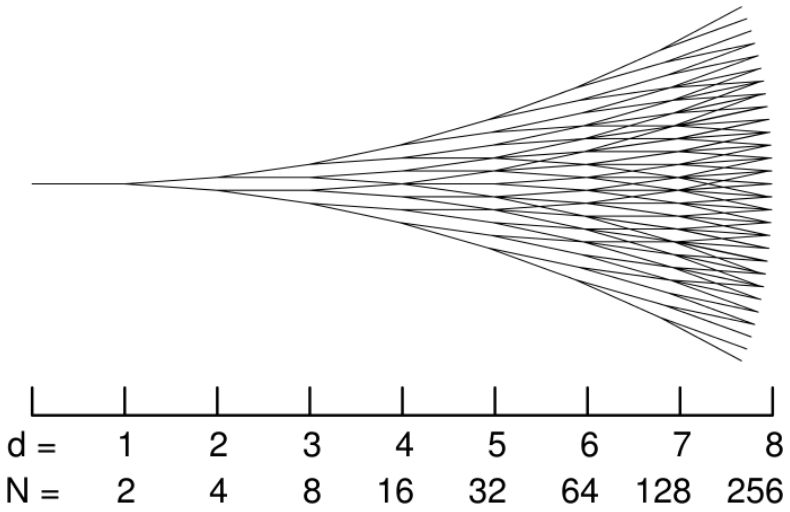


Figura 1.9: Esquema de la evolución de una cascada electromagnética en el modelo de Heitler [2].

- El número de partículas en el máximo del desarrollo de la lluvia es proporcional a la energía del primario:

$$N_{max} = E_0/E_c^{\gamma}$$

- La evolución de la profundidad del máximo de la lluvia (en unidades de g/cm^2) es logarítmica en la energía:

$$X_{max} = X_0 + \lambda_r ln(E_0/E_c^{\gamma})$$

  Donde λ_r es la longitud de radiación del medio ($\lambda_r = 37$ g/cm^2 en aire) y X_0 es la profundidad del inicio de la cascada

- La tasa de evolución de X_{max} con la energía, llamada tasa de elongación:

$$D_{10} \equiv \frac{dX_{max}}{dlog_{10}E_0} = 2.3\lambda_r$$

  está dada por la longitud de radiación del medio y es del orden de 85 g/cm^2 en aire

Mediante simulaciones se verifican estas propiedades, aunque el número de partículas en el máximo está sobreestimado por un factor entre 2 y 3. De igual manera el modelo de Heitler predice una relación de electrones a fotones de 2. Mientras, que las simulaciones y mediciones directas sugieren una relación del orden de 1/6.

El modelo de Heitler puede ser extendido a lluvias hadrónicas [4, 18]. En cada paso se asume que las interacciones hadrónicas producen 2N piones cargados π^+, π^- y N piones neutros π^0. Los piones neutros decaen inmediatamente en 2γ (98.8 %) o en

$e^+e^-\gamma$ (1.2 %) pasando 1/3 de la energía a la componente electromagnética de la lluvia. Los piones cargados interaccionan por más tiempo hasta que alcanzan la energía a la cual decaer es mas probable que interactuar ($E_c^\pi = 20$ GeV en aire) [2]. La figura 1.10 muestra el esquema de una cascada hadrónica. Los piones cargados decaen en muones y estos finalmente son los que llegan al nivel del suelo. El número de muones generados en una lluvia depende de que tanto tarden los piones cargados en alcanzar la energía crítica E_c^π. Por lo tanto, los rayos cósmicos con mayor sección eficaz en aire tendrán mayor componente muónica. El número de muones de una cascada se estima como:

$$N_\mu = (E_i/E_c^\pi)^\beta \tag{1.6}$$

Con $\beta = 0.9 - 0.95$ [2]. Las lluvias iniciadas por un núcleo de número másico A tienen una componente muónica mayor que se relaciona con la correspondiente para una cascada iniciada por un protón mediante:

$$N_\mu^A = N_\mu^p A^{1-\beta} \tag{1.7}$$

Otras diferencias que se destacan entre las lluvias generadas por un núcleo primario y las originadas por un protón son:

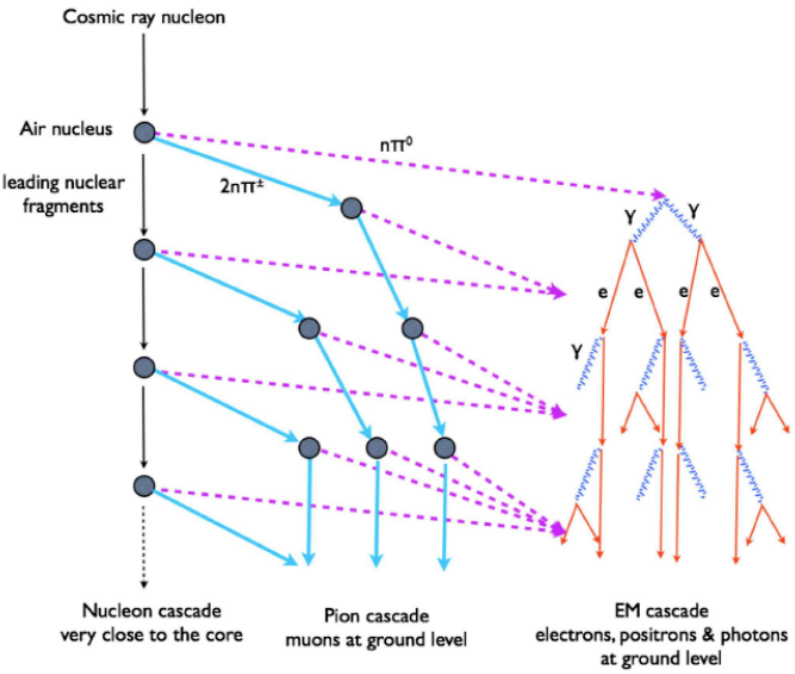


Figura 1.10: Esquema de una lluvia hadrónica [2].

- Se desarrollan antes en la atmósfera: $X_{max}^A = X_{max}^p - \lambda_r lnA$
- Las fluctuaciones de la posición de X_{max} de una lluvia a otra es menor para los núcleos pesados que para los livianos

Estas características son utilizadas para tratar de inferir la composición de los rayos cósmicos a partir de la posición del X_{max} y sus fluctuaciones. Esto es particularmente difícil debido la fluctuación intrínseca lluvia a lluvia, la cual es un reflejo del carácter aleatorio del proceso de interacción (en especial la posición de la primera interacción). No obstante, debido a la diferencia en las secciones eficaces en aire las lluvias generadas por diferentes primarios pueden ser al menos estadísticamente distinguibles.

Capítulo 2

Campo magnético galáctico

"The effort to understand the universe is one of the very few things that lifts human life a little above the level of farce, and gives it some of the grace of tragedy. "

— Steven Weinberg

2.1. Generalidades

Los campos magnéticos afectan la propagación de partículas cargadas deflectándolas. Esto significa que los rayos cósmicos provenientes de la misma dirección se dispersarán de manera similar y esta dispersión generará un corrimiento de la dirección de arribo fuera de la dirección verdadera de la fuente [2, 3]. Para energías por debajo del tobillo ($E < 5 \times 10^{18}$ eV) se espera que las deflexiones sean muy grandes y que no sea posible obtener información acerca de las direcciones de las fuentes originales a partir de las direcciones de llegada. Para energías por encima del tobillo, el campo magnético no puede confinar los rayos cósmicos dentro de la galaxia y es por ello que se cree que a partir de este punto los rayos cósmicos son de origen extragaláctico, en concordancia con la ausencia de evidencia que sugiera una anisotropía en la dirección del disco galáctico, la cual debería existir si los rayos cósmicos se generaran en fuentes dentro de la galaxia. Se espera poder encontrar una correlación entre las direcciones de arribo y las direcciones de las fuentes para los rayos cósmicos de energías muy altas ($E >> 10^{19}$) dado que sus deflexiones por el campo magnético son pequeñas.

Los campos magnéticos astrofísicos [19–21] se pueden clasificar en dos categorías generales: un campo regular y uno aleatorio (o algunas veces llamado también turbulento). La componente regular es importante a gran escala mientras que la componente aleatoria actúa a escalas menores. El campo regular puede producirse por compresión adiabática de campos semilla preexistentes, mediante su amplificación por un mecanis-

mo "Dynamo" o relacionado a la acción de vientos galácticos. Se sabe que existen en nuestra galaxia siguiendo el patrón de brazos espirales y con inversiones en la dirección ocurriendo entre brazos vecinos. Su extensión al Halo de la galaxia, es decir, arriba y abajo del plano del disco, es aún poco conocida. La componente aleatoria probablemente es originada en explosiones de Supernova, tienen una escala típica de ~ 100 pc e incluso menor, con una amplitud rms entre 2 y 3 veces mayor que la del campo regular [22]. El campo magnético además de inducir un cambio en las direcciones de arribo de los rayos cósmicos, genera un fenómeno de lente magnética por el cual se pueden formar múltiples imágenes de una misma fuente [23, 24]. Adicionalmente induce efectos en los que se magnifica o se disminuye el flujo de rayos cósmicos, efecto que depende de la energía. Es de aclarar que las deflexiones dependen de la dirección en que se mire debido a que el campo magnético varía en magnitud y dirección de un lugar a otro en la galaxia.

2.2. Propagación de rayos cósmicos en el campo magnético galáctico

La forma más conveniente de calcular la trayectoria de un núcleo de carga Ze y energía E llegando a la Tierra desde una dirección dada, es siguiendo la trayectoria de una partícula de carga opuesta con la misma energía saliendo de la Tierra y llegando hasta donde el campo magnético de la galaxia sea despreciable, este método es conocido como "backtracking". La trayectoria de la partícula saliendo de la Tierra se calcula resolviendo numéricamente la ecuación:

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = -\frac{Zec}{E}\frac{d\vec{x}}{dt} \times \vec{B}(\vec{x}) \tag{2.1}$$

donde $\vec{B}(\vec{x})$ está dado por algún modelo de campo magnético, en la sección 2.5 estudiaremos un modelo reciente propuesto en [1].

El radio de Larmor de un núcleo con $E/Z = 10$ EeV en un campo magnético uniforme de magnitud 3 μG es de un poco más de 3 kpc. La magnitud típica del campo magnético regular es de unos cuantos μG y es aproximadamente uniforme a escalas de unos pocos kpc. Así que las trayectorias de núcleos con rigidez[1] por encima de 10 EeV es cuasi-rectilínea con deflexiones mayores tanto menor sea la energía. Para energías menores la trayectoria se aleja cada vez más de la rectilínea y eventualmente a energías suficientemente bajas, las partículas empiezan a ser afectadas por el campo magnético turbulento pasando a un régimen difusivo a través de la galaxia.

En la figura 2.1 se muestra cuanto se desvían las direcciones de rayos cósmicos de

[1]Se denomina rigidez al cociente entre la energía y el número atómico (E/Z) de un núcleo

alta energía debido al campo magnético galáctico para los modelos BSS-S y ASS-A[2], la figura está en coordenadas galácticas l (longitud) y b (latitud).

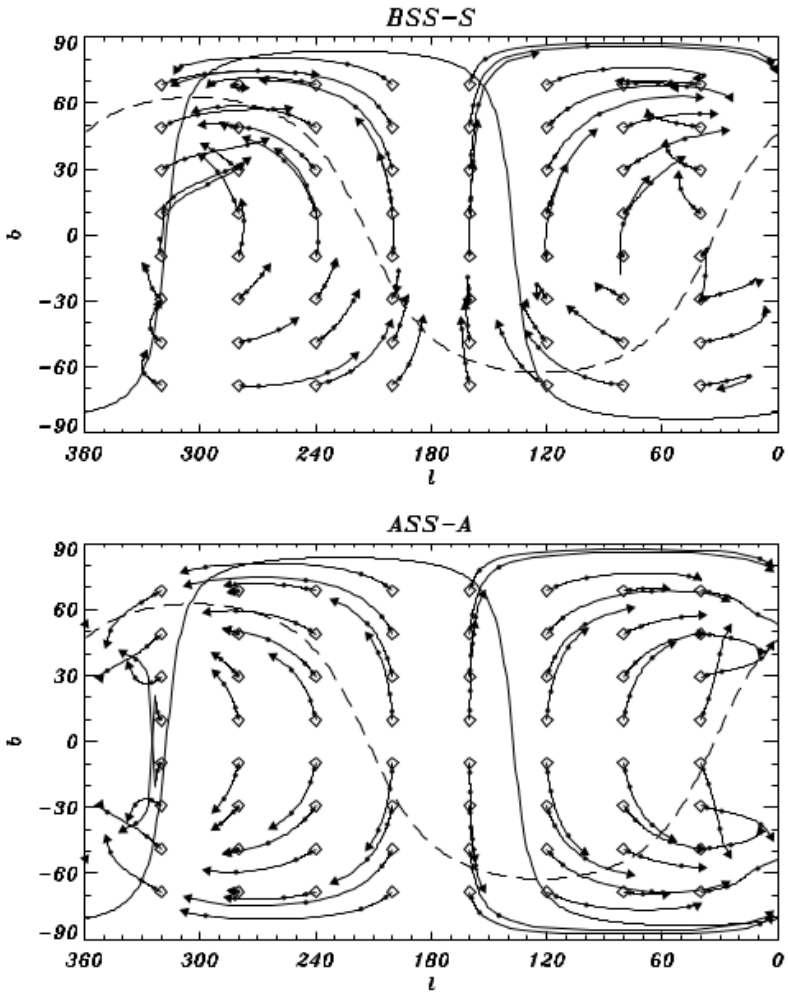


Figura 2.1: Deflexiones de núcleos cargados en el campo magnético de la galaxia. Cada rombo indica una dirección de llegada a la Tierra. Los puntos sobre cada línea indican direcciones de llegada al Halo. A partir del rombo cada punto representa E/Z=100,30 y 10 EeV respectivamente. La punta de la flecha corresponde a E/Z=7 EeV. Arriba: modelo BSS-S. Abajo: modelo ASS-A [24].

[2]BSS y ASS son modelos de campo magnético Bisimétrico y Axisimétrico respectivamente. En el modelo BSS el campo es anti-simétrico con respecto a una rotación de π mientras que el ASS es simétrico con respecto a tales rotaciones [24].

2.3. Efectos del campo magnético galáctico en las anisotropías a gran escala de los Rayos Cósmicos

El patrón de la distribución a gran escala de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos extragalácticos a la Tierra difiere del flujo que llega al Halo de la galaxia, ésto se debe a la propagación a través del campo magnético. Son dos los procesos principales asociados: uno es el cambio en la trayectoria que ya mencionamos en la sección anterior y el otro es la aceleración o desaceleración ocasionada por el campo eléctrico inducido por la rotación de la galaxia.

En el primer proceso el flujo incidente al Halo de la galaxia desde una dirección dada llega a la Tierra desde otra, es decir; si existe una anisotropía en el flujo que llega al Halo ésta se ve distorsionada en la Tierra debido al efecto del campo magnético, si el flujo es isótropo en el Halo seguirá siéndolo al llegar a la Tierra si sólo se modifica su trayectoria, ésto se garantiza por el teorema de Liouville[3]. Incluso si se supone que el flujo de rayos cósmicos extragalácticos es isótropo existe lo que se conoce como efecto Compton-Getting, este es una especie de efecto Doppler en el que el flujo de rayos cósmicos se modifica debido al movimiento relativo del observador con respecto al sistema en reposo de los rayos cósmicos. Para el observador el flujo aumenta en la dirección de movimiento y disminuye en la dirección contraria. La amplitud del dipolo resultante depende de la velocidad del observador y del índice espectral γ de los rayos cósmicos, mediante la expresión $\Delta = (2+\gamma)v/c$ [25].

Para energías por debajo del umbral GZK ($\sim$ 60 EeV) los rayos cósmicos pueden venir desde distancias cosmológicas y es razonable asumir que su flujo es prácticamente isótropo visto desde el sistema de referencia en reposo con la radiación cósmica de fondo (CMB). Estudios de las anisotropías en la temperatura del CMB permiten establecer la velocidad del sistema solar con respecto al sistema del CMB, la cual es $v = 371 \pm 1$ km/s en la dirección $(l, b) = (48.4^{\circ}, 264.4^{\circ})$ [26]. Con estos datos y utilizando un índice espectral $\gamma \simeq 3$ se obtiene una amplitud para el dipolo inducido por efecto Compton-Getting de $\Delta \simeq 0.006$. Esta anisotropía observada a nivel del Halo se ve modificada como ya se mencionó por efectos del campo magnético al observarse desde la Tierra.

Además de la alteración en las trayectorias de las partículas, el campo magnético induce otro efecto que puede dar lugar a anisotropías en la Tierra, incluso si el flujo es isótropo fuera del Halo. El proceso se debe al movimiento de rotación de la galaxia, se supone que el campo magnético se mueve junto con ella y así, para un observador

[3]El teorema de Liouville establece que la densidad de espacio de fase de un rayo cósmico se conserva a lo largo de su trayectoria. La densidad de espacio de fase $f(\vec{p}, \vec{r})$ está relacionada con el flujo diferencial, es decir; el número de partículas por unidad de ángulo sólido por unidad de energía que cruza una unidad de área por unidad de tiempo mediante la relación $\Phi(\vec{p}, \vec{r}) = p^2 f(\vec{p}, \vec{r})$

moviéndose con el sistema solar, las partículas viajando desde regiones lejanas en la galaxia experimentarán una fuerza debida al campo eléctrico inducido por el campo magnético en movimiento relativo dada por $q\vec{E} = (q/c)\Gamma_{\Delta V}(\vec{V} - \vec{V}_\odot) \times \vec{B}'$, donde $\Gamma_{\Delta V} \simeq 1$ es el factor de Lorentz asociado a la velocidad relativa entre el sistema local y el observador $\Delta\vec{V} = \vec{V} - \vec{V}_\odot$ y $\vec{B}'$ el campo magnético en el sistema local. Esta fuerza variará de un punto a otro en magnitud y dirección acelerando o desacelerando las partículas y generando una anisotropía en el flujo. El efecto de la deflexión de las trayectorias debido al campo eléctrico inducido es despreciable comparada con la deflexión debida al campo magnético, siendo una consecuencia de $\vec{V} - \vec{V}_\odot \ll v \simeq c$, donde v es la velocidad de los rayos cósmicos. La ecuación de movimiento para partículas de carga q en el sistema del observador puede escribirse como:

$$\dot{\vec{p}} \simeq \frac{q}{c}((\vec{V} - \vec{V}_\odot) \times \vec{B} + \vec{v} \times \vec{B}) \tag{2.2}$$

Se ha considerado $\vec{B} = \vec{B}'$, ya que $\Gamma_{\Delta V} \simeq 1$. La evolución de la dirección $\hat{u}$ de la partícula ($\vec{p} = \Gamma_v m v \hat{u}$) está determinada por la segunda parte de la ecuación 2.2

$$\hat{u}_f \simeq \hat{u}_i + \frac{q}{E}\int \vec{dl} \times \vec{B} \tag{2.3}$$

Por otra parte el primer término de la ecuación 2.2 provee el cambio en el valor absoluto de $\vec{p}$ a lo largo de la trayectoria

$$p_f = p_i + \frac{q}{c^2}\int \vec{dl} \cdot ((\vec{V} - \vec{V}_\odot) \times \vec{B}) \tag{2.4}$$

Usando el teorema de Liouville podemos relacionar los valores de $f(p_0, \hat{u}_0)$ (densidad de espacio de fase en el sistema solar) con $f(p_h, \hat{u}_h)$ (espacio de fase en el Halo)

$$f(p_0, \hat{u}_0) = f(p_h, \hat{u}_h) = f(p_0, \hat{u}_h) + \left.\frac{\partial f}{\partial p}\right|_{p_0} (p_h - p_0) \tag{2.5}$$

$$= f(p_0, \hat{u}_h)\left(1 + \left.\frac{\partial \ln f}{\partial \ln p}\right|_{p_0} \frac{p_h - p_0}{p_0}\right) \tag{2.6}$$

usando que $\Phi(p) = f(p)p^2$ se puede escribir $\frac{\partial \ln f}{\partial \ln p} = -(\gamma + 2)$, donde γ es el índice espectral ($\Phi(p) \propto p^{-\gamma}$)

$$f(p_0, \hat{u}_0) = f(p_0, \hat{u}_h)\left(1 - (\gamma + 2)\frac{p_h - p_0}{p_0}\right) \tag{2.7}$$

Finalmente expresado en términos del flujo e incluyendo también el efecto Compton-Getting,

$$\Phi(p_0, \hat{u}_0) \simeq \Phi'(p_0) \left(1 - (\gamma + 2) \frac{p_h - p_0}{p_0} + (\gamma + 2) \frac{\hat{u}_h \cdot \vec{V}_{CMB}}{c} \right) \tag{2.8}$$

donde $\Phi(p_0, \hat{u}_0)$ es el flujo que llega a la Tierra y $\Phi'(p_0)$ el correspondiente fuera del Halo en el sistema donde es isótropo. $\vec{V}_{CMB}$ es la velocidad del observador (sistema solar) relativa al sistema en reposo del CMB.

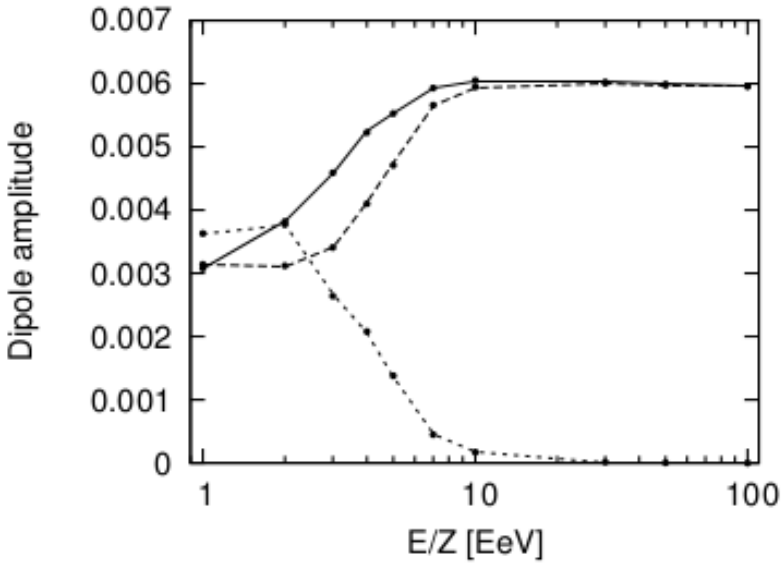


Figura 2.2: Amplitud de la componente dipolar como función de la rigidez: para la anisotropía Compton-Getting (línea discontinua larga); para la anistropía por rotación del campo magnético (línea discontinua corta) y la suma de ambas (línea continua) [25].

La figura 2.3 muestra el factor de modulación para los dos efectos por separado: en la izquierda se muestra las anisotropías inducidas por el cambio en el impulso de las partículas debido al movimiento del campo magnético que se asume sigue la rotación de la galaxia, con una velocidad constante como función de la distancia al centro galáctico y con una magnitud de 220 km/s. Como puede verse la magnitud de la anisotropía aumenta conforme E/Z decrece, esto es, la partícula tiene menos energía y se deflecta mucho más en el campo magnético, aún así la magnitud llega a ser sólo $\sim 0.9\,\%$ para $E/Z = 2$ EeV. En el lado derecho se observa la modulación debida al efecto Compton-Getting, si se asume que el sistema en reposo para los rayos cósmicos coincide con el sistema del CMB. Considerando un índice espectral $\gamma = 2.7$. La dirección original de la anisotropía fuera del Halo es $(b, l) = (48.4^o, 264.4^o)$ y se indica con la cruz blanca en las figuras; la amplitud resultante es $\Delta \simeq 0.6\,\%$. Nuevamente conforme decrece la rigidez, la modulación es mayor y debido a la distorsión el patrón dipolar se hace cada vez menos apreciable. En la figura 2.2 se observa en detalle que la amplitud del dipolo para el caso del efecto Compton-Getting decrece rápidamente para valores de E/Z menores a 10 EeV y decae a la mitad para rigideces alrededor de 2 - 3 EeV.

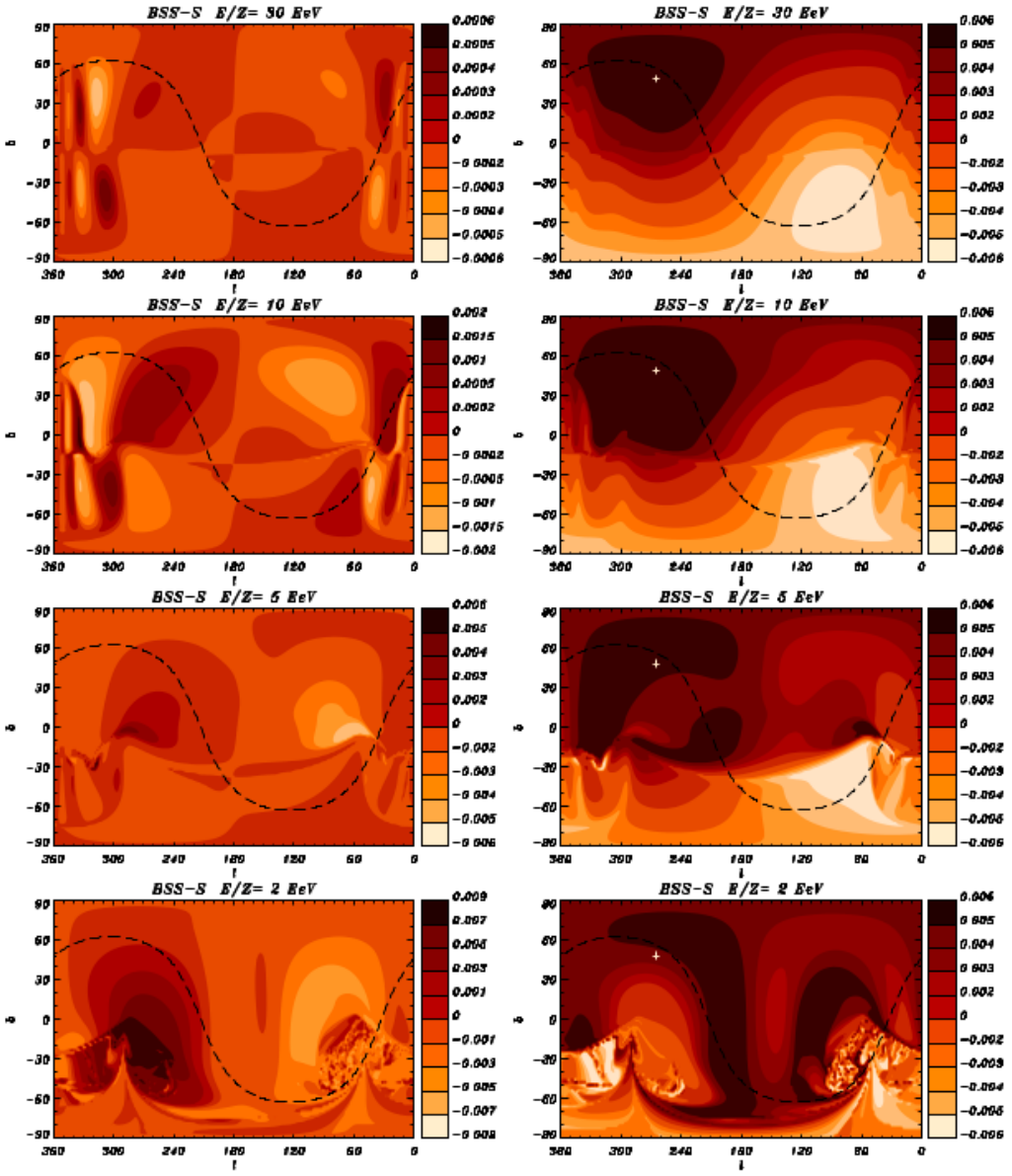


Figura 2.3: Izquierda: efecto del cambio en el momento debido a la rotación de la galaxia para diferentes valores de rigidez. Derecha: efecto Compton-Getting distorsionado por las deflexiones en el campo magnético [25].

2.4. Imágenes múltiples de las fuentes de rayos cósmicos

Un interesante efecto resultante de las deflexiones en el campo magnético es la aparición de múltiples imágenes de una misma fuente de rayos cósmicos extragalácticos. Esto significa que una partícula que entra al Halo de la galaxia desde una dirección dada puede llegar a la Tierra por diferentes trayectorias observándose la fuente en diferentes direcciones. Para apreciar este efecto conviene hacer lo que se denomina "hojas de cielo" (*sky sheets* en inglés). Para ello se toma una grilla regular de direcciones de llegada a la Tierra en coordenadas galácticas, cada punto representa la dirección de una partícula cargada que luego se propaga (backtracking) por el campo magnético y se obtiene su correspondiente dirección de llegada al Halo, por ende esa "hoja" inicial de coordenadas se estira y dobla como consecuencia de las desviaciones causadas por el campo magnético y depende de la rigidez. En la figura 2.4 se muestra un ejemplo de este tipo de gráficas para los mismos modelos BSS-S y ASS-A. Los rayos cósmicos que entran al Halo en las direcciones en las cuales la hoja se dobla son vistos en la Tierra en todos los puntos de la grilla que se superponen en ese punto. Cabe resaltar que el número de imágenes siempre será impar ya que se supone que la hoja puede estirarse o doblarse mas no romperse.

Otro aspecto interesante tiene que ver con la paridad de las nuevas imágenes, las dos imágenes adicionales respecto de la que se observa en el caso de alta energía tienen siempre paridades opuestas. También se puede apreciar de la figura 2.4 que existen regiones donde la hoja se "estira" o se "encoge" mucho, estas regiones representan las zonas donde el flujo de rayos cósmicos se ve disminuido o aumentado respectivamente. Cuando la hoja se estira, lo que está sucediendo es que partículas que salen de la Tierra desde puntos muy cercanos se deflectan en direcciones opuestas, quedando una zona en el Halo que sólo se alcanza con un ajuste muy fino en las direcciones de salida y es por ésto que el flujo está disminuido ya que prácticamente no se ven los rayos provenientes de estas zonas. Caso contrario en que la hoja está encogida el flujo se ve aumentado.

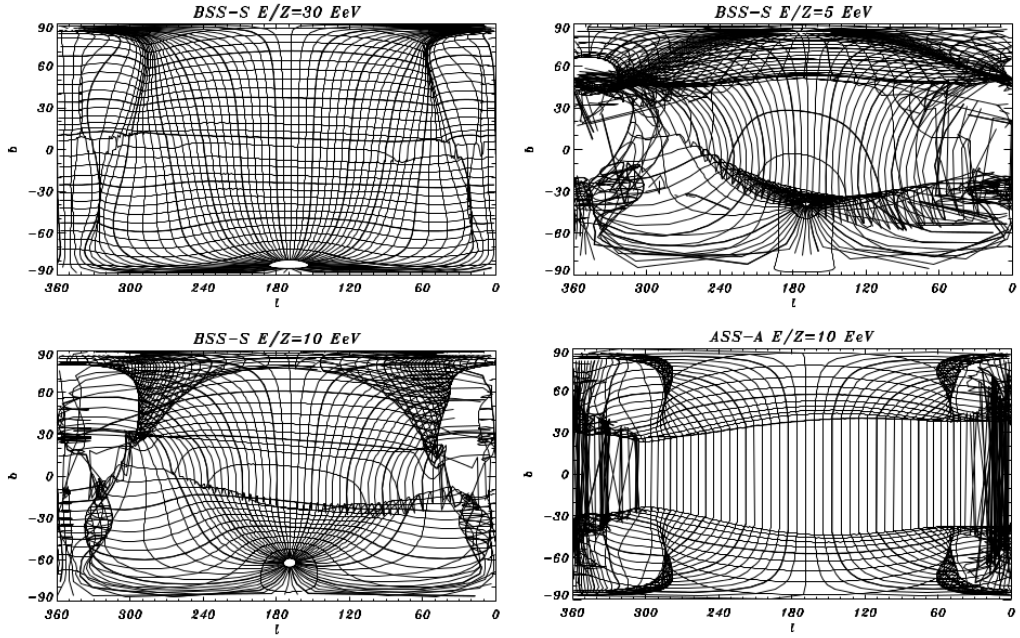


Figura 2.4: "Hojas de cielo": direcciones de llegada al Halo que corresponden a una grilla regular de direcciones de llegada a la Tierra para los valores de E/Z y modelos de campo magnético indicados [24].

2.5. Modelo de campo magnético de Jansson y Farrar

Recientemente Jansson y Farrar propusieron un modelo de campo magnético [1] que ha sido mejorado y ajustado a las principales observaciones de emisión de sincrotrón polarizada y medidas de rotación de Faraday, el modelo es mucho más general que los modelos existentes hasta el momento e incluye una nueva componente *"fuera del plano"* sugerida por las observaciones de galaxias externas similares a la nuestra, además incluye un campo *aleatorio-estriado* generado por consideraciones teóricas.

2.5.1. Datos

Las medidas de rotación de Faraday (RM) se encuentran con;

$$RM \simeq 0.81 \int_0^L \left(\frac{n_e(l)}{cm^{-3}}\right)\left(\frac{B_{\parallel}(l)}{\mu G}\right)\left(\frac{dl}{pc}\right)[rad/m^2] \tag{2.9}$$

donde n_e es la densidad total de electrones ionizados y está dominado por la densidad de electrones térmicos. Las medidas de rotación se infieren de la relación entre el ángulo de polarización de una fuente y la longitud de onda al cuadrado de la observación: $\theta = \theta_0 + RM\lambda^2$. La confiabilidad en las RM estimadas depende del número y el espaciado entre las longitudes de onda en las cuales es observada la fuente. El conjunto de datos usados para ajustar el modelo consta de:

- 37543 RMs extraídas del conjunto de datos disponible públicamente. sólo dos

longitudes de onda son usadas en la derivación de estos datos por tanto son de baja confiabilidad [27].

- 194 RMs obtenidas del disco [28].
- 380 RMs del *Canadian Galactic Plane Survey* [29].
- 148 RMS del *Southern Galactic Plane Survey* [30].
- 813 RMs de alta latitud [31]
- 60 RMs cerca de la pequeña Nube de Magallanes [32].
- 200 RMs cerca de la gran Nube de Magallanes [33]
- 160 RMs cerca a Centauro A [34]
- 905 RMs de otras observaciones diferentes.

El número total de mediciones de rotación usado es de 40403.

Para las mediciones de emisión de sincrotrón polarizada (PI) se usaron los mapas del WMAP7.

2.5.2. El modelo

El modelo de Jansson y Farrar (JF) esta constituido de tres componentes principales: un campo regular a gran escala, un campo aleatorio con una longitud de coherencia del orden de 100 pc o menos y un nuevo tipo de campo aleatorio "estriado" que es un campo cuya orientación permanece alineada con un cierto eje a grandes escalas pero su signo y magnitud varían a escalas más pequeñas. Estos tres tipos de estructuras magnéticas pueden estudiarse por separado debido a que contribuyen de manera diferente a cada uno de los distintos observables. El campo regular contribuye a los tres observables I, PI y RM mientras que el campo aleatorio contribuye sólo a la emisión de sincrotrón total (I). Por otro lado, el campo estriado aporta a I y PI.

En el presente trabajo sólo se considerará el campo regular y no se tendrá en cuenta los campos aleatorios, ya que el campo regular es el más relevante para el estudio de la deflexión a escalas grandes. Se propone un campo regular con tres componentes: una componente del disco, una componente del Halo y una nueva componente "fuera del plano" motivada en observaciones de galaxias externas que se ven de perfil [35]. Cada componente por separado cumple la condición de divergencia nula ($\nabla \cdot \vec{B} = 0$) y sus parámetros pueden ser ajustados de manera independiente. Se usarán coordenadas cilíndricas (r, ϕ, z) y cartesianas (x, y, z) para la descripción que se llevará a cabo. El centro galáctico está en el origen, el norte galáctico está en la dirección z positiva y el

Sol está localizado en $x = -8.5$ kpc. Se establece que el campo vale cero para $r > 20$ kpc y en una esfera de radio 1 kpc alrededor del centro galáctico.

Componente del disco

El campo en el disco está restringido al plano x-y y está definido para radios r entre 3 kpc y 20 kpc. Entre 3 kpc y 5 kpc el campo es puramente azimutal con una magnitud b_{ring}, de 5 kpc a 20 kpc existen 8 espirales logarítmicas con ángulo de apertura $i = 11.5^{\text{o}}$. Las líneas que separan las espirales cumplen la ecuación

$$r = r_{-x} \exp\left(\frac{\phi}{\tan(90^{\text{o}} - i)}\right) \tag{2.10}$$

donde r_{-x}= 5.1, 6.3, 7.1, 8.3, 11.4, 12.7, 15.5 kpc son los radios donde las espirales cruzan el eje x negativo. La dirección del campo magnético está dada por

$$\hat{b} = \sin(i)\hat{r} + \cos(i)\hat{\phi} \tag{2.11}$$

La magnitud b_j en la espiral j se calcula a partir de su valor en $r = 5$ kpc y decrece como $1/r$.

Para conservar el flujo magnético, siete de las ocho magnitudes en las espirales se dejan como parámetros del modelo y la magnitud de la última es calculada con $b_8 = -\sum_{j=1}^{7} f_j b_j / f_8$ siendo f_j el área de sección transversal de las espirales (para un radio fijo).

A partir de los r_{-x} se derivan los correspondientes f_j=0.130, 0.165, 0.094, 0.122, 0.13, 0.118, 0.084, 0.156. El campo se extiende por encima y por debajo del plano del disco de manera simétrica y su magnitud va disminuyendo a mayor altitud (z creciente) la transición está ajustada por el parámetro h_{disk}, que representa la altura en la que el campo del disco deja de ser importante y el campo del Halo asume el rol principal. La transición está dada por la función logística

$$L(z, h, w) = \left(1 + e^{-2(|z|-h)/w}\right)^{-1}$$

donde el parámetro w_{disk} establece el ancho de la región de transición. Finalmente la magnitud del campo del disco es:

$$b_j = b_j(5\ kpc)\frac{5\ kpc}{r}(1 - L(z, h_{disk}, w_{disk})) \tag{2.12}$$

La figura 2.5 muestra el campo del disco en $z = 0$ visto desde el norte galáctico, se observa claramente el patrón en espirales, las líneas siguen la ecuación 2.10 y el tamaño de las puntas de flecha sugieren la magnitud del campo, la cruz de color rojo indica la posición del Sol en $x = -8.5$ kpc

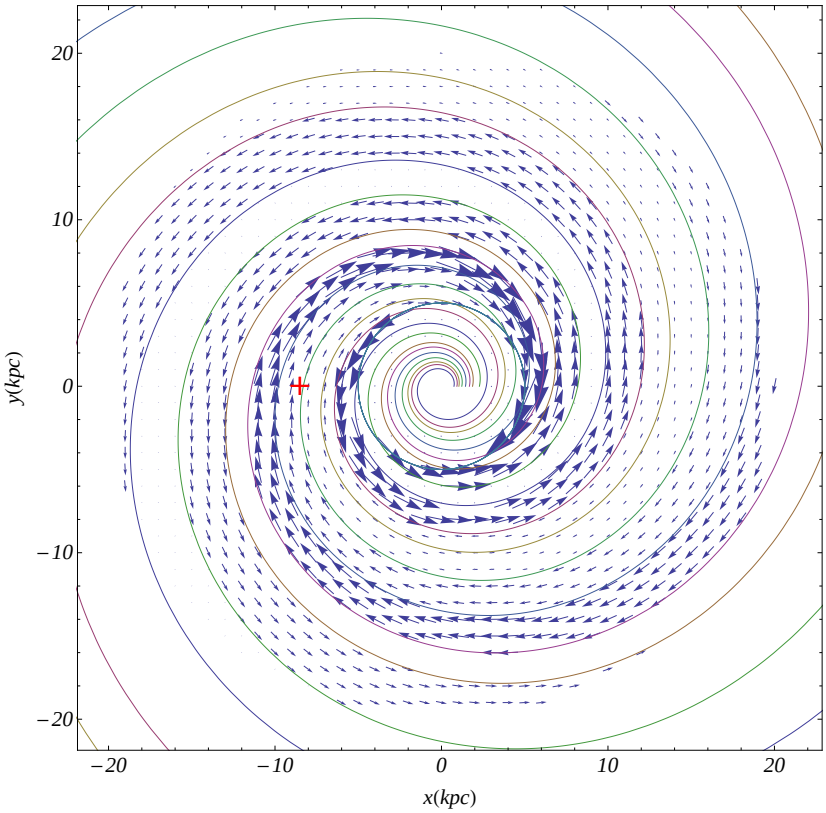


Figura 2.5: Valor del campo del disco (z = 0). Las flechas indican su dirección y el grosor de la punta indica su magnitud, la cruz roja muestran la posición del Sol.

Componente del Halo

El campo del Halo es toroidal, es decir; puramente azimutal y está definido como

$$B_{\phi}^{tor}(r,z) = e^{-|z|/z_0} L(z, h_{disk}, w_{disk}) \begin{cases} B_n(1 - L(r, r_n, w_h)) & si \quad z > 0 \\ B_s(1 - L(r, r_s, w_h)) & si \quad z < 0 \end{cases} \tag{2.13}$$

La función logística hace que la magnitud en dirección z sea pequeña cerca al disco y aumenta hasta llegar a un máximo que depende de los valores de h_{disk} y w_{disk} para luego decaer exponencialmente. En la dirección radial la amplitud decrece cuando r crece, teniendo una extensión diferente arriba y abajo del disco ajustadas mediante los parámetros r_n y r_s. Las amplitudes al norte y al sur se manejan con parámetros separados B_n y B_s respectivamente.

Componente fuera del plano

El campo fuera del plano, también referido como campo en "X" debido a su forma cuando la galaxia es vista de perfil es simétrico con respecto al eje z y no tiene componente azimutal. El campo se divide en dos regiones: una de elevación[4] constante Θ_X^0

[4]Por elevación entendemos el ángulo que forma la línea de campo con el plano z = 0

y otra de elevación variable Θ_X. La región de elevación constante se encuentra para radios mayores a r_X^c y la de elevación variable para radios menores a éste, creciendo hasta llegar a $\Theta_X = 90^o$ en $r = 0$. La magnitud del campo en la región de elevación constante se calcula como;

$$B_{ec} = b_X(r_p)\frac{r_p}{r} \tag{2.14}$$

donde $b_X(r_p) = B_X e^{-r_p/r_X}$ es la magnitud del campo en el plano medio (z = 0), $r_p = r - |z|/\tan(\Theta_X^0)$ es el radio al punto de intersección con el plano medio de la línea de campo que pasa por el punto (r, z).

Para la región de elevación variable la magnitud es:

$$B_{ev} = b_X(r_p)\left(\frac{r_p}{r}\right)^2 \tag{2.15}$$

Con

$$r_p = \frac{r r_X^c}{r_X^c + |z|/\tan(\Theta_X^0)}$$

y

$$\Theta_X(r, z) = \arctan\left(\frac{|z|}{r - r_p}\right)$$

Son cuatro los parámetros libres: B_X, Θ_X^0, r_X^c y r_X.

En la figura 2.7 se resumen todos los parámetros libres del modelo con los valores que mejor se ajustan a las observaciones. En la figura 2.6 se muestra el campo en forma de X. Se puede distinguir la zona de elevación variable cerca al centro de la galaxia y hacia afuera la región de elevación constante. Hacia el centro de la galaxia el campo alcanza su magnitud máxima siendo alrededor de 3 μG, el hueco justo en la región central corresponde a la esfera de radio 1 kpc dentro de la cual no está definido campo magnético.

La magnitud del campo total en el plano x-y para diferentes valores de z se aprecia en la figura 2.8. Se puede observar que a distancias pequeñas ($\pm$10 pc) por encima y por debajo del plano medio galáctico domina la componente del disco con su patrón en espirales, las flechas indican las direcciones del campo. La zona entre 1 kpc y 5 kpc de radio está dominada por el campo en X dado a que las direcciones en esa región son radiales hacia afuera para z positivo y hacia adentro en el caso negativo. Se exhiben también los cambios de dirección entre brazos espirales característicos del campo del disco.

A alturas de ($\pm$1 kpc) es el campo toroidal del Halo el que domina, aunque se presentan todavía rastros tenues de las espirales. También se aprecia en este caso la diferencia en extensión del campo toroidal entre el norte ($z > 0$) y el sur ($z < 0$). Al sur el campo se extiende casi hasta los 20 kpc mientras que al norte sólo llega a alrededor

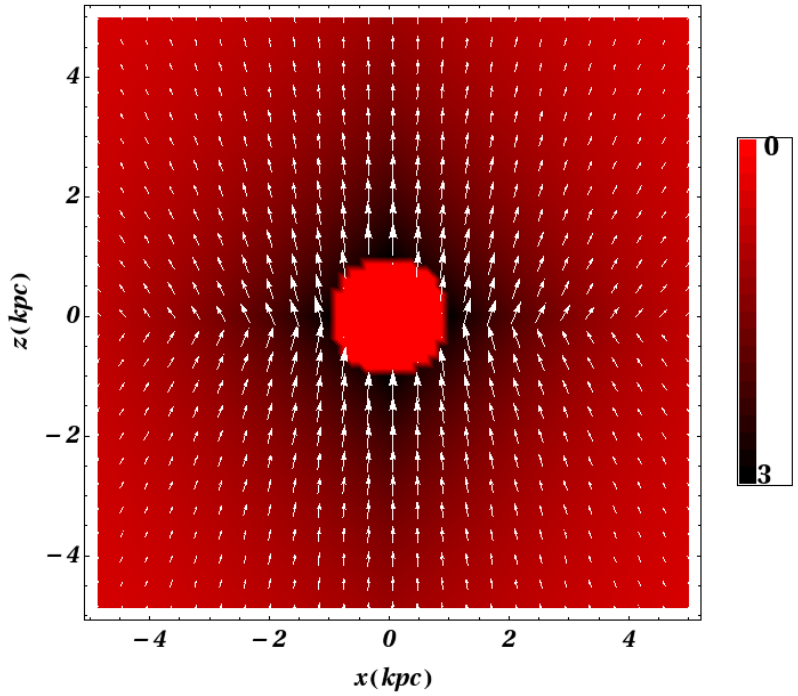


Figura 2.6: Vista del plano x-z de la componente en X del campo. Se aprecian las dos regiones de elevación mencionadas y el código de color indica la magnitud del campo en μG.

de 10 kpc. Además la dirección del campo se invierte.

2.5.3. Propagación en el modelo de Jansson y Farrar

Como ya se mencionó las partículas cargadas sufren deflexiones en su viaje por la galaxia ocasionadas por el campo magnético, tales desviaciones pueden estudiarse para el caso de cualquier modelo de campo magnético resolviendo numéricamente la ecuación 2.1.

En la figura 2.9 se muestran mapas de la deflexión total en distintas direcciones de llegada a la Tierra para diferentes valores de rigidez. Como características generales puede verse que las deflexiones son mayores a menores energías, las partículas de menor energía sentirán mucho más el efecto del campo magnético, las zonas de mayor deflexión se encuentran en las direcciones cerca al disco y apuntan hacia el centro galáctico ($l = 0^o$), estas desviaciones alcanzan casi 180^o para $E/Z = 5$ EeV, se observa de la figura 2.8 el campo alcanza magnitudes mayores cerca al disco y hacia el centro, se presenta una asimetría entre el norte y el sur: rayos cósmicos ingresando por el norte se deflectan menos que aquellos que llegan por el sur reflejando el hecho que el campo toroidal tiene mayor extensión al sur que al norte del plano galáctico. El campo en X es el responsable de las altas deflexiones cerca al centro de la galaxia como se ve de la figura 2.10 donde se ha eliminado la componente X del campo, las deflexiones son mucho menores y el mapa es más simétrico.

Field	Best fit Parameters	Description
Disk	$b_1 = 0.1 \pm 1.8\,\mu$G	field strengths at $r = 5$ kpc
	$b_2 = 3.0 \pm 0.6\,\mu$G	
	$b_3 = -0.9 \pm 0.8\,\mu$G	
	$b_4 = -0.8 \pm 0.3\,\mu$G	
	$b_5 = -2.0 \pm 0.1\,\mu$G	
	$b_6 = -4.2 \pm 0.5\,\mu$G	
	$b_7 = 0.0 \pm 1.8\,\mu$G	
	$b_8 = 2.7 \pm 1.8\,\mu$G	inferred from $b_1, ..., b_7$
	$b_{\rm ring} = 0.1 \pm 0.1\,\mu$G	ring at 3 kpc $< r <$ 5 kpc
	$h_{\rm disk} = 0.40 \pm 0.03$ kpc	disk/halo transition
	$w_{\rm disk} = 0.27 \pm 0.08$ kpc	transition width
Toroidal halo	$B_{\rm n} = 1.4 \pm 0.1\,\mu$G	northern halo
	$B_{\rm s} = -1.1 \pm 0.1\,\mu$G	southern halo
	$r_{\rm n} = 9.22 \pm 0.08$ kpc	transition radius, north
	$r_{\rm s} > 16.7$ kpc	transition radius, south
	$w_{\rm h} = 0.20 \pm 0.12$ kpc	transition width
	$z_0 = 5.3 \pm 1.6$ kpc	vertical scale height
X halo	$B_{\rm X} = 4.6 \pm 0.3\,\mu$G	field strength at origin
	$\Theta_{\rm X}^0 = 49 \pm 1^\circ$	elev. angle at $z = 0, r > r_{\rm X}^c$
	$r_{\rm X}^c = 4.8 \pm 0.2$ kpc	radius where $\Theta_{\rm X} = \Theta_{\rm X}^0$
	$r_{\rm X} = 2.9 \pm 0.1$ kpc	exponential scale length

Figura 2.7: Conjunto de parámetros libres en el modelo de Jansson y Farrar que mejor ajustan los datos observacionales [1].

Imágenes múltiples

El campo magnético puede actuar como una gran lente para los rayos cósmicos generando imágenes múltiples de sus fuentes, de la sección 2.4 se tiene que las hojas de cielo son útiles para visualizar las regiones donde se generan múltiples imágenes, tales hojas para el modelo JF se exponen en la figura 2.11. Puede verse que la formación de imágenes extras se da a nivel del disco y en la dirección del centro de la galaxia. A energías bajas la hoja de cielo presenta muchos más pliegues y se desarrolla una zona de formación de imágenes múltiples más amplia, se aprecian también grandes espacios vacíos que son las regiones desde las cuales ningún rayo que entrase al Halo alcanza la Tierra.

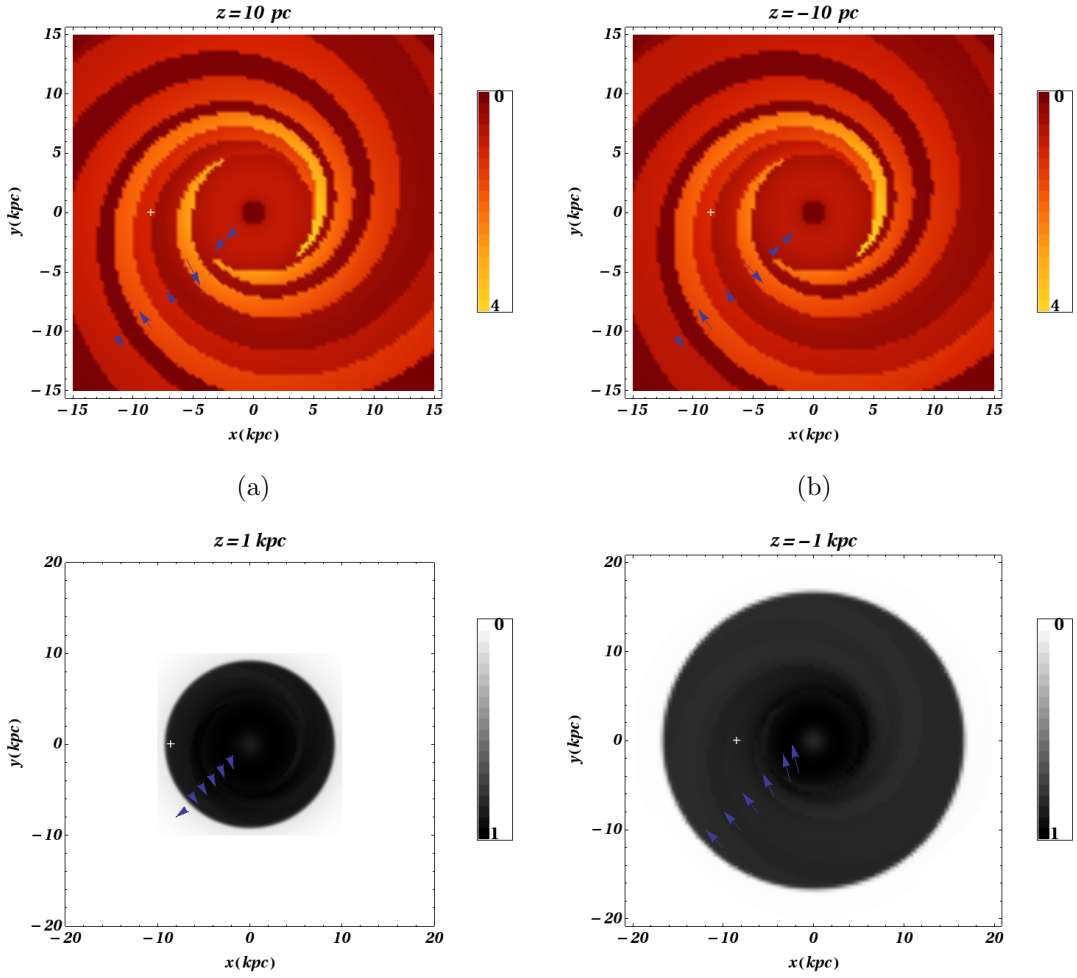
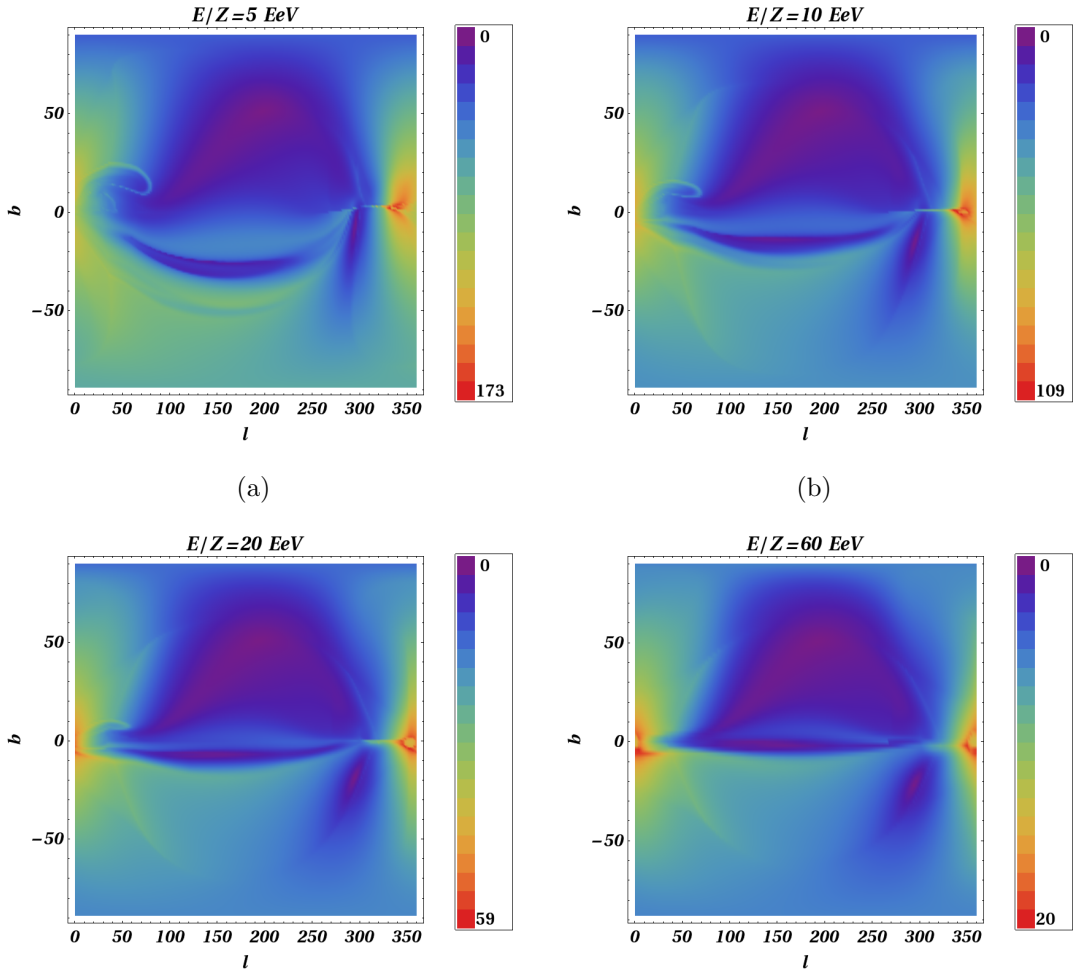


Figura 2.8: Componente x-y del campo total a diferentes alturas. Magnitud en μG.



(a) (b)

(c) (d)

Figura 2.9: Mapas de deflexión de los rayos cósmicos de diferentes rigideces en el campo magnético propuesto por Jansson y Farrar. La grilla corresponde a direcciones de llegada a la Tierra.

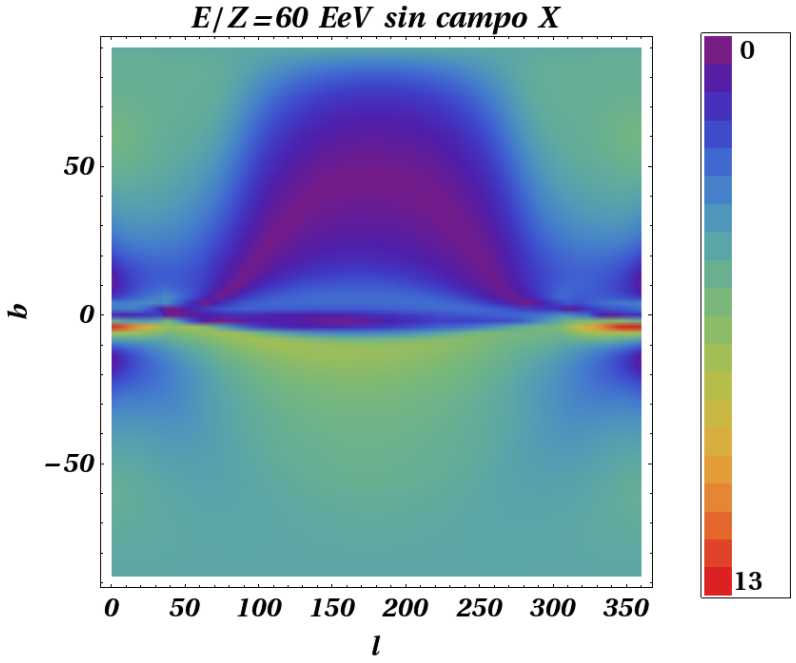
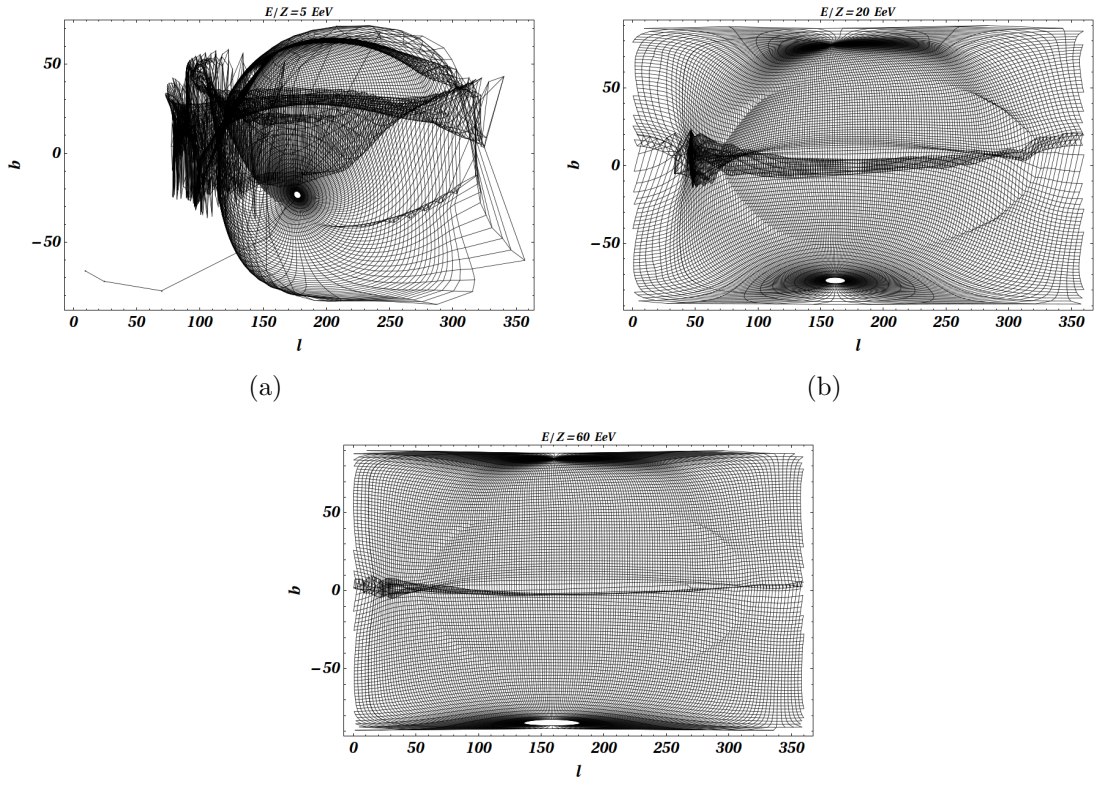


Figura 2.10: Mapa de deflexiones para el caso $E/Z = 60$ EeV eliminando la componente del campo fuera del plano.



(a) (b)

(c)

Figura 2.11: Hojas de cielo para el modelo JF.

Capítulo 3

Anisotropías en el flujo de Rayos Cósmicos

> *"The way that can be walked on is not the perfect way. The word that can be said is not the perfect word "*
>
> — Lao-Tzu, siglo 3 A.C

El estudio de las anisotropías en las direcciones de arribo de los RC provee una herramienta de gran utilidad junto con los estudios del espectro y composición para responder preguntas abiertas acerca del origen (fuentes) de los RC, su composición y propagación, además brinda información valiosa sobre la estructura de los campos magnéticos; galáctico y extragaláctico. Se ha observado que el flujo de RC es bastante isótropo por lo que se requieren mediciones muy precisas para detectar cualquier posible anisotropía. Se esperan diferentes señales de anisotropías a distintas energías del espectro de los rayos cósmicos, ésto se debe a la dependencia en la energía de los procesos de propagación e interacción.

A energías muy altas se espera que las deflexiones magnéticas sean pequeñas y que el efecto GZK limite las distancias desde las que pueden llegar los RC. Por ello, se aspira observar únicamente eventos de fuentes "cercanas" cuya distribución no es homogénea, generando un flujo con anisotropía. En la figura 3.1 puede verse la fracción de RC que llegan a la Tierra desde distancias $> D$. Para energías por encima de 60 EeV (corte GZK) las partículas no llegan desde fuentes más lejanas que ~ 200 kpc.

Bajando en energías las deflexiones son mayores y la atenuación se presenta a escalas cosmológicas y por ende el flujo se espera más isótropo, pero aún es posible encontrar señales de anisotropías a grandes escalas angulares. Arriba de los 100 GeV cuando la influencia del Sol es despreciable, el flujo de RC presenta anisotropías muy pequeñas del orden 10^{-4}.

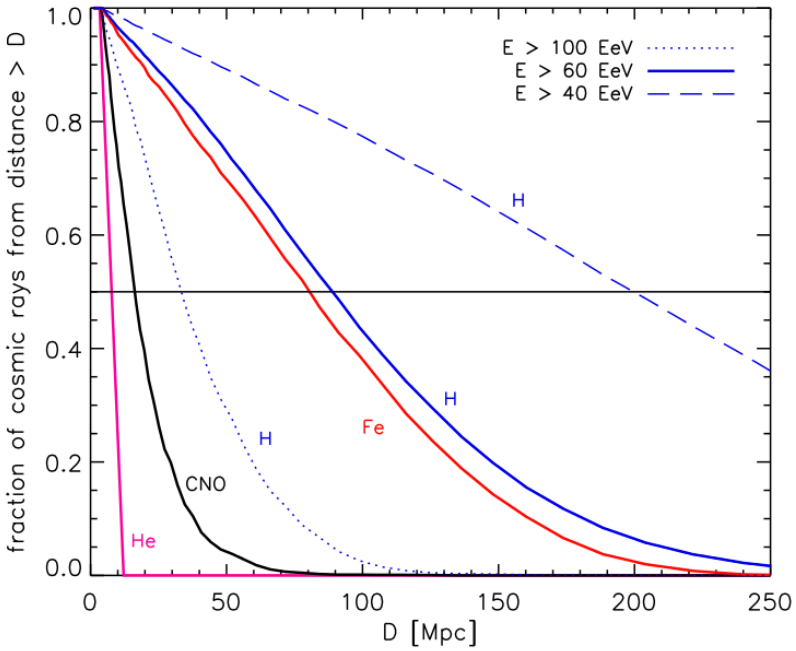


Figura 3.1: Fracción de rayos cósmicos que sobreviven a distancias $> D$. Para protones por encima de 40, 60 y 100 EeV y para Fe, CNO y He arriba de 60 EeV [7].

Las anisotropías a grandes escalas pueden caracterizarse en primera aproximación por un dipolo en una dirección dada $\hat{d}$ en cuyo caso la intensidad[1] de RC es $I(\hat{u}) = I_0 + I_1 \hat{d} \cdot \hat{u}$ y la amplitud está definida como

$$\Delta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{I_1}{I_0} \tag{3.1}$$

Los límites experimentales para Δ a energías $E \lesssim 10^{15}$ eV están en el rango $10^{-4} \lesssim \Delta \lesssim 10^{-3}$ [3].

Un flujo isotrópico permanecerá así al propagarse por el campo magnético siempre y cuando el espacio de fase esté conectado de manera simple, es decir, una condición necesaria es que todas las trayectorias que salen de la Tierra (backtracking) alcancen $r = \infty$. A energías bajas esta condición puede violarse ya que es posible que existan trayectorias que terminen otra vez en la Tierra o a una distancia finita de ella (ver figura 3.2). En este caso el campo magnético (geomagnético en el ejemplo de la figura 3.2) induce una anisotropía.

En la sección 2.3 se mencionó otro efecto que puede causar anisotropías: el efecto *Compton-Getting* debido por el movimiento relativo del observador con respecto a las fuentes de RC. Si se supone que el flujo de RC es isotrópico en un sistema de referencia S y el observador se mueve con velocidad $\vec{V}$ respecto a éste (sistema S'), sea $f(\vec{p}, \vec{r})$ la función de distribución de RC en el sistema S y $f'(\vec{p}\,', \vec{r}\,')$ la correspondiente en el

[1] Se define como intensidad al número de partículas por unidad de ángulo sólido que pasa por unidad de tiempo una unidad de área perpendicular a la dirección de observación

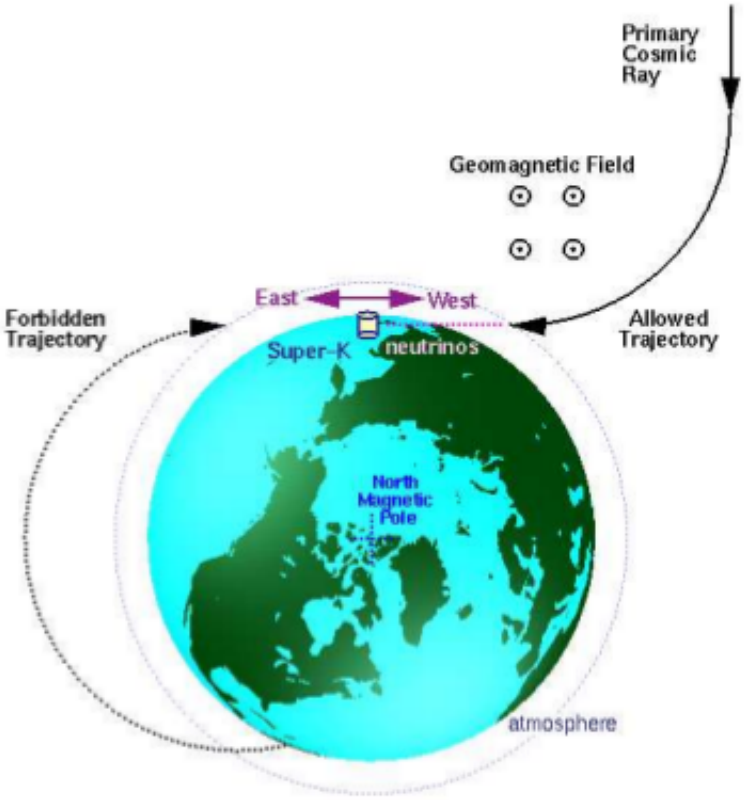


Figura 3.2: Esquema del efecto Este-Oeste generado por campo magnético terrestre [3].

sistema S'. Por invarianza de Lorentz, $f(\vec{p},\vec{r}) = f'(\vec{p}\,',\vec{r}\,')$, el impulso de las partículas en S está relacionado con el de las partículas en S' por $\gamma_V(\vec{p} - (p/u)\vec{V})$, donde u es la velocidad de los RC. Para un observador en movimiento no-relativista $V \ll c$ y $\gamma_V \sim 1$, entonces,

$$f'(\vec{p}\,') = f(\vec{p}\,') - \frac{p}{u}\vec{V}\cdot\frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = f(\vec{p}\,')\left(1 - \frac{\vec{V}\cdot\vec{p}}{up}\frac{\partial \ln f}{\partial \ln p}\right) \tag{3.2}$$

La intensidad se escribe como $I(E) = p^2 f(p)$. Por lo tanto, $\ln I = 2\ln p - \ln f$ y

$$\partial \ln f/\partial \ln p = \partial \ln I/\partial \ln p - 2 \simeq (\partial \ln E/\partial \ln p)(\partial \ln I/\partial \ln E) - 2 = (1 - m^2/E^2)(-\gamma) - 2$$

$$\simeq -(\gamma - 2)$$

para partículas con espectro $I \propto E^{-\gamma}$. Finalmente se obtiene para I [36],

$$I'(E') = I\left(1 + \frac{V}{u}(\gamma + 2)\cos\theta\right) \tag{3.3}$$

3.1. Anisotropías en el modelo de Jansson y Farrar

Se estudiará en esta sección el efecto del campo magnético JF en las anisotropías de los RC de alta energía, en particular se analizará como se distorsiona una anisotropía intrínseca existente en el flujo al llegar al Halo de la galaxia. Este tipo de anisotropía podría deberse a la distribución no homogénea de materia a distancias cercanas a nuestra galaxia y es consecuencia del efecto GZK (ver discusión al inicio de este capítulo). El valor de tales anisotropías se estima haciendo uso de los catálogos de galaxias y asumiendo que el flujo de RC es proporcional al flujo de radiación en la longitud de onda del catálogo.

Usando el *2 Micron All-Sky Redshift Survey* (2MRS) cuya distancia máxima reportada es $R = 20000 H_0^{-1}\ km/s \simeq 285$ Mpc, se encuentra un dipolo apuntando en la dirección $(l, b) \simeq (251^o \pm 12^o, 37^o \pm 10^o)$ en coordenadas galácticas o $(\alpha, \delta) \simeq (153^o, -9^o)$ en coordenadas ecuatoriales y una magnitud $D \simeq 0.24$ [37]. La figura 3.3 presenta mapas del flujo para el 2MRS donde se indica la dirección del dipolo en la distribución de materia y la del dipolo en el CMB.

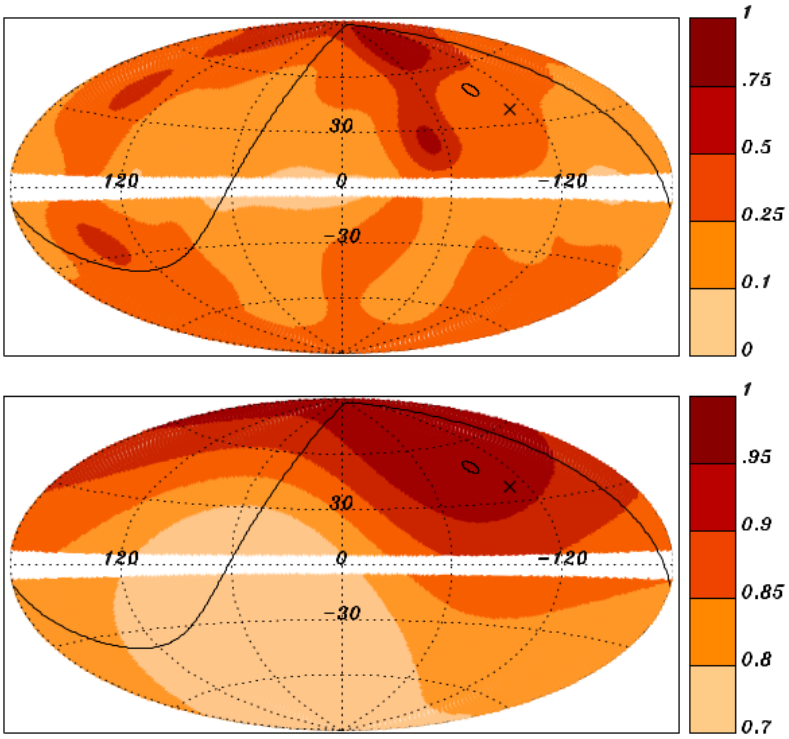


Figura 3.3: Mapas de la distribución de materia calculados con el catálogo 2MRS y suavizados en 10^o (arriba) y 60^o (abajo). La dirección del dipolo se marca con una X y la dirección del dipolo del CMB con un círculo [37].

Una vez determinado el dipolo en la distribución de materia el dipolo en los RC en un rango de energía, bajo la hipótesis de que el flujo de RC que llegan de distancias menores a R es proporcional al flujo infrarrojo del 2MRS y el flujo a distancias mayores

es isótropo, se obtiene como

$$\Delta_{RC}(E_1, E_2) = f(E_1, E_2, R)D(R) \tag{3.4}$$

donde $f(E_1, E_2, R)$ es la fracción de rayos cósmicos con energías entre E_1 y E_2 que vienen de distancias menores a R. Esto puede calcularse simulando partículas con un espectro dado, viniendo de fuentes distribuidas uniformemente y contando que fracción de las partículas con energías entre E_1 y E_2 cuando llegan a la Tierra vienen desde distancias menores a R. Como ejemplo: tomando R = 285 Mpc y usando simulaciones con CRPropa [38] se obtienen para el caso de protones los resultados de la tabla 3.1

Energía [EeV]	fracción	Dipolo RC
$1 < E < 2$	0.099	0.024
$2 < E < 4$	0.15	0.036
$4 < E < 8$	0.21	0.050
$E > 8$	0.34	0.082

Tabla 3.1: Fracción de RC viniendo desde distancias menores a R para diferentes rangos de energía. En la tercera columna se calcula el dipolo esperado usando ecuación 3.4

Se analizan las anisotropías generadas por el movimiento relativo entre el campo magnético y el sistema local, como se mencionó en el capítulo anterior, esta anisotropía aunque es de magnitud pequeña está presente incluso si el flujo es isótropo fuera del Halo.

En las figuras 3.4 y 3.5 se señalan estos dos efectos para algunos valores de E/Z.

Las anisotropías inducidas por rotación de la galaxia[2] son de magnitud pequeña (ver figura 3.4). Recuérdese que la modulación está dada por el segundo término de la derecha en la ecuación 2.8 donde se ha asumido un índice espectral $\gamma \simeq 2.7$ (este es el valor para energías después del *tobillo* ~ 3 EeV). Para las direcciones a lo largo del disco y hacia el centro de la galaxia ($l = 0^o$) la modulación alcanza sus valores máximos, dado a que la componente en dirección z del campo "X" induce una fuerza eléctrica paralela al plano del disco y la velocidad relativa $\vec{V} - \vec{V}_\odot$ es también paralela al disco y tal que, siempre la fuerza eléctrica resultante apunta hacia el interior de disco y de la ecuación 2.4 se deduce un aumento en el impulso de la partícula. Cabe resaltar que el campo en "X" es la única componente que aporta en las direcciones a lo largo del disco ya que las demás (toroidal y espirales) son paralelas a éste y la fuerza inducida es siempre perpendicular y no afecta el momento de la partícula. Para las direcciones por encima o por debajo del disco aparecen efectos mezclados de todos los campos.

En la figura 3.5 se evidencia como se distorsiona el dipolo inicial en el Halo debido a la distribución de materia en el universo local (hasta ~ 300 Mpc). A rigideces altas el

[2]Se supone que el sistema en reposo donde sólo existe campo magnético sigue las curvas de rotación de la galaxia las cuales se han aproximado planas en función de la distancia al centro galáctico y con una magnitud de 220 km/s en el sentido de las agujas del reloj

dipolo queda casi inalterado debido al bajo efecto del campo magnético. Conforme va disminuyendo E/Z el dipolo se ve más distorsionado y su dirección en la Tierra cambia con respecto a la que tenía en el Halo como lo indican las marcas en la figura (la cruz es la dirección original en el Halo y el triángulo la dirección reconstruida en la Tierra).

La magnitud de la componente dipolar decrece con la energía como se aprecia en la figura 3.6(a). Es necesario aclarar que los valores mostrados en esta gráfica al igual que en la figura 3.5 están normalizados a 1 debido a que el dipolo inicial en el Halo depende de la energía (ver tabla 3.1). Por lo tanto, para saber el valor correcto del dipolo basta multiplicar el valor esperado de acuerdo a la energía por la cantidad que aparezca en la figura 3.6(a). A energías menores a 10 EeV la amplitud del dipolo disminuye llegando al 40 % de su valor a energías de 1 EeV.

Un gráfico similar para el caso de la anisotropía por rotación del campo se observa en la figura 3.6(b)[3]. En este última se puede ver un comportamiento inverso en el cual para bajas energías la magnitud dipolar crece pero llega a ser apenas de un 0.2 % para $E/Z = 1$ EeV comparado con el 1 % para el caso de la anisotropía en la distribución de materia. Al igual que la amplitud, la dirección del dipolo también se ve afectada por la propagación en el campo magnético. La figura 3.6(c) muestra la magnitud de la deflexión angular del dipolo en la Tierra con respecto al del Halo en función de la rigidez. Nuevamente el efecto es mayor a rigideces menores llegando a deflexiones mayores a 30° cuando $E/Z < 2$ EeV.

Cuando la rigidez es baja aparecen anisotropías a escalas angulares menores como lo sugiere la figura 3.5. Es de esperarse la aparición de multipolos superiores. Para ver esto cuantitativamente se expande el flujo que llega a la Tierra en serie de armónicos esféricos con coeficientes a_{lm}

$$\Phi(\hat{u}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\hat{u}) \tag{3.5}$$

La amplitud relativa de los mutipolos puede calcularse mediante el espectro angular de potencias C_ℓ dado por el promedio de los posibles valores de m de los coeficientes $a_{\ell m}^2$

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}^2 \tag{3.6}$$

En la figura 3.6(d) se presenta la contribución normalizada de los tres órdenes más bajos; el dipolo ($\ell = 1$), el cuadrupolo ($\ell = 2$) y el octupolo ($\ell = 3$) en función de la rigidez. A rigideces altas la componente dipolar es dominante mientras que a valores pequeños de E/Z los otros multipolos adquieren importancia.

[3]En este caso los valores que se muestran no están normalizados y se interpretan directamente como la modulación dipolar.

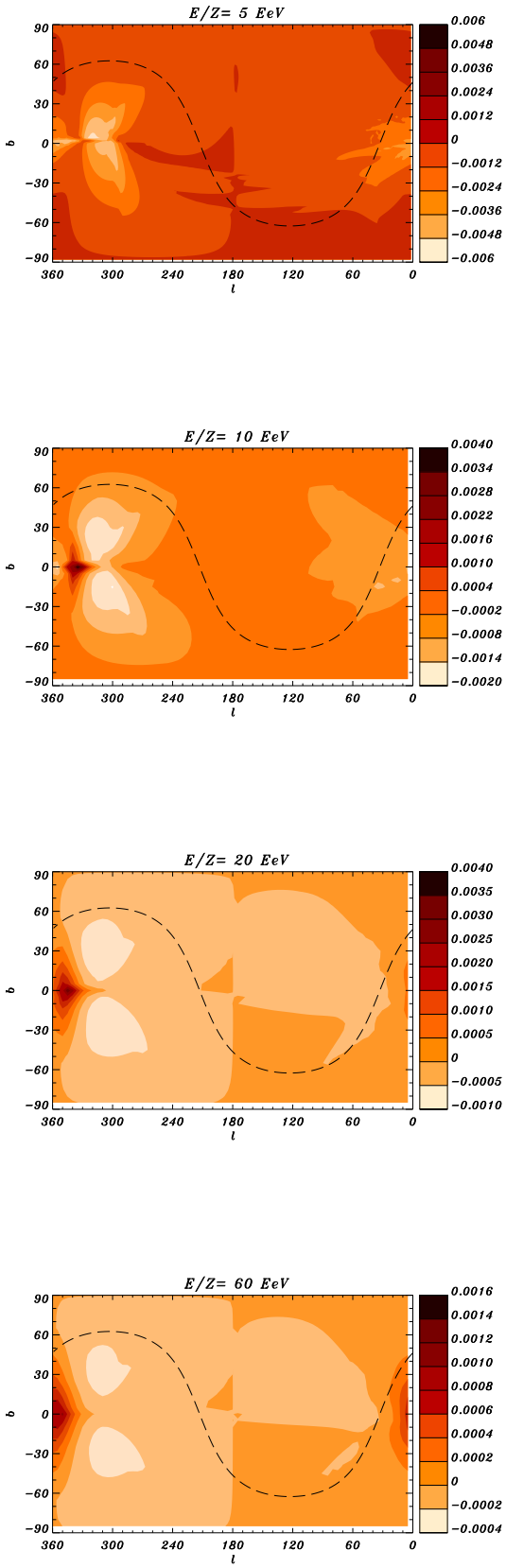


Figura 3.4: Anisotropías generadas por el movimiento relativo del observador con respecto al sistema en reposo del campo magnético. Se supone flujo isotrópico inicial en el Halo.

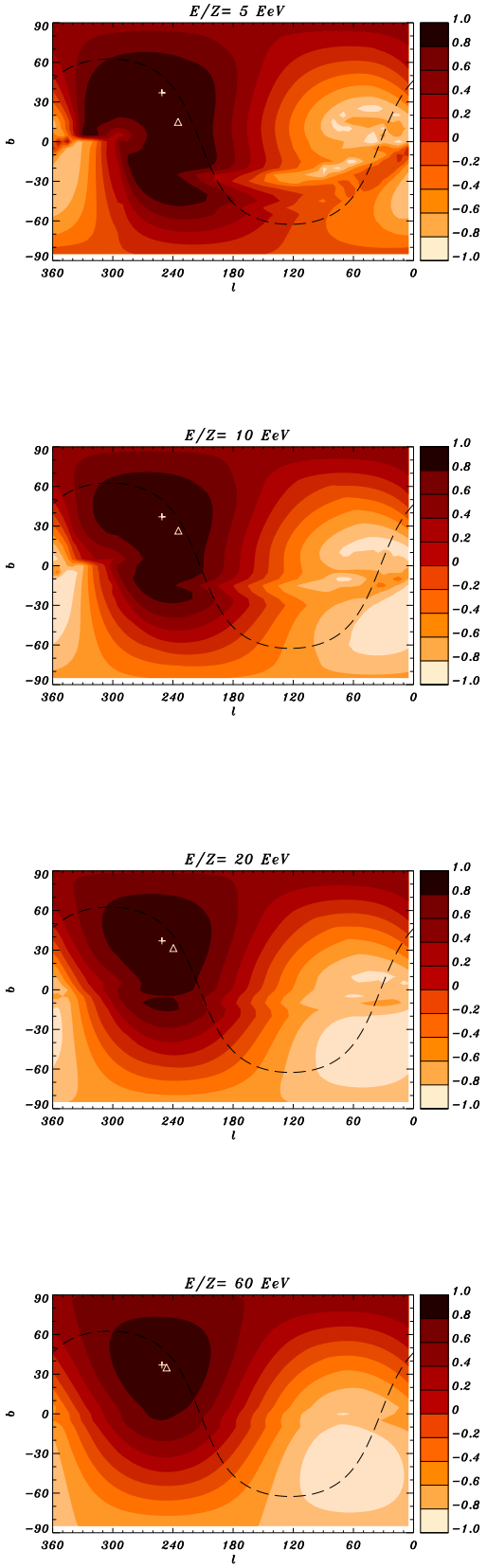


Figura 3.5: Anisotropía distorsionada, suponiendo un dipolo inicial en el Halo los mapas muestran como cambia este dipolo por efectos de propagación en el campo magnético. La cruz indica la dirección del dipolo original y el triángulo la dirección vista desde la Tierra.

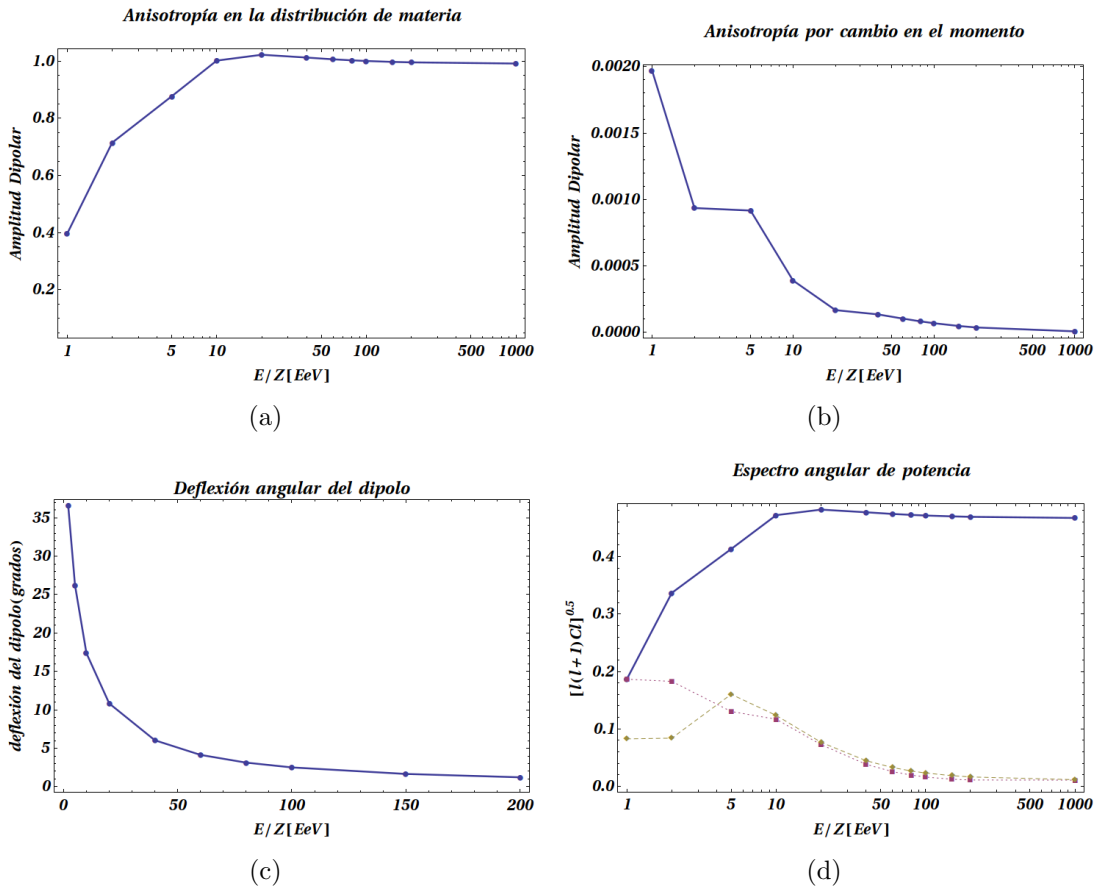


Figura 3.6: La magnitud del dipolo reconstruido en función de la rigidez de los RC (a) y (b) para el caso de la anisotropía por la distribución de materia y la anisotropía por la rotación del campo magnético respectivamente. (c) cambio en la dirección del dipolo en función de la rigidez (d) espectro angular de potencia para los primeros tres armónicos: Dipolo ($\ell = 1$) línea continua; Cuadrupolo ($\ell = 2$) línea discontinua corta y Octupolo ($\ell = 3$) línea discontinua larga.

Capítulo 4

Anisotropías en el flujo de Rayos Cósmicos en el observatorio Pierre Auger

"What is a scientist after all? It is a curious man looking through a keyhole, the keyhole of nature, trying to know what's going on. "

— Jacques Cousteau

4.1. Descripción del observatorio

El observatorio Pierre Auger está localizado en Malargüe, Argentina a una latitud media de 35.2° S, una longitud media 69.5° W y una altitud de 1400 m.s.n.m, su objetivo es detectar rayos cósmicos de las más altas energías con gran estadística y resolución angular [39], con el fin de comprender su origen, composición, mecanismos de propagación y fuentes. El observatorio explota dos técnicas disponibles para detectar lluvias atmosféricas iniciadas por interacción de RC en la atmósfera: un arreglo de 1660 detectores Cherenkov en agua (detector de superficie) que cubren alrededor de 3000 km^2 de superficie y cuatro estaciones ópticas con seis telescopios de fluorescencia cada una (detector de fluorescencia). Los detectores de superficie se encuentran distribuidos en una grilla triangular con espaciamientos de 1.5 km entre detectores (ver figura 4.1)

Es el primer observatorio híbrido, es decir, que combina dos métodos de detección diferentes. Los detectores de superficie miden la estructura lateral de la lluvia; son tanques de 1.2 m de altura y 3.6 m de diámetro que contienen 12 m^3 de agua pura y están equipados con tres tubos fotomultiplicadores (PMT) que detectan la radiación Cherenkov que se emite cuando las partículas secundarias de la lluvia (muones, electrones,

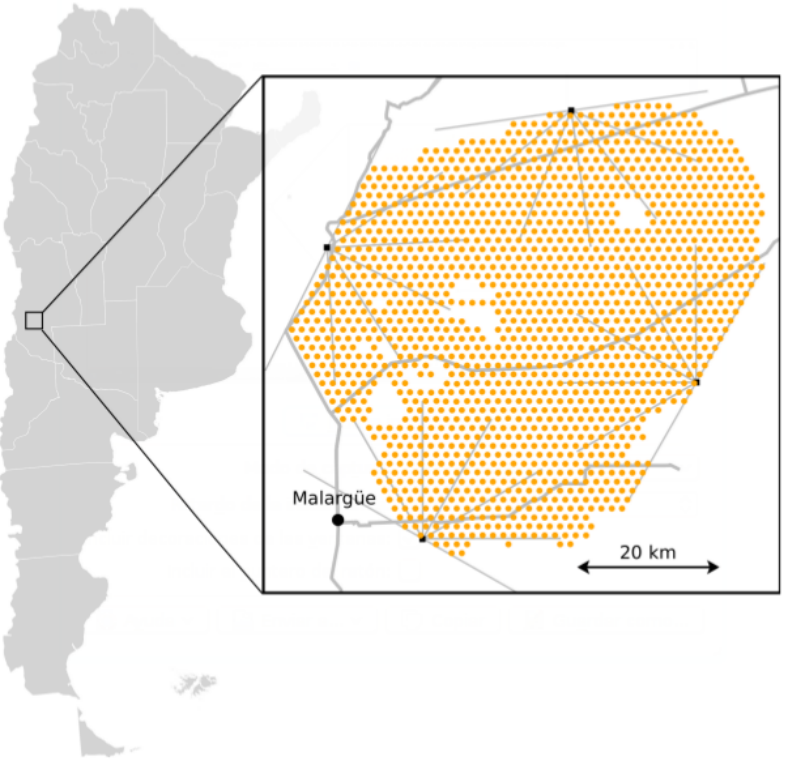


Figura 4.1: Mapa del observatorio Pierre Auger. Los puntos naranjas son los detectores de superficie y los cuatro cuadrados negros son las estaciones con los telescopios de fluorescencia [39].

positrones y fotones) atraviesan el agua del tanque.

A energía por arriba de 3 EeV y para ángulos cenitales del eje de la lluvia menores a 60º el detector de superficie es completamente eficiente ya que su mecanismo de disparo no depende de la naturaleza de la partícula, de su energía y su dirección de llegada. A estas energías la exposición del detector se determina mediante consideraciones puramente geométricas [40]. Si un detector opera de modo continuo la exposición relativa no depende de la ascensión recta. Si la latitud del detector es δ_0 y éste es completamente eficiente para $\theta < \theta_m$ la exposición en función de la declinación se expresa como: [41]

$$w(\delta) \propto \cos(\delta_0)\cos(\delta)\sin(\alpha_m) + \alpha_m \sin(\delta_0)\sin(\delta) \tag{4.1}$$

donde α_m esta dado por

$$\alpha_m = \begin{cases} \arccos z & si \ -1 < z < 1 \\ \pi & si \ z < -1 \\ 0 & si \ z > 1 \end{cases}$$

y z es

$$z = \frac{\cos\theta_m - \sin\delta_0 \sin\delta}{\cos\delta_0 \cos\delta}$$

en la figura 4.2 se ve la exposición relativa para el observatorio Pierre Auger cuya

latitud es $\delta_0 = -35.2^o$ y para $\theta_m = 60^o$

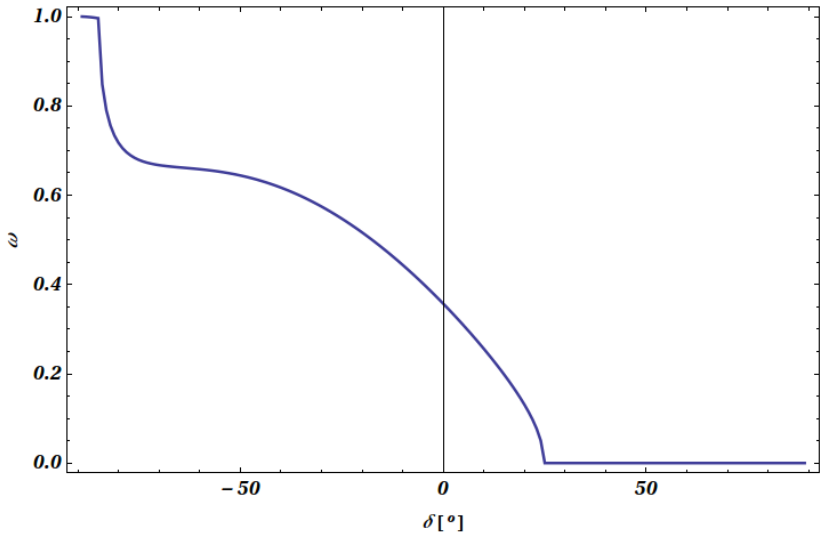


Figura 4.2: Exposición relativa de los detectores de superficie del observatorio Pierre Auger para energías por encima de eficiencia completa (3 EeV) en función del ángulo de declinación.

Los telescopios detectan la fluorescencia emitida por las moléculas de nitrógeno excitadas por las partículas secundarias de la lluvia y registran el número de partículas cargadas en función de la profundidad de penetración (X) de la lluvia en la atmósfera, es decir; miden el perfil longitudinal de la lluvia.

Los eventos que coinciden en los detectores; de superficie y fluorescencia (eventos híbridos) son utilizados para calibrar la energía medida por el detector de superficie. La integral del perfil longitudinal de la lluvia (dE/dX) provee la energía total disipada electromagnéticamente que equivale al $\sim 90\,\%$ de la energía del rayo cósmico primario.

La dirección de un evento medido en los detectores de superficie se reconstruye a partir de los tiempos en que se disparan los diferentes detectores Cherenkov. Posteriormente se realiza un ajuste de las densidades de señal registradas en función de la distancia perpendicular al eje de la lluvia mediante la función de distribución lateral (LDF), dada por:

$$S(r) = S(1000)\left(\frac{r}{1000\ m}\right)^{\beta(\theta)+\gamma(\theta)ln(r/1000\ m)} \tag{4.2}$$

A partir de este ajuste se encuentra la señal a 1000 m (llamado tamaño de la lluvia). El valor de 1000 m es la distancia óptima para la separación de detectores del observatorio Pierre Auger, ya que corresponde a la distancia en que las fluctuaciones en la señal esperada debidas a las incertidumbres de la función de distribción lateral son mínimas ($5\,\%$). El valor preciso de la distancia óptima se calcula a partir de la geometría de los detectores de superficie y presenta poca dependencia con la energía, el ángulo cenital y la LDF elegida [42], siendo así un buen estimador de la energía de los RC.

El S(1000) para un valor dado de energía depende del ángulo cenital, es decir, la cantidad de atmósfera atravesada. Sin embargo, puede ser relacionado con la señal que se mediría si la lluvia llegara a un ángulo cenital de 38° mediante el método de corte de intensidad constante (CIC) en el que se asume que el flujo arriba de un umbral de energía es isótropo. La curva de atenuación se ajusta con los datos mediante un polinomio de segundo orden en $x = \cos^2\theta - \cos^2 38^o : CIC(\theta) = 1 + ax + bx^2$. De esta curva se encuentra que $S_{38^o} = S(1000)/CIC(\theta)$. El valor de los parámetros a y b se deducen para un valor de S_{38^o} y depende en menor medida de esta cantidad.

Finalmente, del subconjunto de eventos híbridos se encuentra la relación entre la energía reconstruida con los detectores de fluorescencia E_{FD} y el $S_{38^o} : E_{FD} = AS^B_{38^o}$. Una vez ajustados los parámetros A y B, se aplica esta relación a todos los demás eventos del detector de superficie. La incertidumbre estadística de esta estimación de energía es alrededor de 15 %, mientras que la escala absoluta de energía dada por la calibración de fluorescencia tiene una incerteza sistemática de 22 % [43]

4.2. Búsqueda de anisotropías en el observatorio Pierre Auger

La distribución a gran escala en las direcciones de arribo de los rayos cósmicos ultraenergéticos en función de la energía es un observable clave para entender su origen. Usando los datos recolectados por los detectores de superficie del observatorio Pierre Auger se han obtenido resultados de análisis en primer armónico para la distribución en ascensión recta para diferentes rangos de energía arriba de 0.01 EeV reportados en [44]. Estos análisis aprovechan la exposición casi uniforme en ascensión recta del arreglo de detectores de superficie que se debe a la rotación de la Tierra y constituye una herramienta poderosa para detectar alguna modulación dipolar en esta coordenada. Sin embargo, esta técnica no es sensible a la componente dipolar a lo largo del eje de rotación de la Tierra. Una estimación del dipolo en 3D se reporta en [45] usando el método de expansión en armónicos esféricos, los resultados se muestran en la figura 4.3.

En la estimación de las anisotropías usando los datos del observatorio es necesario tener en cuenta cualquier efecto que pueda inducir modulaciones espurias en los resultados, un error sistemático en la estimación de la energía distorsionará la distribución observada de los RC debido a lo empinado del espectro de energía. El procedimiento para controlar la estimación de la energía consiste en corregir las mediciones de S(1000) de la influencia de factores climáticos y de campo geomagnético antes de hacer la conversión a S_{38^o} con el método CIC.

Las condiciones atmosféricas afectan el desarrollo de la lluvia y por ende el S(1000)

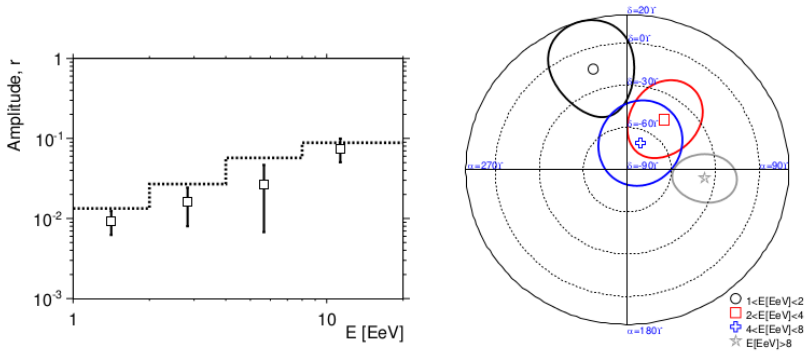


Figura 4.3: Izquierda: Reconstrucción de la amplitud del dipolo como función de la energía. La línea punteada representa el límite superior al 99 % de confianza de amplitudes que pudieran resultar de fluctuaciones de una distribución isótropa. Derecha: Reconstrucción de la declinación y la ascensión recta del dipolo en función de la energía y en proyección azimutal [45].

estimado. Para una energía dada el valor de S(1000) depende de las variaciones en la presión P y la densidad del aire ρ. Variaciones sistemáticas del S(1000) en el tiempo inducen cambios en la tasa de eventos y distorsionan la intensidad real de RC en ascensión recta. Para corregir este problema se relaciona el $S(1000)$ observado a una presión dada P y densidad ρ con un $S_{atm}(1000)$ que se mediría en los valores de referencia P_0 y ρ_0 [46]

$$S_{atm}(1000) = [1 - \alpha_P(\theta)(P - P_0) - \alpha_\rho(\theta)(\rho_d - \rho_0) - \beta_\rho(\theta)(\rho - \rho_d)]S(1000) \qquad (4.3)$$

Los valores de referencia se han escogido como los valores promedio en Malargüe ($\rho_0 = 1.06\ kg/m^3$ y $P_0 = 862\ hPa$). ρ_d es la densidad promedio en el momento en que se registra el evento. Los coeficientes α_ρ, β_ρ y α_P se muestran en la tabla 4.1.

$sec\theta$	$\alpha_\rho[kg^{-1}m^3]$	$\beta_\rho[kg^{-1}m^3]$	$\alpha_P[hPa^{-1}]$
$1.0 - 1.2$	-0.97	-0.26	-4.4×10^{-4}
$1.2 - 1.4$	-0.72	-0.22	-1.6×10^{-3}
$1.4 - 1.6$	-0.54	-0.20	-2.3×10^{-3}
$1.6 - 1.8$	-0.40	-0.043	-1.9×10^{-3}
$1.8 - 2.0$	-0.15	-0.023	-2.8×10^{-3}

Tabla 4.1: Coeficientes α_ρ, β_ρ y α_P usados para corregir el tamaño de la lluvia por los efectos atmosféricos [46].

El campo magnético terrestre afecta la trayectoria de las partículas cargadas que conforman la lluvia generando una apertura espacial en la dirección de la fuerza de Lorentz. Como la componente del campo geomagnético perpendicular a alguna dirección de llegada depende de los ángulos cenital y azimutal, induce pequeños cambios en la densidad de partículas en la Tierra y rompe la simetría circular del perfil lateral de la lluvia generando una dependencia del S(1000) a energía fija en términos del ángulo azi-

mutal. Para cualquier observatorio ubicado lejos de los polos terrestres una anisotropía real que dependa de la declinación se traducirá también en una modulación azimutal. En consecuencia, es crítico corregir la dependencia azimutal inducida por el campo geomagnético a fines de evitar conclusiones erradas en la estimación de la anisotropía a gran escala de los RC. Para eliminar este problema, el S(1000) observado se relaciona con el que se mediría en ausencia de campo magnético terrestre

$$S_{geom}(1000) = \left[1 - g_1 \cos^{-g_2}(\theta) \sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}})\right] S(1000) \tag{4.4}$$

donde $g_1 = (4.2 \pm 1) \times 10^{-3}$, $g_2 = 2.8 \pm 0.3$ y $\mathbf{u}$ y $\mathbf{b}$ son vectores unitarios en la dirección del eje de la lluvia y el campo geomagnético, respectivamente [47].

4.2.1. Método de Rayleigh para determinar el dipolo en 3D

Un método alternativo al de coeficientes armónicos esféricos [45] para determinar la componente dipolar tanto en ascensión recta como en declinación es usando el análisis de Rayleigh combinado en ascensión recta y en azimut. Con el primero se determina la componente ecuatorial $\Delta_\perp$ y el segundo provee la componente Δ_z. Este método es especialmente conveniente para combinar eventos verticales y horizontales ya que a diferencia del método de armónicos esféricos no requiere de un conocimiento muy preciso de la exposición relativa de los dos conjuntos de datos.

Las amplitudes del k-ésimo armónico en el análisis de Rayleigh con respecto a una coordenada angular (ascensión recta o azimut) están dadas por [48]

$$a_k = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^{N} \cos(k\phi_i), \qquad b_k = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^{N} \sin(k\phi_i) \tag{4.5}$$

donde la suma se extiende sobre el número N de eventos. Para N grande, las amplitudes a_k y b_k siguen una distribución Gaussiana. Con varianza $\sigma^2 = 2/N$. La amplitud medida se calcula con $r_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}$ y tiene una distribución de Rayleigh. La probabilidad de que una amplitud dada surja como fluctuación estadística de una distribución isotrópica es $P = exp(-Nr_k^2/4)$, la fase se obtiene de $k\phi_k = \arctan(b_k/a_k)$. Para el caso de una distribución dipolar del flujo de la forma

$$\Phi(\hat{u}) = \frac{\Phi_0}{4\pi}(1 + \Delta\hat{d} \cdot \hat{u}) \tag{4.6}$$

El único armónico que contribuye es el primero ($k = 1$).

En el análisis que se hará a continuación se prescindirá del subíndice que indica el número del armónico (se sobreentiende que se trata del primero) y se usará el subíndice para indicar el ángulo sobre el cual se hace el Rayleigh.

La componente Δ_z del dipolo se obtiene del análisis Rayleigh en azimut ϕ

$$\Delta_z = \frac{b_\phi}{\cos\ell_{obs}\langle\sin\theta\rangle - b_\phi \sin\ell_{obs}\langle\cos\theta\rangle} \simeq \frac{b_\phi}{\cos\ell_{obs}\langle\sin\theta\rangle} \tag{4.7}$$

donde ℓ_{obs} es la latitud del observatorio y $\langle\cos\theta\rangle$ y $\langle\sin\theta\rangle$ son promedios sobre los ángulos cenitales medidos [49]. La aproximación hecha en el último término de la derecha vale sólo para b_ϕ pequeño. Se espera además que el coeficiente $a_\phi = 0$. La incertidumbre en el valor de Δ_z es

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{2}{N}}\frac{1}{\cos\ell_{obs}\langle\sin\theta\rangle} \tag{4.8}$$

La componente ecuatorial se calcula con el Rayleigh en ascensión recta α, así

$$\Delta_\perp = \frac{r_\alpha}{\langle\cos\delta\rangle}(1 + \Delta_z\langle\sin\delta\rangle) \simeq \frac{r_\alpha}{\langle\cos\delta\rangle} \tag{4.9}$$

donde $r_\alpha = \sqrt{a_\alpha^2 + b_\alpha^2}$ y $\langle\cos\delta\rangle$ es el valor medio del coseno de la declinación de los eventos observados [49]. La fase (que en este caso corresponde a la ascensión recta del dipolo) se obtiene con $\alpha_d = \phi_\alpha = \arctan(b_\alpha/a_\alpha)$ y las correspondientes incertezas

$$\sigma_\perp = \sqrt{\frac{2}{N}}\frac{1}{\langle\cos\delta\rangle} \tag{4.10}$$

$$\sigma_{\alpha_d} = \sqrt{\frac{2}{N}}\frac{1}{r_\alpha} \tag{4.11}$$

La declinación del dipolo y su incertidumbre se calculan mediante

$$\delta_d = \arctan\left(\frac{\Delta_z}{\Delta_\perp}\right) \tag{4.12}$$

$$\sigma_{\delta_d} = \frac{1}{\Delta^2}\left(\Delta_\perp^2\sigma_z^2 + \Delta_z^2\sigma_\perp^2\right)^{1/2} = \sqrt{\frac{2}{N}}\frac{1}{\Delta^2}\left(\frac{\Delta_\perp^2}{\cos^2\ell_{obs}\langle\sin\theta\rangle^2} + \frac{\Delta_z^2}{\langle\cos\delta\rangle^2}\right)^{1/2} \tag{4.13}$$

donde $\Delta^2 = \Delta_\perp^2 + \Delta_z^2$ con $\Delta_\perp$ y Δ_z dados por las ecuaciones 4.9 y 4.7 respectivamente.

Para medir anisotropías con amplitudes muy pequeñas (como es el caso de las anisotropías en los RC) es necesario controlar con una precisión adecuada todos los efectos sistemáticos que puedan causar modulaciones espurias. Ya se mencionó como tener en cuenta dos de ellos: efectos de las condiciones atmosféricas y del campo geomagnético, corrigiendo el estimador de energía S(1000).

Otras dos formas de inducir modulaciones erróneas tienen que ver con:

- El hecho de que el arreglo de detectores no está totalmente horizontal sino que tiene una ligera inclinación de 0.2º hacia el Este.

- El número de hexágonos activos en función del tiempo no es constante [45].

Estos dos efectos se pueden corregir pesando cada evento con un factor que en el caso de eficiencia completa está dado por $w_i = [(1 + 0.003 \tan\theta_i \cos\phi_i)\Delta N_{cell}(\alpha_i^0)]^{-1}$, los coeficientes a y b se calcularían en este caso como

$$a_k = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_{i=1}^{N} w_i \cos(k\phi_i), \qquad b_k = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_{i=1}^{N} w_i \sin(k\phi_i) \tag{4.14}$$

donde $\mathcal{N} = \sum_{i=1}^{N} w_i$

4.2.2. Unión de eventos verticales e inclinados

Los eventos con ángulos cenitales $\theta < 60^o$ se conocen como eventos verticales mientras que los que están entre $60^o < \theta < 80^o$ son horizontales o inclinados. El proceso de reconstrucción y asignación de energía difiere en los dos conjuntos de datos debido a que el desarrollo de la lluvia es diferente en ambos casos. Para las lluvias inclinadas la componente electromagnética se absorbe casi completamente en la atmósfera y la señal en la Tierra está compuesta prácticamente de muones [50, 51], producidos lejos del suelo y sufren grandes deflexiones en el campo magnético terrestre. Los perfiles de estas cascadas se ven muy distorsionados con respecto a lo que serían si no existiera campo magnético.

La inclusión de los eventos inclinados es importante no sólo por el hecho de que aumentan la estadística en un 30 % sino que también permiten una cobertura mayor del cielo (se abarca todo el hemisferio sur y hasta $\delta < 45^o$). Siendo esto relevante para la reconstrucción de anisotropías a gran escala angular como es el caso de un dipolo.

El conjunto de datos que se empleará en los análisis que se detallarán de aquí en adelante corresponden a: Eventos verticales tomados del archivo de Herald disponible en la wiki de anisotropías a gran escala del observatorio Pierre Auger desde 01/01/2004 hasta 31/12/2012 con $\theta < 60^o$ (véase apéndice A para una discusión sobre la inclusión de los eventos con $55^o < \theta < 60^o$). Los eventos verticales han sido tomados de la reconstrucción del grupo en Santiago de Compostela para un período de tiempo igual.

El primer paso para unir los eventos verticales e inclinados con el fin de aplicar el análisis de Rayleigh y estimar el dipolo del conjunto combinado es asegurarse de que la escala de energía esté calibrada entre los dos conjuntos. Para ello se empleará un método sencillo que consiste en calcular el número de eventos inclinados que deberían existir de acuerdo al número de eventos verticales para energías arriba de eficiencia completa, que para el caso de lluvias horizontales es de 4 EeV. Luego se escoge del conjunto de datos inclinados (ordenado en forma descendente en energía) la energía del evento que corresponde al número calculado, la que debe ser muy cercana a 4 EeV si los dos conjuntos están bien calibrados. En el caso que no estén lo suficientemente

cerca se corregirá cada uno de los eventos horizontales de tal forma que quede calibrada la energía.

La distribución del número de partículas que llegan a la Tierra es proporcional a la exposición y al flujo angular. Para energías por encima de eficiencia completa queda

$$\frac{d^3N}{d\phi d\theta d\alpha^0} \propto \sin\theta\cos\theta\Phi(\theta,\phi,\alpha^0) \tag{4.15}$$

En el caso de un flujo isótropo el flujo angular Φ es constante y entonces,

$$\frac{dN}{d\theta} \propto \Phi_0 \sin\theta\cos\theta \tag{4.16}$$

La razón entre el número de eventos verticales e inclinados se puede calcular a partir de la ecuación 4.14 así,

$$\frac{N_{vert}}{N_{incl}} = \frac{\int_0^{60}\frac{dN}{d\theta}d\theta}{\int_{60}^{80}\frac{dN}{d\theta}d\theta} = \frac{0.375}{0.110} = 3.409 \tag{4.17}$$

De los datos se obtiene $N_{vert} = 43642$, usando ecuación 4.15 se halla que el número de eventos inclinados debe ser $N_{incl} = N_{vert}/3.409 \simeq 12802$. Ordenando el conjunto de datos horizontales de manera descendente en energía y escogiendo el evento número 12802 éste tiene una energía $E = 4.0084$ EeV que difiere de 4 EeV sólo en un 0.2 %. Por lo tanto la energía de los dos conjuntos de datos está bien calibrada.

Si en lugar de un flujo isótropo se supone una distribución dipolar, Φ ya no es una constante sino que viene dado por la ecuación 4.6. Realizando las integraciones en las variables ϕ y α^0 se obtiene para este caso

$$\frac{dN}{d\theta} \propto \Phi_0 \sin\theta\cos\theta(1 + \Delta_z \sin\ell_{obs}\cos\theta)) \tag{4.18}$$

Donde $\ell_{obs} = -35.2^o$ la latitud del observatorio y $\Delta_z = \Delta\sin\delta_d$ la componente del dipolo en z. La relación de eventos verticales a inclinados es ahora

$$\frac{N_{vert}}{N_{incl}} = \frac{0.375 - 0.168\Delta_z}{0.110 - 0.023\Delta_z} \tag{4.19}$$

El efecto del dipolo es despreciable, incluso con un dipolo en z de 10 %. El cambio relativo en N_{vert}/N_{incl} es de apenas ~ 2.4 %.

4.2.3. Reconstrucción del dipolo

Una vez que se tienen los datos calibrados en energía se puede realizar el análisis de Rayleigh combinando los eventos verticales y horizontales. Las tablas 4.2, 4.3 y 4.4 resumen los resultados de reconstrucción del dipolo para los eventos verticales, inclinados y verticales más inclinados respectivamente.

Las figuras 4.4 y 4.5 muestran los resultados de la reconstrucción para los tres conjuntos de datos, las líneas discontinuas en los gráficos de amplitud indican el límite superior con el 99 % de confianza (columna Δ_{99} en las tablas) de amplitudes que resultarían de fluctuaciones de una distribución isotrópica. Tanto los eventos verticales como los horizontales están por debajo de este umbral. Puede verse que las componentes del dipolo en la dirección z, reconstruidas con los eventos verticales y horizontales por separado son compatibles en los dos bines de energía considerados, en ambos casos el dipolo en z apunta hacia el sur, esto se traduce en ángulos de declinación negativos (figura 4.5).

Por otro lado, se observa una incompatibilidad en los resultados de ascensión recta entre las reconstrucciones con datos verticales e inclinados en el bin de energías entre 4 y 8 EeV. Se observa un desfase de $\sim 180^{\circ}$ en esta dirección como se aprecia en la figura 4.6(b). Se está estudiando si la discrepancia se debe a un error sistemático aun no identificado o es una fluctuación estadística.

Como en el bin de $E > 8$ EeV los resultados para los conjuntos de datos horizontales y verticales son compatibles, tiene sentido realizar el análisis del conjunto combinado encontrándose que éste mejora la significación con respecto a los conjuntos por separado. La amplitud del dipolo se estima en 7.2 % con una probabilidad de 0.1 % de que este valor sea una fluctuación de una distribución isotrópica. Esta cantidad se ubica por encima del límite superior para amplitudes con el 99 % de confianza de este tipo de fluctuaciones.

En el bin de 4 a 8 EeV el análisis combinado estaría justificado solamente en el caso en que se determine que la diferencia en las ascensiones rectas es una fluctuación estadística. Si esto es así los resultados serían los de la tabla 4.4. Puede observarse que la ascensión recta queda pobremente determinada debido a que la magnitud de la componente ecuatorial es compatible con cero obteniéndose que la dirección del dipolo apunta cerca al polo sur ecuatorial. Cabe resaltar que la declinación reconstruida en todos los casos está en el hemisferio sur, como se aprecia claramente en la figura 4.6(a) donde aparece la dirección del dipolo reconstruido para el conjunto combinado de eventos verticales y horizontales en un mapa con proyección azimutal (el polo sur ecuatorial se ubica en el centro del mapa).

E(EeV)	$\mathbf{\Delta_z}$	$\mathbf{\Delta_\perp}$	$\mathbf{\Delta}$	$\delta_{\mathbf{d}}(^{\circ})$	$\alpha_{\mathbf{d}}(^{\circ})$	$\mathbf{P(\geq \Delta)}$	$\mathbf{\Delta_{99}}$	**N**
$4-8$	-0.031 ± 0.017	0.023 ± 0.010	0.038 ± 0.015	-53 ± 20	64 ± 26	0.050	0.047	31310
> 8	-0.032 ± 0.027	0.062 ± 0.016	0.070 ± 0.019	-28 ± 20	85 ± 15	0.018	0.075	12332

Tabla 4.2: Reconstrucción del dipolo tridimensional en los eventos verticales ($0^{\circ} < \theta < 60^{\circ}$) para energías en dos bines arriba de 4 EeV.

Puede hacerse también una comparación entre los resultados de anisotropía obtenidos en este capítulo y la anisotropía esperada de acuerdo a la propagación en el modelo de campo magnético galáctico estudiado en el capítulo anterior.

$\mathbf{E(EeV)}$	$\mathbf{\Delta_z}$	$\mathbf{\Delta_\perp}$	$\mathbf{\Delta}$	$\delta_\mathbf{d}(^\circ)$	$\alpha_\mathbf{d}(^\circ)$	$\mathbf{P}(\geq \mathbf{\Delta})$	$\mathbf{\Delta_{99}}$	$\mathbf{N}$
$4-8$	-0.028 ± 0.019	0.035 ± 0.019	0.045 ± 0.019	-39 ± 24	242 ± 31	0.045	0.056	9334
>8	-0.061 ± 0.031	0.048 ± 0.031	0.078 ± 0.031	-51 ± 23	96 ± 36	0.032	0.092	3517

Tabla 4.3: Reconstrucción del dipolo tridimensional en los eventos inclinados ($60^\circ < \theta < 80^\circ$) para energías en dos bines arriba de 4 EeV.

$\mathbf{E(EeV)}$	$\mathbf{\Delta_z}$	$\mathbf{\Delta_\perp}$	$\mathbf{\Delta}$	$\delta_\mathbf{d}(^\circ)$	$\alpha_\mathbf{d}(^\circ)$	$\mathbf{P}(\geq \mathbf{\Delta})$	$\mathbf{\Delta_{99}}$	$\mathbf{N}$
$4-8$	-0.030 ± 0.013	0.009 ± 0.009	0.031 ± 0.013	-72 ± 17	66 ± 54	0.039	0.037	40644
>8	-0.041 ± 0.021	0.059 ± 0.014	0.072 ± 0.017	-35 ± 15	87 ± 14	1.3×10^{-3}	0.059	10966

Tabla 4.4: Reconstrucción del dipolo tridimensional para el conjunto combinado de eventos verticales y horizontales ($0^\circ < \theta < 80^\circ$) para energías en dos bines arriba de 4 EeV.

Para el caso de $E > 8$ EeV las deflexiones debidas al campo magnético son relativamente pequeñas y el dipolo visto en la Tierra estará muy cerca del dipolo en el Halo. En el capítulo 3, la anisotropía dipolar debida a la distribución de materia apunta fuera del Halo en la dirección $(\alpha_d, \delta_d) = (153^\circ, -9^\circ)$. Usando los resultados de la tabla 4.4 se deduce que la dirección del dipolo observado y la dirección de mayor densidad de materia local difieren en $\sim 65^\circ$. La amplitud observada $(7.2 \pm 1.7)\,\%$ es compatible con la magnitud de $8.2\,\%$ esperada para estas energías (ver tabla 3.1).

En el caso de energías entre 4 y 8 EeV debe tenerse en cuenta que el campo magnético afecta la magnitud y dirección del dipolo. La figura 4.7 muestra el cambio en la dirección del dipolo para diferentes posiciones iniciales a una energía de 4 EeV, el asterisco indica la posición en el Halo y la cruz corresponde a la dirección en la Tierra. Se alcanzan deflexiones de hasta 50° en algunas zonas y existe una tendencia hacia el disco galáctico en las desviaciones. La línea gruesa ilustra el caso del dipolo de la distribución de materia con coordenadas galácticas iniciales $(l, b) = (251^\circ, 37^\circ)$ y finales $(l, b) = (238^\circ, 8^\circ)$. El triángulo muestra la ubicación del dipolo observado en los datos de Auger para el bin de 4 a 8 EeV con su correspondiente error (región limitada por la línea que lo rodea). El asterisco de la línea discontinua indica una posible dirección del dipolo en el Halo que correspondería a una dirección en la Tierra cercana a la observada, se aprecia que éste tendría que estar hacia el sur galáctico, contrario a lo que se esperaría a partir de la distribución de materia la cual está al norte. La diferencia angular entre el dipolo observado y el esperado por la distribución de materia es de $\sim 63^\circ$. La amplitud esperada en este caso es de $4\,\%$ compatible con el resultado observacional de la tabla 4.4.

Las diferencias observadas en la dirección del dipolo pueden deberse a diversos factores como; las incertezas en la determinación de la anisotropía a partir de los datos del observatorio, especialmente en el rango de energías entre 4 y 8 EeV, los resultados no son lo suficientemente significativos como para asegurar que existe. Otro aspecto crucial es que el modelo de campo magnético no es definitivo. Aún queda mucho por conocer acerca del campo magnético en la galaxia y podría ser que el modelo citado aquí requiera de más ajustes y/o cambios. Por otro lado, dado el conocimiento limitado

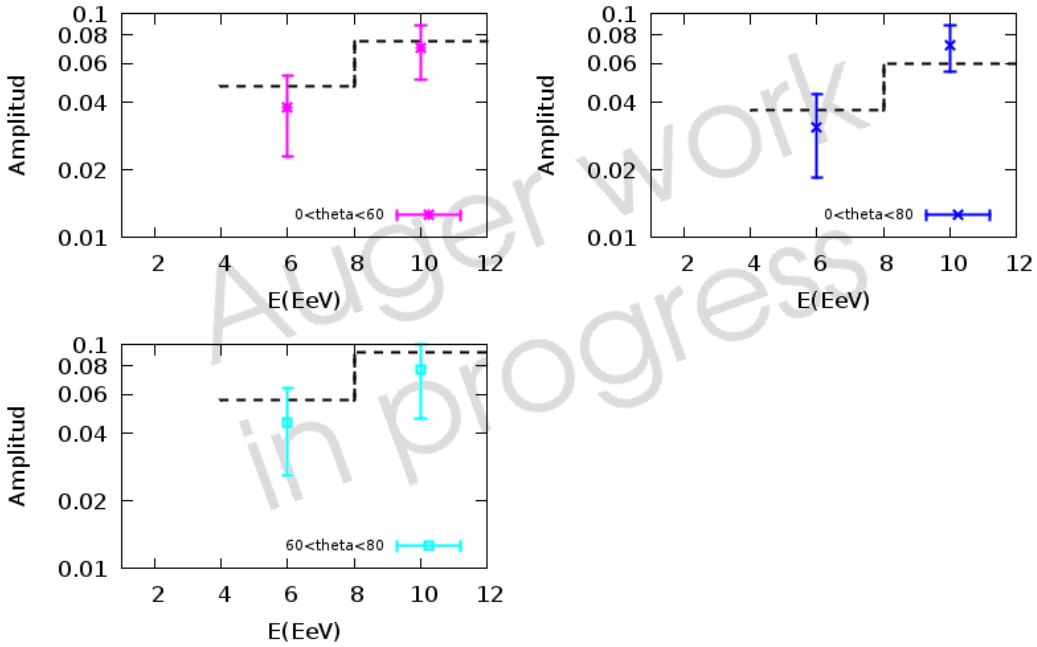


Figura 4.4: Magnitud Δ del dipolo reconstruido con análisis de Rayleigh para los tres conjuntos de datos: verticales, horizontales y la combinación de ambos como función de la energía. Las líneas discontinuas indican el límite superior con el 99 % de confianza de amplitudes que podrían resultar de fluctuaciones de una distribución isótropa.

acerca de los mecanismos de aceleración y el origen de los RC puede suceder que las fuentes de RC más importantes no se encuentren en la dirección del máximo de distribución de materia, es decir, si del conjunto total de galaxias en el universo local sólo un subconjunto de ellas tiene la capacidad de producir rayos cósmicos, existe una probabilidad no nula de que la distribución de este subconjunto difiera de la distribución del conjunto total, en cuyo caso, el flujo observado no coincidirá exactamente con el dipolo de distribución de materia.

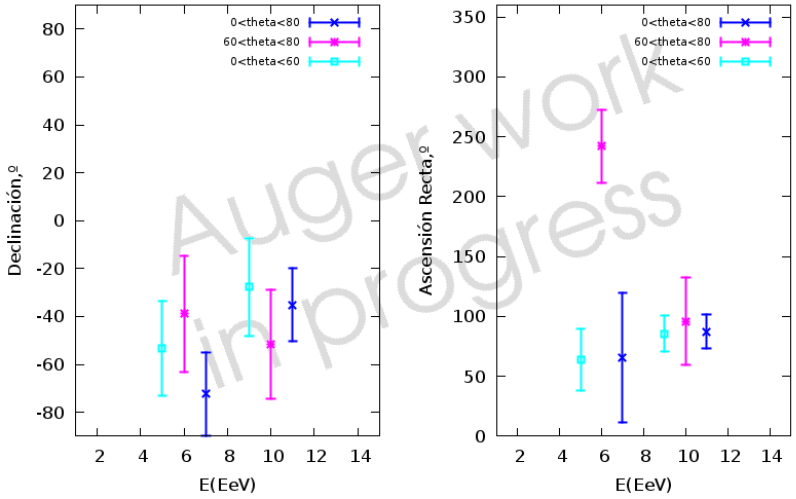
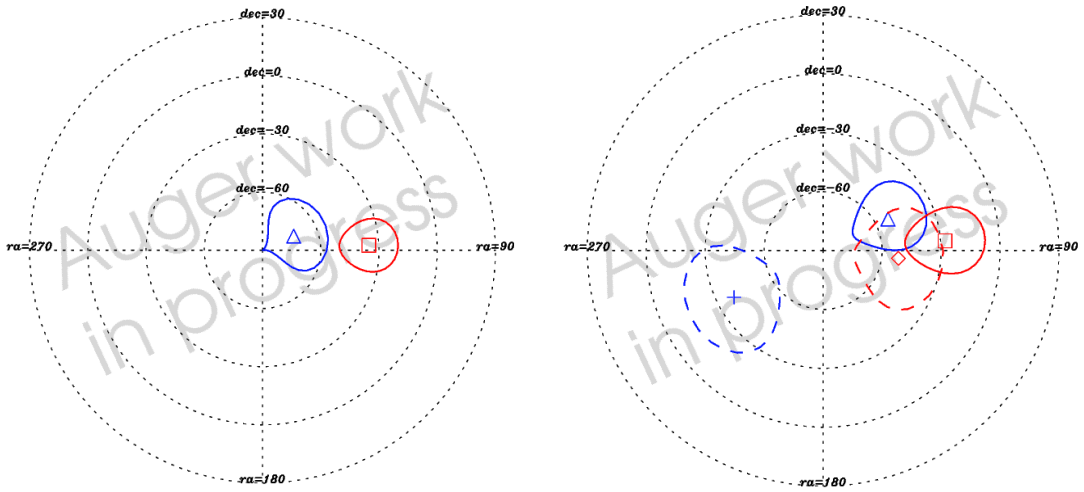


Figura 4.5: Ángulos de declinación δ_d y ascensión recta α_d del dipolo reconstruido con análisis de Rayleigh para los tres conjuntos de datos: verticales, horizontales y la combinación de ambos.



(a) (b)

Figura 4.6: Ángulos de declinación *dec* y ascensión recta *ra* del dipolo reconstruido con análisis de Rayleigh: (a) Conjunto de datos combinado. Para $4 < E(EeV) < 8$ (triángulo) y $E(EeV) > 8$ (cuadrado) con sus respectivas incertidumbres y (b) Datos verticales y horizontales por separado. Para $4 < E(EeV) < 8$ triángulo (verticales) y cruz (horizontales) y $E(EeV) > 8$ cuadrado (verticales) y rombo (horizontales). Los mapas están en proyección azimutal.

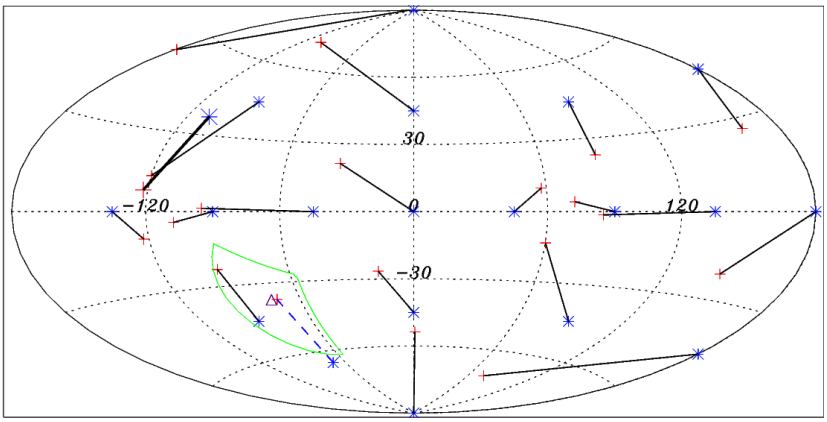


Figura 4.7: Cambio de dirección del dipolo del Halo debido a la propagación en el campo magnético para una energía de 4 EeV, el asterisco indica la posición en el Halo y la cruz la dirección que se vería en la Tierra, los que se unen con la línea gruesa representan el dipolo de la distribución de materia. El triángulo muestra hacia donde apunta el dipolo observado. El mapa está en coordenadas galácticas y en proyección Aitoff.

Conclusiones

El modelo de campo magnético de Jansson y Farrar induce deflexiones fuertes en las trayectorias de partículas cargadas que se propagan a través de él. Más fuertes tanto más baja es la energía de la partícula. Gran parte de la magnitud de estas desviaciones son debidas a la nueva componente en forma de X (componente fuera del plano) del campo. A energías de 5 EeV las deflexiones son tales que queda una zona que cubre desde $l = 0^o$ hasta $l \sim 70^o$ y de norte a sur (ver figura 2.11), donde el flujo de rayos cósmicos que ingresan al Halo por esas direcciones queda completamente reducido al llegar a la Tierra. Este efecto es una diferencia importante entre este modelo y modelos anteriores como el BSS-S o ASS-A (ver figura 2.4).

Las anisotropías debidas al movimiento relativo del campo magnético siguiendo la rotación de la galaxia son pequeñas comparadas con las anisotropías esperadas por la distribución de la materia, para el caso $E/Z = 1$ EeV la primera llega a una amplitud de 0.2 % mientras la segunda tiene 1 %.

La inclusión de los eventos inclinados es importante para el estudio de anisotropías a gran escala debido a que aumentan la cobertura del cielo observado y aumentan la estadística en un 30 %.

Las reconstrucciones por separado del dipolo en los eventos verticales y horizontales son compatibles para energías mayores a 8 EeV y por esta razón la unión de los dos conjuntos está justificada, por el contrario, a energías entre 4 y 8 EeV existe una diferencia en los valores de ascensión recta de $\sim 180^o$ y hasta el momento no se ha podido establecer si este resultado se debe a algún error sistemático sin identificar o es una fluctuación estadística en los datos. Sólo en este último caso la unión de los eventos estaría justificada.

Para $E > 8$ EeV el conjunto combinado mejora significativamente la reconstrucción del dipolo en el flujo de rayos cósmicos, quedando una amplitud de 7.2 % con una probabilidad de 0.1 % de que sea una fluctuación de una distribución isótropa. Los ángulos de dirección quedan determinados con un error relativamente bajo.

En el caso de eventos con energías entre 4 y 8 EeV el conjunto combinado es menos exitoso, la amplitud cae por debajo del límite del 99 % de confianza de amplitudes resultantes de fluctuaciones de una distribución isótropa y los ángulos en especial la ascensión recta quedan pobremente estimados.

También existe un comportamiento extraño en los eventos verticales con $55^o < \theta < 60^o$ (ver apéndice A) donde el dipolo en z apunta hacia el norte, esto podría deberse a un problema en la corrección del efecto del campo geomagnético pero no ha podido establecerse que así sea, el análisis indica que los efectos del campo magnético terrestre han sido eliminados correctamente incluso en estos eventos y por lo tanto la diferencia se debería a una fluctuación estadística.

Para $E > 8$ EeV el campo magnético no juega un rol muy importante y el dipolo en la Tierra será muy cercano al que había en el Halo. La distribución de materia cercana de acuerdo al catálogo 2MRS tiene una componente dipolar en la dirección $(\alpha, \delta) = (153^o, -9^o)$ mientras que la reconstrucción de los datos del observatorio Pierre Auger provee $(\alpha, \delta) = (87^o \pm 14^o, -35^o \pm 15^o)$. La diferencia angular entre estos dos valores es de $\sim 65^o$. Para energías entre 4 y 8 EeV el campo magnético tiene un efecto mayor y hace que la ubicación del dipolo en la Tierra cambie con respecto a la posición en el Halo. Se calcula que la dirección del dipolo de distribución de materia visto en la Tierra, utilizando el modelo de campo magnético de Jansson y Farrar para la propagación en la galaxia es $(\alpha, \delta) = (122^o, -18^o)$ y los datos observacionales arrojan $(\alpha, \delta) = (66^o \pm 54^o, -72^o \pm 17^o)$. Estos dos datos difieren en $\sim 63^o$.

Aún no es posible concluir si estas diferencias entre lo que se espera y lo que se observa en los datos de Auger indican una falta de correlación de las fuentes de RC con la distribución local de materia en el Universo. Es posible que las fuentes de RC debido a que son un subconjunto de toda la materia estén distribuidas de manera diferente, haciendo que la dirección del máximo flujo de RC no coincida exactamente con la dirección en que existe mayor densidad de materia. Estudios posteriores indicarán la validez de esta proposición y hasta que límites es aceptable esta diferencia.

De igual manera, la falta de coincidencia puede deberse al conocimiento parcial del campo magnético galáctico. Futuros avances en este aspecto podrían cambiar los resultados obtenidos.

Finalmente, cabe destacar que la anisotropía reconstruida de los datos del observatorio no es definitiva. En especial para energías entre 4 y 8 EeV las incertidumbres son altas y la medición no es significativa.

Apéndice A

Probando la corrección del campo geomagnético en los datos del observatorio Pierre Auger

Como se discute en el capítulo 4, el campo geomagnético induce modulaciones en el S(1000) como función del ángulo de llegada respecto de la dirección del campo magnético terrestre que deben tenerse en cuenta si se quiere una estimación confiable de la anisotropía real en el flujo de RC. El efecto es aún mayor en el caso de lluvias con ángulos cenitales grandes.

Existen dos posibles modulaciones en los datos: Una que correspondería a la existencia real de un dipolo en el flujo de RC que se escribe como;

$$\Phi(\hat{u}) = \frac{\Phi_0}{4\pi}(1 + \Delta\hat{d} \cdot \hat{u}) \tag{A.1}$$

y la otra será una anisotropía causada por el campo geomagnético que se puede expresar de la forma [48],

$$\Phi(\hat{u}) = \frac{\Phi'_0}{4\pi}(1 + A(\theta)|\hat{B} \times \hat{u}|^2) \tag{A.2}$$

Usando el método de Rayleigh en azimut (ecuaciones 4.5) se puede observar que el dipolo de la ecuación A.1 sólo contribuye a los coeficientes del primer armónico con $a_1 \simeq 0$ y b_1 dado por la ecuación 4.7.

Por otro lado, la ecuación A.2 contribuye al primer y segundo armónicos. Para el primer armónico se tiene:

$$
\begin{aligned}
b_1^{geo} &= -\frac{2\sin\theta_B\cos\theta_B\sin\phi_B\langle A(\theta)\sin\theta\cos\theta\rangle}{1+\langle A(\theta)\rangle(1+\cos^2\theta_B)/2+\langle A(\theta)\cos^2\theta\rangle(1-3\cos^2\theta_B)/2} \\
a_1^{geo} &= -\frac{2\sin\theta_B\cos\theta_B\cos\phi_B\langle A(\theta)\sin\theta\cos\theta\rangle}{1+\langle A(\theta)\rangle(1+\cos^2\theta_B)/2+\langle A(\theta)\cos^2\theta\rangle(1-3\cos^2\theta_B)/2} \ll b_1^{geo}
\end{aligned}
\tag{A.3}
$$

y para el segundo armónico:

$$
\begin{aligned}
a_2^{geo} &= -\frac{\sin^2\theta_B\sin\phi_B\langle A(\theta)\sin^2\theta\rangle}{2+\langle A(\theta)\rangle(1+\cos^2\theta_B)+\langle A(\theta)\cos^2\theta\rangle(1-3\cos^2\theta_B)} \\
b_2^{geo} &= -\frac{\sin^2\theta_B\cos\phi_B\langle A(\theta)\sin^2\theta\rangle}{2+\langle A(\theta)\rangle(1+\cos^2\theta_B)+\langle A(\theta)\cos^2\theta\rangle(1-3\cos^2\theta_B)} \ll a_2^{geo}
\end{aligned}
\tag{A.4}
$$

La amplitudes a_1^{geo} y b_2^{geo} se esperan compatibles con cero mientras que las dos restantes se relacionan por

$$
\frac{a_2^{geo}}{b_1^{geo}} = -\frac{\sin\theta_B\langle A(\theta)\sin^2\theta\rangle}{4\cos\theta_B\langle A(\theta)\sin\theta\cos\theta\rangle} \tag{A.5}
$$

Nótese que esta relación sólo depende del ángulo cenital y puede ser calculada a partir de los datos. Con estas expresiones se puede comprobar que tan bien corregidos están los efectos del campo magnético terrestre en los conjuntos de datos verticales y horizontales.

Las tablas A.1 y A.2 muestran los coeficientes del primer y segundo armónico respectivamente. Para los eventos verticales con $\theta < 55^o$ se aprecia que los coeficientes del segundo armónico tienen poca significación lo que sugiere que los efectos del campo geomagnético están bien corregidos. Por lo tanto, los resultados para el primer armónico corresponden únicamente a un posible dipolo en el flujo de los RC.

E(EeV)	$\mathbf{a_1}$	$\mathbf{b_1}$	$\mathbf{P(\geq a_1)}$	$\mathbf{P(\geq b_1)}$	$\mathbf{b_1/\langle\sin\theta\rangle}$	**N**
$4-8$	-0.015 ± 0.008	-0.017 ± 0.008	0.017	0.05	-0.030 ± 0.016	27811
>8	-0.008 ± 0.014	-0.022 ± 0.014	0.569	0.098	-0.041 ± 0.025	10966

Tabla A.1: Coeficientes del primer armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos verticales con $0^o < \theta < 55^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV)

E(EeV)	$\mathbf{a_2}$	$\mathbf{b_2}$
$4-8$	0.005 ± 0.008	-0.001 ± 0.008
>8	-0.011 ± 0.014	0.002 ± 0.014

Tabla A.2: Coeficientes del segundo armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos verticales con $0^o < \theta < 55^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV)

Algo similar ocurre con los eventos inclinados (tablas A.3 y A.4) cuyos valores de

$b_1/\langle \sin\theta \rangle$ (proporcional a Δ_z) son compatibles con los correspondientes a los eventos verticales.

E(EeV)	$\mathbf{a_1}$	$\mathbf{b_1}$	$\mathbf{P(\geq a_1)}$	$\mathbf{P(\geq b_1)}$	$\mathbf{b_1/\langle \sin\theta \rangle}$	**N**
$4-8$	-0.009 ± 0.015	-0.022 ± 0.015	0.531	0.142	-0.023 ± 0.016	9334
>8	-0.021 ± 0.024	-0.046 ± 0.024	0.376	0.053	-0.050 ± 0.026	3517

Tabla A.3: Coeficientes del primer armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos inclinados con $60^o < \theta < 80^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV)

E(EeV)	$\mathbf{a_2}$	$\mathbf{b_2}$
$4-8$	-0.018 ± 0.015	-0.004 ± 0.015
>8	0.008 ± 0.024	-0.001 ± 0.024

Tabla A.4: Coeficientes del segundo armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos inclinados con $60^o < \theta < 80^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV)

Para el bin de $55^o < \theta < 60^o$ la corrección por el efecto geomagnético es importante y crece del 2 % en $\theta = 55^o$ al 3 % en $\theta = 60^o$ [47]. Si esta corrección no se realizara daría lugar a una modulación equivalente a la de un dipolo con componente z del 2 % - 4 %. Resulta conveniente entonces realizar un estudio detallado de los eventos en este bin angular. El análisis de Rayleigh para este caso resulta en un $b_1/\langle \sin\theta \rangle$ positivo que difiere de los resultados anteriores para los otros dos conjuntos de datos. Podría pensarse que el efecto geomagnético está presente y es el responsable de la discrepancia, sin embargo, usando los resultados de la tabla A.6 y calculando mediante la ecuación A.5 ($b_1/a_2 = -1.85$) que valor de b_1^{geo} debería medirse a partir de a_2 se deduce que el valor proporcional al dipolo en z medido y el calculado del efecto geomagnético son incompatibles. Indicando que el comportamiento extraño en este bin angular no es un error sistemático inducido por el campo magnético terrestre.

Esto puede verse más claramente explotando el hecho de que la corrección por el campo geomagnético (ecuación 4.4) no depende de la energía. Realizando el mismo análisis para todos los eventos arriba de la energía de eficiencia completa (3 EeV) se obtienen los resultados que se muestran en la tablas A.7 a A.10. Es claro que el efecto geomagnético es despreciable en los dos conjuntos de datos y la compatibilidad en los valores de $b_1/\langle \sin\theta \rangle$ es sólo $\sim 3\,\%$

Finalmente, se concluye que aunque es extraño el comportamiento en los datos con $55^o < \theta < 60^o$ no hay pruebas de que se deba a una mala corrección de los efectos del campo magnético terrestre y no hay razón para excluirlos de los análisis de reconstrucción de anisotropías.

E(EeV)	$\mathbf{a_1}$	$\mathbf{b_1}$	$\mathbf{P}(\geq \mathbf{a_1})$	$\mathbf{P}(\geq \mathbf{b_1})$	$\mathbf{b_1}/\langle\sin\theta\rangle$	**N**
$4-8$	-0.026 ± 0.024	0.003 ± 0.024	0.282	0.903	0.003 ± 0.028	3499
>8	-0.053 ± 0.038	0.040 ± 0.038	0.165	0.295	0.048 ± 0.045	1366

Tabla A.5: Coeficientes del primer armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos con $55^o < \theta < 60^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV)

E(EeV)	$\mathbf{a_2}$	$\mathbf{b_2}$	b_1^{geo}	$b_1^{geo}/\langle\sin\theta\rangle$
$4-8$	-0.036 ± 0.024	-0.011 ± 0.024	0.066 ± 0.044	0.078 ± 0.052
>8	0.030 ± 0.038	0.007 ± 0.038	-0.056 ± 0.071	-0.066 ± 0.084

Tabla A.6: Coeficientes del segundo armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos con $55^o < \theta < 60^o$ y en los dos bines de energía arriba de eficiencia completa (4EeV)

E(EeV)	$\mathbf{a_1}$	$\mathbf{b_1}$	$\mathbf{P}(\geq \mathbf{a_1})$	$\mathbf{P}(\geq \mathbf{b_1})$	$\mathbf{b_1}/\langle\sin\theta\rangle$	**N**
>3	-0.009 ± 0.005	-0.015 ± 0.005	0.090	0.005	-0.028 ± 0.010	69995

Tabla A.7: Coeficientes del primer armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos verticales con $0^o < \theta < 55^o$ y $E > 3$ EeV

E(EeV)	$\mathbf{a_2}$	$\mathbf{b_2}$
>3	-0.003 ± 0.005	-0.001 ± 0.005

Tabla A.8: Coeficientes del segundo armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos verticales con $0^o < \theta < 55^o$ y $E > 3$ EeV

E(EeV)	$\mathbf{a_1}$	$\mathbf{b_1}$	$\mathbf{P}(\geq \mathbf{a_1})$	$\mathbf{P}(\geq \mathbf{b_1})$	$\mathbf{b_1}/\langle\sin\theta\rangle$	**N**
>3	-0.029 ± 0.015	0.014 ± 0.015	0.053	0.340	0.017 ± 0.018	9116

Tabla A.9: Coeficientes del primer armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos con $55^o < \theta < 60^o$ y $E > 3$ EeV

E(EeV)	$\mathbf{a_2}$	$\mathbf{b_2}$
>3	-0.001 ± 0.015	-0.012 ± 0.015

Tabla A.10: Coeficientes del segundo armónico del análisis de Rayleigh en azimut para los eventos con $55^o < \theta < 60^o$ y $E > 3$ EeV

Apéndice B

Sistemas de coordenadas Celestes

En este apéndice se dará un resumen de tres de los sistemas de coordenadas más usados para localizar y determinar direcciones en el cielo: coordenadas locales, coordenadas ecuatoriales y coordenadas galácticas. También se darán las expresiones para convertir de un sistema a otro.

B.1. Coordenadas Locales

El sistema de coordenadas locales o también llamado coordenadas horizontales, localiza los objetos de acuerdo a un sistema centrado en la posición del observador. El ecuador en este sistema está definido por la intersección del plano tangente a la superficie de la Tierra en la ubicación del observador y la esfera celeste[1] [52]. La localización de un objeto está dada por dos ángulos: La *altitud* a medida desde el plano ecuatorial en dirección al cenit del observador (el cenit corresponde al punto sobre la esfera celeste directamente arriba del observador y corresponde a una altitud de 90^o). Suele expresarse en lugar de la altitud el ángulo *cenital* θ que es el ángulo complementario a la altitud; $\theta = 90 - a$. El segundo ángulo es el *azimutal* ϕ medido sobre el plano ecuatorial tomando como referencia algún punto (ver figura B.1), por ejemplo, el observatorio Pierre Auger define el cero hacia el Este y crece en dirección Norte (Anti-horario). La altitud mide ángulos entre -90^o y 90^o aunque la parte del hemisferio sur no es visible por el observador. El azimut recorre desde 0^o hasta 360^o. Se debe tener en cuenta además que este sistema al estar fijo con el observador se mueve con la rotación de la Tierra.

[1] La esfera celeste se define como la esfera imaginaria de radio infinito centrada en la Tierra

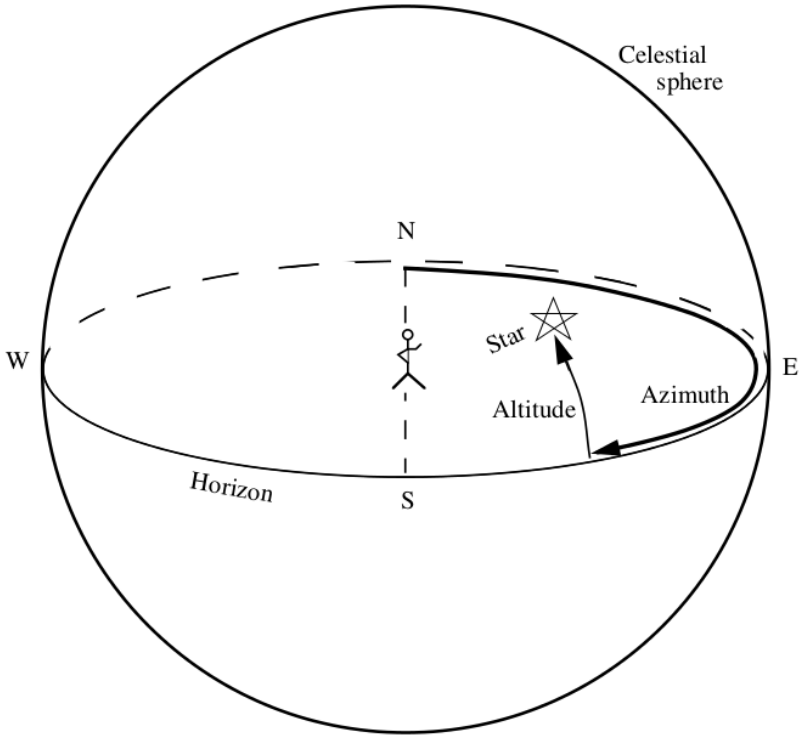


Figura B.1: Sistema Local de coordenadas. Los objetos se ubican con dos ángulos la altitud a y el azimut ϕ [52].

B.2. Coordenadas Ecuatoriales

En este sistema el ecuador es la intersección del plano ecuatorial de la Tierra con la esfera celeste. Los polos celestes coincide con los polos terrestres, los círculos máximos que intersectan los polos se denominan *meridianos*. La *ascensión recta* α es el ángulo en el plano ecuatorial que va desde el equinoccio vernal[2] hasta el meridiano del objeto. La *declinación* δ es el ángulo de elevación con respecto al plano ecuatorial (ver figura B.2).

Las coordenadas ecuatoriales de un objeto cambian lentamente año tras año debido a la precesión del eje de rotación de la Tierra (con un período de ~ 25770 años) con respecto a un eje perpendicular al plano de la eclíptica. Debido a que las coordenadas ecuatoriales están fijas al ecuador terrestre y relativas al equinoccio vernal, el sistema de coordenadas se mueve conforme la Tierra precede. La coordenadas de un objeto celeste cambiarán lentamente ($\sim 1'$ por año) y es necesario entonces asignar una época para tales coordenadas.

[2]El equinoccio vernal es el punto donde el Sol cruza el ecuador terrestre de sur a norte aproximadamente el 21 de marzo, es decir, es uno de los dos puntos de intersección de la eclíptica con el ecuador terrestre.

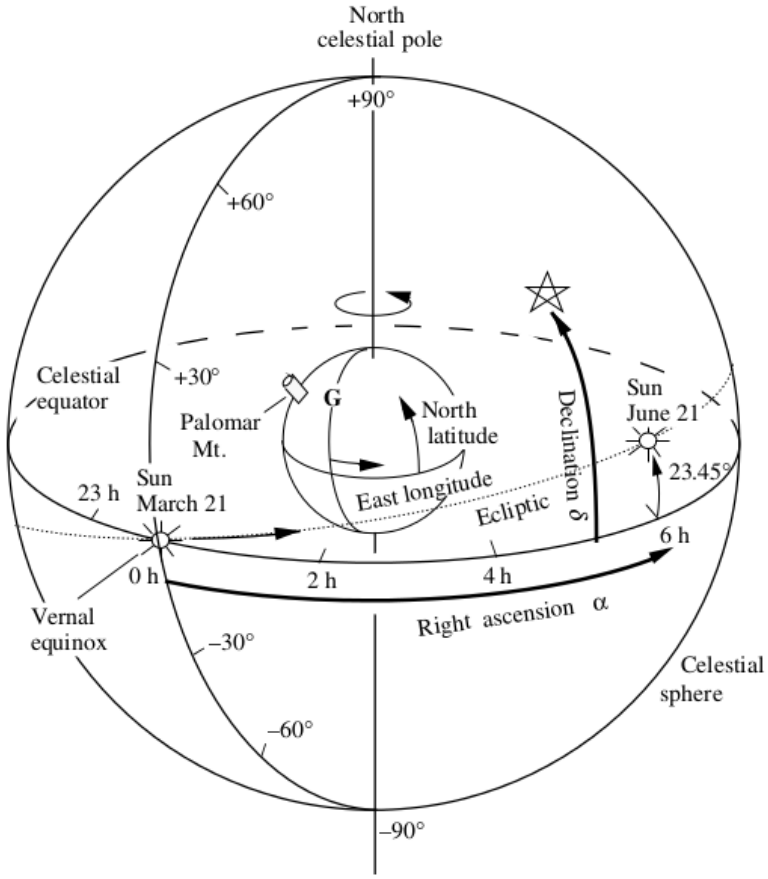


Figura B.2: Sistema de coordenadas ecuatoriales. Los objetos se ubican con dos ángulos: la ascensión recta α y la declinación δ [52].

B.3. Coordenadas Galácticas

En este sistema el plano ecuatorial coincide con el plano de nuestra galaxia. Este plano está inclinado un ángulo de 62.6° con respecto al plano del ecuador terrestre. El polo Norte (NGP) de este sistema está ubicado en $(\alpha_{GP}, \delta_{GP}) = (192.25^o, 27.4^o)$[3] [52].Las dos coordenadas usadas para definir una posición son la *longitud galáctica* ℓ y la *latitud galáctica* b. La longitud se mide a lo largo del plano ecuatorial y se define $\ell = 0^o$ hacia el centro de la galaxia. La latitud es el ángulo de elevación con respecto al plano ecuatorial galáctico (ver figura B.3).

[3]Estos valores son para la época B1950

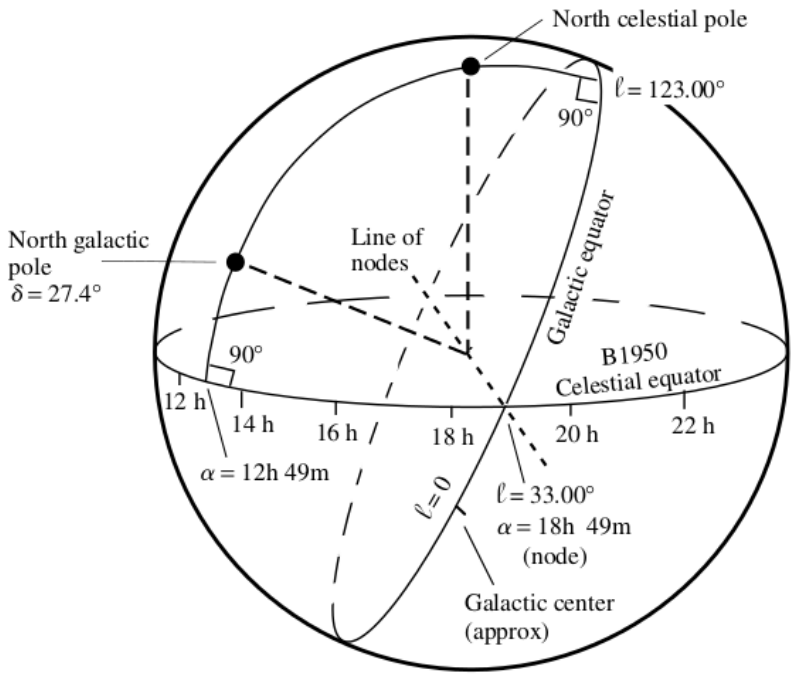


Figura B.3: Sistema de coordenadas galácticas. Referido al sistema ecuatorial en la época B1950. Los objetos se ubican con dos ángulos: la longitud galáctica ℓ y la latitud galáctica b [52].

B.4. Transformaciones

Los tres sistemas de coordenadas presentados son simplemente redefiniciones de la posición de un objeto en la esfera celeste. Por lo tanto es posible convertir las coordenadas del objeto de un sistema a otro mediante ecuaciones de transformación

Galácticas↔Ecuatoriales

La transformación entre coordenadas galácticas y ecuatoriales está dada por las siguientes fórmulas

,

$$\sin b = \sin\delta \sin\delta_{GP} + \cos\delta \cos(\alpha - \alpha_{GP}) \cos\delta_{GP} \quad \text{(B.1)}$$

$$\cos b \cos(\ell - \ell_0) = \cos\delta \sin(\alpha - \alpha_{GP}) \quad \text{(B.2)}$$

$$\cos b \sin(\ell - \ell_0) = \sin\delta \cos\delta_{GP} - \cos\delta \cos(\alpha - \alpha_{GP}) \sin\delta_{GP} \quad \text{(B.3)}$$

,

$$\cos\delta \cos(\alpha - \alpha_{GP}) = -\cos b \sin(\ell - \ell_0) \sin\delta_{GP} + \sin b \cos\delta_{GP} \quad \text{(B.4)}$$

$$\sin\delta = \cos b \sin(\ell - \ell_0) \cos\delta_{GP} + \sin b \sin\delta_{GP} \quad \text{(B.5)}$$

donde α_{GP} y δ_{GP} son la ascensión recta y la declinación del polo norte galáctico en una época determinada, ℓ_0 es la longitud del punto de intersección entre el ecuador galáctico y el ecuador celeste (el de las coordenadas ecuatoriales) también determinado para la misma época (33º para la época B1950)

Ecuatoriales↔Locales

$$\sin\theta\cos\phi = -\cos\delta\sin(\alpha^0-\alpha) \tag{B.6}$$
$$\sin\theta\sin\phi = \sin\delta\cos\delta_0-\cos\delta\cos(\alpha^0-\alpha)\sin\delta_0 \tag{B.7}$$
$$\cos\theta = \sin\delta_0\sin\delta+\cos\delta_0\cos\delta\cos(\alpha^0-\alpha) \tag{B.8}$$

$$\cos\delta\sin(\alpha^0-\alpha) = -\sin\theta\cos\phi \tag{B.9}$$
$$\cos\delta\cos(\alpha^0-\alpha) = \cos\theta\cos\delta_0-\sin\theta\sin\phi\sin\delta_0 \tag{B.10}$$
$$\sin\delta = \sin\delta_0\cos\theta+\cos\delta_0\sin\theta\sin\phi \tag{B.11}$$

El azimut ϕ está medido desde el Este y en dirección Norte, θ es el ángulo cenital, es decir, medido desde el cenit del observador siguiendo el circulo máximo hacia el horizonte, δ_0 es la latitud del observador (su declinación en el sistema ecuatorial) y α^0 es la ascensión recta del cenit del observador, también llamada Tiempo Sidereo Local (LST).

Bibliografía

[1] Jansson, R., Farrar, G. R. A new model of the galactic magnetic field. *AstroPhys. J.*, **757** (14), 2012. ArXiv:1204.3662v2 [astro-ph.GA]. xiii, xv, 16, 23, 29

[2] Letessier-Selvon, A., Stanev, T. Ultrahigh energy cosmic rays. *arXiv:1103.0031v1 [astro-ph.HE]*, 2008. 1, 10, 11, 12, 15

[3] Kachelriess, M. Lecture notes on high energy cosmic rays. *arXiv:0801.4376v1 [astro-ph]*, 2008. 1, 3, 8, 15, 34, 35

[4] Stanev, T. High energy cosmic rays. 2ª ed$^{\text{ón}}$. Springer, 2010. 1, 5, 6, 11

[5] Nakamura, K. Cosmic rays. *JP G*, **37**, 2010. Pdg.lbl.gov. 2, 3

[6] Golup, G. T. Estudio de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos de ultra-alta energía del observatorio Pierre Auger. Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, 2012. 3

[7] Kotera, K., Olinto, A. V. The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays. *arXiv:1101.4256v1 [astro-ph.HE]*, 2011. 4, 34

[8] Hillas, A. M. The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays. *ARAA*, **22**, 1984. 4

[9] Ginzburg, V. L., Syrovatskii, S. I. The origin of cosmic rays. Macmillan, 1964. 4, 7

[10] Fermi, E. On the origin of cosmic radiation. *Physical Review*, **75**, 1949. 4

[11] Axford, E., W. I. Leer, Skadron, G. The acceleration of cosmic rays by shock waves. En: 15th International Cosmic Ray Conference, tomo 11, págs. 132–137. 1977. 5

[12] Rand, R., Lyne, A. *MNRAS*, **268**, 1994. 7

[13] Vallee, J. *Ap. J.*, **366**, 1991. 7

[14] Greisen, K. End to the cosmic-ray spectrum. *Phys. Rev. Lett*, **16**, 1966. 8

[15] Zatsepin, G. T., Kuzmin, V. A. *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, **4**, 1966. 8

[16] Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E. On the ultra-high energy cosmic ray horizon. *JCAP*, **0611**, 012, 2006. [astro-ph/0609294]. 8, 9, 10

[17] Heitler, W. En: International series of monographs on physics, 3ª ed$^{\underline{\text{ón}}}$. Oxford:Clarendon, 1954. 10

[18] Matthews, J. A Heitler model of extensive air showers. *Astroparticle Physics*, **22**, 2005. 11

[19] Ruzmaikin, A., Shukurov, A., Sokoloff, D. Magnetic fields of galaxies. Kluwer Academic Press, 1988. 15

[20] Kronberg, P. *Rep. Prog. Phys.*, **57**, 325, 1994.

[21] Beck, R. Galactic and extragalactic magnetic field. *Space Science Reviews*, **99**, 243, 2001. 15

[22] Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E., Sanchez, F. Lensing of ultra high energy cosmic rays in turbulent magnetic fields. *arXiv:astro-ph/0202362v2*, 2002. 16

[23] Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E. Signatures of galactic magnetic lensing upon ultra high energy cosmic rays. *JHEP*, **08** (035), 2000. 16

[24] Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E. The toes of the ultra high energy cosmic ray spectrum. *JHEP*, **02** (022), 1999. 16, 17, 23

[25] Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E. Effects of the galactic magnetic field upon large scale anisotropies of extragalactic cosmic rays. *arXiv:1009.5891v1 [astro-ph.HE]*, 2010. 18, 20, 21

[26] Fixsen, D. *Astrophys. J.*, **473**, 1996. 18

[27] Taylor, A., Still, J., Sunstrum, C. *Astrophys. J.*, **702**, 2009. 24

[28] Van Eck, C., et al. *Astrophys. J.*, **728**, 2011. 24

[29] Brown, J. C., Taylor, A. R., Jackel, B. J. *ApJS.*, **145**, 2003. 24

[30] Brown, J. C., Haverkorn, M., Gaensler, B. M., Taylor, A. R., Bizunok, N. S., McClure-Griffiths, N. M., *et al. ApJ.*, **663**, 2007. 24

[31] Mao, S. A., Gaensler, B. M., Haverkorn, M., Zweibel, E. G., Madsen, G. J., McClure-Griffiths, N. M., *et al. ApJ.*, **714**, 2010. 24

[32] Mao, S. A., Gaensler, B. M., Stanimirovi, S., Haverkorn, M., McClure-Griffiths, N. M., Staveley-Smith, L., *et al. ApJ.*, **688**, 2008. 24

[33] Gaensler, B. M., Haverkorn, M., Staveley-Smith, L., Dickey, J. M., McClure-Griffiths, N. M., Dickel, J. R., *et al. Science*, **307**, 2005. 24

[34] Feain, I. J., et al. *ApJ*, **707**, 2009. 24

[35] Beck, R. *Ap&SS*, **77**, 2009. 24

[36] Mollerach, S. Techniques to study cosmic ray anisotropies. *AIP Conf. Proc*, **1123**, 115–132, 2009. ArXiv:0902.3601v1 [astro-ph.HE]. 35

[37] Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E. On the large scale anisotropies of extragalactic cosmic rays, 2013. GAP 2013-025. 36

[38] Kampert, K., et al. CRPropa 2.0-a public framework for propagating high energy nuclei,secondary gamma rays and neutrinos. *arXiv:1206:3132*. 37

[39] Abraham, J., The Pierre Auger Colaboration. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A523**, 2004. 43, 44

[40] Abraham, J., The Pierre Auger Colaboration. Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A613**, 2010. 44

[41] Sommers, P. Cosmic ray anisotropy analysis with a full-sky observatory. *Astropart. Phys.*, **14**, 2001. 44

[42] Newton, D., Knapp, J., Watson, A. A. The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower. *Astropart. Phys.*, **26**, 2007. 45

[43] Abraham, J., The Pierre Auger Colaboration. Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} ev. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 2008. 46

[44] Sidelnik, I., For the Pierre Auger collaboration. Measurement of the first harmonic modulation in right ascesion distribution of cosmic rays detected at Pierre Auger Observatory. En: 33rd International Cosmic Ray Conference, págs. 56–59. 2013. 46

[45] The Pierre Auger Collaboration. Large scale distribution of arrival directions of cosmic rays detected above 10^{18} ev at the Pierre Auger Observatory. *ApJSS*, **34** (203), 2012. ArXiv:1210.3736v2 [astro-ph.HE]. 46, 47, 48, 50

[46] The Pierre Auger Collaboration. Atmosferic effects on extensive air showers observed with the surface detector of the Pierre Auger observatory. *Astropart. Phys.*, **32**, 89–99, 2009. 47

[47] The Pierre Auger Collaboration. The effect of geomagnetic field on cosmic ray energy estimates and large scale anisotropy on data from the Pierre Auger Observatory. *JCAP*, **022**, 2011. 48, 61

[48] Rivera, A., Mollerach, S., Roulet, E. Interpretation of the results in the rayleigh analysis in azimuth. *GAP 2009-176*, 2009. 48, 59

[49] Mollerach, S., Roulet, E. Tridimensional dipole determination using horizontal and vertical events. *GAP 2012-110*, 2012. 49

[50] Hansen, P., Alvarez-Muñiz, J., Vázquez, R. Magnetic effects in very inclined showers. *GAP 2013-009*, 2013. 50

[51] Valiño, I., For the Pierre Auger collaboration. A measurement of the muon number in showers using inclined events recorded at the Pierre Auger Observatory. En: 33rd International Cosmic Ray Conference, págs. 44–47. 2013. 50

[52] Bradt, H. Astronomy Methods: A physical approach to astronomical observations. Cambridge, 2003. 63, 64, 65, 66

Agradecimientos

Quisiera agradecer a todas las personas que hicieron parte en el desarrollo de este trabajo, aportando no solo desde lo intelectual sino con su compañía.

Agradezco a las personas que son la razón de mi esfuerzo por avanzar y buscar un futuro mejor, mis padres Fernando y Luz Astrid y mi hermana Lina Maria a ellos dedico este trabajo

Un agradecimiento especial a Silvia Mollerach por el tiempo dedicado a la dirección de este trabajo, por sus discusiones, aclaraciones y paciencia al enseñarme el fascinante mundo de los rayos cósmicos.

Gracias a Horacio Casini, Roberto Trinchero y Rafael Montemayor por brindarme sus conocimientos en Teoría de Campos y por tenerme paciencia en estos dos cursos que fueron los más difíciles que he tomado hasta el momento. A Esteban Roulet, Gerardo Aldazabal, César Fosco y Diego Harari por introducirme al mundo de la física de partículas y la relatividad general. Gracias a todos los demás integrantes del grupo de Partículas y Campos.

A mi amiga Paola por ser mi compañía fuera del ámbito académico, conociendo Bariloche y sus alrededores.

Gracias a todos por su apoyo.