



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLÁS
DE HIDALGO
INSTITUTO DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS



ANÁLISIS DE LA ANISOTROPÍA Y DEL ORIGEN DE LOS RAYOS CÓSMICOS ULTRAENERGÉTICOS DETECTADOS POR EL OBSERVATORIO PIERRE AUGER

TESIS

PARA OBTENER EL GRADO DE DOCTOR EN CIENCIAS EN EL ÁREA DE LA FÍSICA

PRESENTA:

HUGO RAYMUNDO MÁRQUEZ FALCÓN

ASESOR:

DR. LUIS MANUEL VILLASEÑOR CENDEJAS

MORELIA MICHOACÁN MÉXICO; AGOSTO 2012

Índice general

1. Observatorio Pierre Auger	16
1.1. Generalidades	16
1.2. Arreglo de Detectores de Superficie	18
1.2.1. Selección de eventos	18
1.2.2. Reconstrucción de los parámetros del chubasco	20
1.3. Sistema de Telescopios de Fluorescencia	22
1.3.1. Selección de eventos.	24
1.3.2. Reconstrucción de los parámetros del chubasco.	25
1.3.3. Reconstrucción Híbrida.	26
1.3.4. Análisis de datos híbridos	27
1.4. Mejoramientos del Observatorio Pierre Auger	30
1.4.1. Diseño y propiedades del sistema de detección HEAT ("High-Elevation Auger Telescopes")	30
1.4.2. Extensión AMIGA "Auger Muons and Infill for the Ground Array"	36
1.5. Espectro de energía de rayos cósmicos por encima de 10^{18} eV medido por el Observatorio Pierre Auger	43
1.5.1. Espectro de energía híbrido	46
1.5.2. Espectro de energía combinado	47
1.6. Exposición del Observatorio Pierre Auger	50
2. Teoría de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos	54
2.1. Propagación de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos en el fondo cósmico de fotones	54
2.1.1. Protones	54
2.1.2. Núcleos Pesados	58
2.1.3. Fotones	59
2.1.4. Neutrinos	62

2.2.	Posibles fuentes astrofísicas de los Rayos Cósmicos Ultra Energéticos	64
2.3.	Modelos exóticos	68
2.4.	Astronomía de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos	73
2.4.1.	Direcciones de arribo de los Rayos Cósmicos Ultraenergéticos	75
2.4.2.	Rayos Cósmicos Ultraenergéticos y campos magnéticos cósmicos	79
2.5.	Estátus actual sobre el conocimiento del campo magnético	85
3.	Estudios relevantes de Anisotropía y Correlación.	89
3.1.	Estudios de anisotropía intrínseca de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos	89
3.1.1.	Correlación de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos con Núcleos Activos Galácticos	90
3.2.	Correlación cruzada de los rayos cósmicos y cerca con objetos extra-galácticos	94
3.3.	Pruebas estadísticas con mapas de densidad alisados.	96
3.3.1.	Alisado de mapas de densidad	96
3.3.2.	Prueba de verosimilitud	99
4.	Correlación entre Rayos Cósmicos Ultraenergéticos y NAGs de la XIII edición del catálogo Veron Cetty y el catálogo Swift-BAT usando pesos por distancia y por flujo	104
4.1.	Metodología	104
4.2.	Correlación simple con NAGs basada sólo en el número de eventos correlacionados . . .	107
4.3.	Correlación con el catálogo compuesto usando pesos dependientes de la distancia	109
4.4.	Correlación con el catálogo Swift-BAT usando pesos dependientes del flujo	113
4.5.	Objetos astrofísicos del catálogo compuesto correlacionados con los rayos cósmicos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Auger	113
4.6.	Objetos astrofísicos del catálogo Swift-BAT correlacionados con los rayos cósmicos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Auger	116
5.	Análisis de agrupamiento en cúmulos de los eventos ultraenergéticos del Observatorio Pierre Auger	121
5.1.	Descripción del método	121
5.2.	Ventajas del método.	123
5.3.	Análisis para datos experimentales	123
6.	Discusión y conclusiones	126

Índice de figuras

1.1. Observatorio Pierre Auger. Los puntos representan a la red de detectores de superficie tipo Cherenkov. Los puntos con los nombres Morados, Loma Amarilla, Coihueco y los Leones muestran las locaciones donde se encuentran los telescopios de fluorescencia.	17
1.2. Ejemplos de los dos tipos de disparos T3. Izquierda: mediante 3 disparos ToT; derecha: mediante 4 disparos T2. La figura fue tomada de [20].	20
1.3. Señal en la estación como función de r para un evento detectado por el observatorio Auger. Las diversas curvas ajustadas muestran el resultado de la reconstrucción para diferentes valores de inclinación β del LDF. Los puntos rojos indican estaciones con señal cero. El gráfico menor en la esquina superior derecha muestra el valor óptimo de r como función del espaciamiento entre los detectores [28].	30
1.4. Aproximación del frente del chubasco por un plano [31].	30
1.5. Componentes de un telescopio de fluorescencia.	31
1.6. Algunos ejemplos de patrones formados por 5 PMTs que son aceptados por los disparos SLT [36].	31
1.7. Rastro en el detector de fluorescencia causado por un evento real medido por el observatorio Auger. Los colores indican el tiempo en el cual cada PMT fue disparado (azul indica los PMTs que fueron disparados más temprano y rojo, que fueron disparados más tarde). La línea roja muestra la orientación reconstruida del eje del SDP [18].	32
1.8. Parámetros involucrados en la reconstrucción de la geometría de un chubasco por un detector de fluorescencia [18].	32
1.9. Comparación entre la reconstrucción de la geometría del chubasco por el método híbrido y mono. Los asteriscos negros y blancos representan el valor reconstruido de R_p y χ_0 para la reconstrucción mono e híbrida respectivamente. Las elipses demarcan la incertidumbre de 1σ para cada resultado [38].	33
1.10. Determinación del punto de impacto en el terreno para un sólo evento con ambos métodos de reconstrucción: mono e híbrido. El evento ha sido detectado por el sitio FD Los Morados: la flecha hacia abajo apunta la dirección del sitio y las dos líneas muestran la incertidumbre del plano SDP a nivel del suelo. La pequeña (grande) elipse alargada representa la incertidumbre en la posición central en la reconstrucción híbrida (mono). Las flechas indican la dirección en la reconstrucción en los dos casos, su longitud es proporcional al seno del ángulo cenital reconstruido. Los círculos vacíos (reellenos) muestran las estaciones SD activas (disparadas). Las estaciones disparadas se muestran con un radio proporcional al logaritmo de la señal.	34

1.11. Diseño del arreglo de relleno, el recinto de Coihueco y los telescopios de fluorescencia de HEAT. Las estaciones de relleno adicionales están marcados en rojo (sólido: si ya está integrado en la toma de datos).	37
1.12. Representación esquemática de la sección transversal de uno de los telescopios de HEAT. Parte superior: modo horizontal de servicio y de calibración cruzada. Parte inferior: toma de datos en modo de orientación inclinada.	38
1.13. Fotografía de HEAT en el modo inclinado con persianas cerradas.	39
1.14. Concepto de AMIGA: (Izquierda) Una estación de la red de superficie SD de relleno con su contador de muones asociado ya enterrado. Una vez instrumentado, el tubo de acceso estará lleno de bolsas conteniendo tierra del lugar de instalación. (Derecha) Fotomontaje para ilustrar el concepto del detector: cualquier muón con energía de incidencia ≥ 1 GeV penetra el suelo y es capaz de alcanzar al centellador enterrado.	42
1.15. Estado del arreglo de AMIGA en abril del 2011: las estaciones de superficie desplegadas en la red de 750 m se muestran juntos con los detectores de muones asociados. El prototipo MD constará de 7 contadores ubicados en el hexágono marcado.	42
1.16. La eficiencia de disparo 3ToT para los arreglos de relleno y el regular obtenidos en las simulaciones de primarios de hierro y protones.	43
1.17. El mismo evento reconstruido con el arreglo de relleno (arriba) y el arreglo regular (inferior). Círculos sólidos y abiertos representan estaciones disparadas y no disparadas, respectivamente.	44
1.18. (Arriba) Dos eventos superpuestos T1 en el MD: uno típico de baja multiplicidad (círculos sólidos) y uno inusual con alta multiplicidad (círculos). Los eventos de baja multiplicidad representan alrededor del 95 % de los eventos T1. (Abajo) Proyección sobre el eje temporal de la lógica 1s de los eventos disparados MD por WD T1s.	45
1.19. Las exposiciones SD e híbridas utilizados para determinar el flujo de la actual medición en comparación con un conjunto de datos publicados previamente [64]. La exposición SD se muestra para energías superiores a $10^{18.5}$ eV donde el detector funciona correctamente.	48
1.20. El espectro de energía derivado de los datos del detector de superficie calibrados con mediciones del detector de fluorescencia. El espectro se ha corregido tomando en cuenta la resolución de energía del detector. Sólo se muestran las incertidumbres estadísticas. Los límites superiores corresponden al 68 % del nivel de confianza (CL).	49
1.21. Espectro de energía derivado de los datos híbridos. Sólo las incertidumbres estadísticas se muestran. Los límites superiores corresponden al 68 % del nivel de confianza (CL).	49
1.22. Diferencia fraccional entre el espectro de energía combinado del Observatorio Pierre Auger y un espectro con un índice de 2.6 y coincidente con Auger en el intervalo de energía $\log_{10}(E/\text{eV})=18.6-19$. Los datos de las mediciones de HiRes en estéreo [20] se muestran como referencia.	50
1.23. El espectro de energía combinado está ajustado con dos funciones (ver texto). Sólo se muestran las incertidumbres estadísticas. La incertidumbre sistemática en la escala de energía es del 22 %	51
1.24. Exposición relativa del observatorio Auger como función de $\sin \delta$	52

1.25. Mapa en coordenadas galácticas de la exposición relativa del observatorio Auger. La región donde la exposición es nula corresponde al hemisferio norte terrestre, en el cual el observatorio Auger no tiene acceso. La región del hemisferio sur terrestre donde el observatorio tiene máxima exposición se muestra en el círculo mas denso de la proyección Aitoff.	53
2.1. Línea sólida: Longitud de interacción con pérdidas por foto-pion y foto-producción de pares para protones [85],[86]. Las líneas discontinuas reportan las contribuciones separadas de los dos procesos. La línea punteada muestra las perdidas por redshift.	56
2.2. Factores de modificación como función de la energía para un espectro con muchas fuentes con $\gamma = 2.1$ (líneas sólidas) y $\gamma = 2.7$ (líneas discontinuas). La fuentes están uniformemente distribuidas hasta las distancias indicadas.	57
2.3. Longitudes efectivas de interacción con pérdidas por foto-desintegración del Fe con el fondo de micro-ondas (CMB), infrared (IR) y fotones ópticos (OP), así como el total (línea sólida) y las longitudes de interacción por producción de pares (PC). Tomada de [90].	60
2.4. Energía media como función de la distancia de propagación para partículas que empiezan como hierro con los factores de Lorentz indicados. Tomada de [90].	60
2.5. Longitudes de interacción (líneas discontinuas) y longitudes de atenuación energéticas (líneas sólidas) de rayos γ en la CMB (líneas delgadas) y en el combinado CMB y URB (líneas gruesas). Las interacciones tomadas en cuenta son sencillas y doble producción de pares. Tomada de [92].	61
2.6. Gráfico de Hillas que muestra el tamaño y la intensidad del campo magnético de lugares que pueden acelerar protones (arriba de la banda sombreada) y núcleos de hierro hasta la energía de 10^{20} eV.	65
2.7. Espectro de energía de fotones (línea discontinua) y nucleones (línea sólida) calculada en la referencia [114].	72
2.8. Longitudes de interacción para producción de pares por rayos gamma de alta energía (línea punteada es solamente si el fondo de micro-ondas estuviera presente y la línea sólida incluye un modelo de radio-fondo) y para la dispersión inversa de Compton de los electrones (línea discontinua).	73
2.9. Espectro diferencial de rayos gamma (líneas discontinuas) y de nucleones multiplicado por E^3 de un modelo particular top-down para diferentes valores de campo magnético.	73
2.10. Simulación del movimiento de protones de 10^{18} eV inyectados en el plano galáctico isotrópicamente en el círculo de 4kpc (el cual es indicado con un círculo blanco) en el modelo BBS del campo magnético galáctico. Las areas sombreadas muestran las direcciones en las cuales el experimento AGASA detecta un acceso de rayos cósmicos	75
2.11. Direcciones de arribo de una muestra de 114 eventos de rayos cósmicos con energía arriba de $4 \cdot 10^{19}$ eV. Eventos de energía arriba de 10^{20} eV están dibujados con círculos mas grandes. La banda sombreada muestra el plano super-galáctico. El dibujo esta centrado en el anti-centro galáctico (el centro galáctico se divide en dos lados en $b=0^\circ, l=0,360^\circ$).	80

2.12. Direcciones de arribo de los 27 mas energéticos eventos de Auger (círculos) y los 13 eventos de HiRes (puntos) en coordenadas galácticas. El gráfico es centrado en el centro galáctico. Las posiciones del cluster de Virgo y de Cen A también se indican. La banda sombreada muestra la latitud super-galáctica $ b_{SGP} < 10^\circ$. Los cuadro grises muestran los AGNs del catálogo Veron-Cetty y catálogo Veron dentro de $z=0.018$ con latitud galáctica mayor de 12°	80
2.13. Dispersión de antiprotones emitidos en la Tierra en el campo magnético galáctico en el modelo BBS con la adición de una componente normal de $0.3 \mu G$ a el plano galáctico. El gráfico es centrado en el anti-centro galáctico	81
2.14. Horizonte de rayos cósmicos ultraenergéticos como función de la energía y la intensidad del campo aleatorio magnético extra-galáctico. Vea el texto para la definición del horizonte R_{50} . El histograma con línea sólida es para B_{-9} , el punteado para $10B_{-9}$ y el discontinuo para $0.1 B_{-9}$	87
2.15. Espectro de rayos cósmicos ultraenergéticos a 20 Mpc de su fuente. El area sombreada muestra el espectro de inyección. La parte (a) muestra partículas saliendo de la esfera de 20 Mpc dentro de la pared magnética. El lado (b) muestra partículas saliendo en la dirección normal de la pared. Vea el texto para una descripción completa de la geometría.	87
2.16. Perfil del chubasco del rayo cósmico de la más alta energía detectado por Fly's Eye. Note que el número de electrones al máximo excede $2 \cdot 10^{11}$	88
2.17. Perfil del chubasco de la más alta energía comparado a las expectativas de los chubascos iniciados por hierro, proton y rayo gamma. Las bandas muestran los anchos esperados de los respectivos perfiles de chubascos	88
3.1. Arriba: Para cada bin sombreado en azul de "shape" y "strength" (nombres de las variables) se grafica el logaritmo natural de la probabilidad de Poisson de tripletes observados con respecto de los esperados de realizaciones por Monte Carlo isotrópicas. Abajo: La distribución de \sum_P para $2 \cdot 10^4$ realizaciones isotrópicas se muestra en el histograma. La significancia se calcula contando el número de realizaciones isotrópicas por Monte Carlo que se encuentren a la izquierda de los datos (línea punteada discontinua).	91
3.2. Significancia de la anisotropía de los eventos más energéticos como función de la energía mínima, Emin. Los cuadros rellenos (círculos) son las probabilidades calculadas usando una función de 2 puntos (3 puntos). La mayor desviacin respecto a la isotropía se encuentra alrededor de 52 EeV.	92
3.3. Proyección de Aitoff de la esfera celeste en coordenadas galácticas. Los círculos de radio 3.1° se centran en las direcciones de arribo de los 27 rayos cósmicos mas energéticos. Las posiciones de los 472 NAG's (312 dentro de la exposición del observatorio) con corrimiento al rojo menor a $z \leq 0.018$ ($D < 75$ Mpc) se muestran en asteriscos rojos. La línea continua representa el límite de exposición del Observatorio Pierre Auger. La línea punteada representa el plano super-galáctico. Centauro A que es el NAG más cercano a nosotros se muestra con un punto blanco.	93

- 3.4. Las 69 direcciones de arribo de los eventos con energía $E \geq 55$ EeV detectados por el Observatorio Pierre Auger recolectados hasta el 31 de Diciembre del 2009, los cuales están representados por los puntos negros en una proyección Aitoff del cielo en coordenadas galácticas. La línea solida representa el campo de vision del observatorio. Los círculos azules de radio 3.1° están centrados en las posiciones de los 318 NAGs del catálogo VCV que se sitúan dentro de los 75 Mpc y que están dentro del campo de vision del observatorio. El azul más oscuro indica la mayor exposición relativa. La fracción de exposición del cielo cubierta por los círculos azules es del 21 %. 94
- 3.5. El valor más probable para el grado de correlación $p_{\text{data}} = k/N$ es representado en puntos negros como función del numero total de eventos ordenados temporalmente (excluyendo aquellos en el periodo I). Los intervalos de niveles de confianza 68 %, 95 % y 99.7 % se presentan como bandas de colores. La línea punteada horizontal muestra el valor isotrópico $p_{\text{iso}} = 0.21$. El estimado actual de la señal es $(0.38^{+0.07}_{-0.06})$ 94
- 3.6. La correlación-cruzada entre las direcciones de llegada de los rayos cósmicos medidos por el Observatorio Pierre Auger con $E \geq 55$ EeV y las posiciones de las galaxias 2MRS (izquierda) y Swift-BAT NAG (derecha) que se encuentran a menos de 200 Mpc. En el caso de las latitudes galácticas de 2MRS (tanto de las galaxias y rayos cósmicos) se excluyen en $|b| < 10^\circ$. Los gráficos en los paneles superiores utilizan todos los rayos cósmicos con $E \geq 55$ EeV. Los gráficos en los paneles inferiores excluyen los datos colectados durante el periodo I de la Tabla 3.1 que se utilizaron para elegir el umbral de energía y el desplazamiento hacia el rojo que maximizan la correlación con objetos VCV en ese período. Las bandas corresponden a la dispersión de 68 % , 95 % y el 99.7 % esperado para un flujo isotrópico. 96
- 3.7. Izquierda: Mapa del cielo en coordenadas galácticas con los NAGs del catálogo Swift-BAT graficado con estrellas de color rojo cuyas áreas son proporcionales a los pesos asignados. La línea continua representa el campo de visión del Observatorio Auger Sur. Las bandas de color tienen una igual exposición integrada y los colores oscuros de fondo indican mayor exposición relativa. Derecha: Mapa de la densidad derivado del mapa de la izquierda, se alisa con una escala angular $\sigma = 5^\circ$. Las 69 direcciones de llegada de los rayos cósmicos con energía $E \geq 55$ EeV detectados por el Observatorio Pierre Auger se representan como puntos negros. 97
- 3.8. Mapa de densidad de rayos cósmicos para galaxias 2MRS de flujo-pesado, que se alisa con una escala angular $\sigma = 5^\circ$. Los puntos negros corresponden a las direcciones de llegada de los rayos cósmicos con energía $E \geq 55$ EeV detectados por el Observatorio Pierre Auger. Latitudes galácticas con $|b| < 10^\circ$ se excluyen tanto para las galaxias y los eventos de rayos cósmicos. 97
- 3.9. Intervalos de confianza para los parámetros σ y f_{iso} derivados de la función de verosimilitud usando las direcciones de llegada de rayos cósmicos con $E \geq 55$ EeV para los dos modelos considerados: las galaxias 2MRS (izquierda) y Swift-BAT NAGs (derecha). El par de parámetros que maximizan la verosimilitud se indican con un punto negro. Los gráficos en la parte superior utilizan todos los datos. Los gráficos en la parte inferior excluyen los datos colectados durante el período I en la Tabla 3.1, que se utilizan para elegir el umbral de energía que maximiza la correlación con los objetos VCV en ese período. En el caso de las latitudes galácticas 2MRS (tanto para las galaxias y rayos cósmicos) se excluyen regiones con $|b| < 10^\circ$ 102

3.10. Distribuciones de la media log-verosimilitud por evento para direcciones de llegada isotrópicas (azul, histogramas con línea discontinua) y para las predicciones del modelo (rojo, histograma con línea continua). Los parámetros de los modelos basados en las galaxias 2MRS (izquierda) y AGNs Swift-BAT (derecha) son los que maximizan la verosimilitud con todos los datos, es decir, $(1.5^\circ, 0.64)$ para 2MRS y $(7.8^\circ, 0.56)$ para el Swift-BAT. El valor del log-verosimilitud de los datos es indicado por una línea vertical negra. Los gráficos en la parte superior utilizan todos los datos, y los de la parte inferior excluyen los datos colectados durante el período I.	103
4.1. Histograma conformado por las sumatorias pesadas por flujo de eventos correlacionados con objetos del catálogo Swift BAT. El histograma contiene 400,000 entradas de sumatorias pesadas por flujo que surgen a partir de realizaciones isotrópicas ficticias hechas por Monte Carlo. La flecha apuntando hacia abajo representa la sumatoria pesada por flujo de eventos detectados reales ultraenergéticos correlacionados. El área donde corta al histograma representa la significancia o probabilidad de que los datos experimentales detectados por el Observatorio Auger hallan tenido un origen por fuentes distribuidas isotrópicamente.	107
4.2. Histograma conformado por las sumatorias pesadas por distancia de eventos correlacionados con objetos del catálogo compuesto: Veron Cetty edición XIII + Swift BAT. El histograma contiene 100,000 entradas de sumatorias pesadas por distancia que surgen a partir de realizaciones isotrópicas ficticias hechas por Monte Carlo. La flecha apuntando hacia abajo representa la sumatoria pesada por distancia de eventos detectados reales ultraenergéticos correlacionados. El área donde corta al histograma representa la significancia o probabilidad de que los datos experimentales detectados por el Observatorio Auger hallan tenido un origen por fuentes distribuidas isotrópicamente.	108
4.3. La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función de la distancia angular para los primeros 14 eventos ultraenergéticos. La línea azul (eje derecho) representa el número de eventos correlacionados como función también de la distancia angular. El ángulo que minimiza a P_0 es 3.2° . El máximo redshift es de $z \leq 0.018$ (75 Mpc).	109
4.4. La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función del número de eventos. La línea azul (eje derecho) representa el número de eventos correlacionados como función también del número de eventos. La probabilidad P_0 calculada con los eventos acumulados detectados hasta el 21 de Diciembre del 2011 es del 10%. Los primeros 14 eventos ultraenergéticos fueron excluidos en este gráfico puesto que estos sirvieron para fijar la distancia angular en el cálculo de la desviación respecto ala isotropía de los subsecuentes 89 eventos.	110
4.5. Se muestra en rojo la distribución de redshifts del catalogo compuesto: Veron 13E + Swift BAT. En verde se muestra la distribucion de los 11 redshifs de NAGs correlacionados de los 14 priemeros eventos detectados con $E \geq 55$ EeV. En verde se muestra la distribucion de los 9 redshifs de NAGs correlacionados de los 13 subsecuentes eventos detectados con $E \geq 55$ EeV.	110
4.6. La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función de la distancia angular para los primeros 14 eventos ultraenergéticos. La línea azul (eje derecho) representa el número de eventos correlacionados como función también de la distancia angular. El ángulo que minimiza a P_0 es 6.6° . El máximo redshift es de $z \leq 0.009$ (37.5 Mpc).	111

4.7.	La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función del número de eventos. La línea azul (eje derecho) representa el número de eventos correlacionados como función también del número de eventos. La probabilidad P_0 calculada con los eventos acumulados detectados hasta el 21 de Diciembre del 2011 es del 1%. Los primeros 14 eventos ultraenergéticos fueron excluidos en este gráfico puesto que estos sirvieron para fijar la distancia angular en el cálculo de la desviación respecto ala isotropía de los subsecuentes 89 eventos.	111
4.8.	La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función de la distancia angular para los primeros 14 eventos ultraenergéticos. La línea azul (eje derecho) representa el parámetro Rd como función también de la distancia angular. El ángulo que minimiza a P_0 es 6.6° . El máximo redshift es de $z \leq 0.048$ (200 Mpc).	112
4.9.	La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función del número de eventos. La línea azul (eje derecho) representa el parámetro Rd como función también del número de eventos. La probabilidad P_0 calculada con los eventos acumulados detectados hasta el 21 de Diciembre del 2011 es del 3%. Los primeros 14 eventos ultraenergéticos fueron excluidos en este gráfico puesto que estos sirvieron para fijar la distancia angular en el cálculo de la desviación respecto ala isotropía de los subsecuentes 89 eventos. . . .	112
4.10.	La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función de la distancia angular para los primeros 14 eventos ultraenergéticos. La línea azul (eje derecho) representa el parámetro Rf como función también de la distancia angular. El ángulo que minimiza a P_0 es 8.5° . El máximo redshift es de $z \leq 0.048$ (200 Mpc).	113
4.11.	La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función del número de eventos. La línea azul (eje derecho) representa el parámetro Rf como función también del número de eventos. La probabilidad P_0 calculada con los eventos acumulados detectados hasta el 21 de Diciembre del 2011 es del 3%. Los primeros 14 eventos ultraenergéticos fueron excluidos en este gráfico puesto que estos sirvieron para fijar la distancia angular en el cálculo de la desviación respecto ala isotropía de los subsecuentes 89 eventos. . . .	114
4.12.	Las 103 direcciones de arribo de rayos cósmicos con energía $E \geq 55$ EeV detectados por el Observatorio Pierre Auger recolectados desde el 1 de Enero del 2004 hasta el 21 de Diciembre del 2011, los cuales están representados por los círculos blancos en una proyección Aitoff del cielo en coordenadas super-galácticas. Los cuadros amarillos representan los eventos con energía entre 42 y 55 EeV. La línea azul sólida representa el plano galáctico. Los círculos rojos son proporcionales al flujo en rayos X y representan a las posiciones de los NAGs del catalogo Swift BAT 58-Month Hard X-ray Survey que se sitúan dentro de un radio de 200 Mpc y que están dentro del campo de vision del observatorio.	118
4.13.	Acercamiento en la región central de la Fig. 4.12 que muestra los objetos astrofísicos mas relevantes.	119

4.14. Las 103 direcciones de arribo de rayos cósmicos con energía $E \geq 55$ EeV detectados por el Observatorio Pierre Auger recolectados desde el 1 de Enero del 2004 hasta el 21 de Diciembre del 2011, los cuales están representados por los círculos blancos en una proyección Aitoff del cielo en coordenadas super-galácticas. Los cuadros amarillos representan los eventos con energía entre 42 y 55 EeV. La línea azul sólida representa el plano galáctico. Los círculos rojos son inversamente proporcionales al cuadrado de la cercanía y representan a las posiciones de los NAGs del catalogo Veron Cetty 13E que se sitúan dentro de un radio de 200 Mpc y que están dentro del campo de vision del observatorio.	119
4.15. Acercamiento en la región central de la Fig. 4.14 que muestra los objetos astrofísicos mas relevantes.	120
4.16. Acercamiento en la región periférica de la Fig. 4.14 que muestra los objetos astrofísicos mas relevantes.	120
5.1. Exposición relativa del Observatorio Pierre Auger en coordenadas ecuatoriales, la cual varia solamente con la declinación como se muestra en el gráfico.	122
5.2. Gráfico de una proyección de Aitoff de la bóveda celeste que contiene las direcciones de arribo de los 69 eventos ultraenergéticos (recolectados desde principios del 2004 hasta finales del 2009) de los detectores de superficie SD con energía mayor a 55 EeV representados en círculos. Adicionalmente están graficados los centroides de los cúmulos correspondientes a los números listados en la tabla Table 5.1. La línea sólida azul representa el plano galáctico. Las cinco zonas coloreadas representan las distintas intensidades de la esposición del Observatorio Auger.	124
5.3. Gráfico de una proyección de Aitoff de la bóveda celeste que contiene las direcciones de arribo de los 103 eventos ultraenergéticos (recolectados desde principios del 2004 hasta finales del 2011) de los detectores de superficie SD con energía mayor a 55 EeV representados en círculos. Adicionalmente están graficados los centroides de los cúmulos correspondientes a los números listados en la tabla Table 5.2. La línea sólida azul representa el plano galáctico. Las cinco zonas coloreadas representan las distintas intensidades de la esposición del Observatorio Auger.	125
6.1. Contribuciones individuales de los eventos correlacionados a el valor total de Rd para los 103 eventos de la muestra total de eventos. La suma de los picos esta normalizada a 1 y se muestran en la Tabla 4.2	127
6.2. Contribuciones individuales de los eventos correlacionados a el valor total de Rf para los 103 eventos de la muestra total de eventos. La suma de los picos esta normalizada a 1 y se muestran en la Tabla 4.3	127

Índice de cuadros

1.1.	Estimaciones actuales de las incertidumbres sistemáticas que afectan la reconstrucción de la energía. Valores tomados de [10].	29
1.2.	Parámetros de ajuste y sus incertidumbres estadísticas que caracterizan el espectro de energía combinado.	50
3.1.	Recopilación de la correlación dentro 3.1° entre rayos cósmicos con $E \geq 55$ EeV y NAGs en el catálogo VCV con redshift $z \leq 0.018$. N es el número total de rayos cósmicos detectados. k es el número de eventos correlacionados. k_{iso} es el número de eventos correlacionados esperados si el flujo fuese isotrópico. P es la probabilidad acumulativa binomial de detectar k eventos si la distribución de las fuentes fuese isotrópica. Dos probabilidades no se muestran ya que incluyen datos del periodo I, en el cual se fijaron los parámetros para optimizar la función binomial acumulativa.	93
4.1.	Resumen del número de rayo cósmicos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Auger.	107
4.2.	Resumen de los 97 eventos ultraenergéticos con $E \geq 55$ EeV correlacionados dentro de 6.6° con NAGs del catálogo compuesto (Swift-Bat 58m + Veron Cetty 13E) usando pesos inversamente proporcionales a sus distancias al cuadrado con redshift $z \leq 0.048$; $\delta(^{\circ})$ es la distancia angular entre los rayos cósmicos ultraenergéticos y sus NAGs correlacionados. La columna <i>Cat</i> indica el catálogo del cual el NAG fué tomado: 1= solo Swift-Bat 58m; 2=ambos Swift-Bat 58m y Veron Cetty 13E; 3= sólo Veron Cetty 13E.	114
4.3.	Resumen de los 87 eventos ultraenergéticos con $E \geq 55$ EeV correlacionados dentro de 8.5° con NAGs del catálogo Swift-Bat 58-month usando pesos proporcionales a sus flujos de rayos X con redshift $z \leq 0.048$; $\delta(^{\circ})$ es la distancia angular entre los rayos cósmicos ultraenergéticos y sus NAGs correlacionados. La columna <i>Cat</i> indica el catálogo del cual el NAG fué tomado: 1= solo Swift-Bat 58m; 2=ambos Swift-Bat 58m y Veron Cetty 13E; 3= sólo Veron Cetty 13E.	116
5.1.	Centroides generados por el análisis de agrupamiento en cúmulos de los 69 eventos ultraenergéticos del Observatorio Pierre detectados desde el 1o. de Enero del 2004 hasta el 31 de Diciembre del 2009.	124
5.2.	Centroides generados por el análisis de agrupamiento en cúmulos de los 103 eventos ultraenergéticos del Observatorio Pierre detectados desde el 1o. de Enero del 2004 hasta el 21 de Diciembre del 2011.	125

6.1. Lista de los 17 cúmulos (16 dobles y un triplete) que exhiben las más improbables desviaciones de una distribución isotrópica. Estas probabilidades están listadas por el negativo del logaritmo de la significancia en la columna 6 para $S \leq 10^{-2.5}$. Las coordenadas de los centroides están dadas en coordenadas super galácticas. δ es la máxima distancia angular de los eventos en el cúmulo a sus respectivos centroides. La columna <i>Fuentes potenciales</i> está hecha tomando las fuentes correlacionadas con estos eventos de las Tablas 4.2, y 4.3.	128
---	-----

Resumen

En la presente tesis de doctorado se abordará integralmente el análisis de los eventos ultra-energéticos detectados por el Observatorio Pierre Auger. Se extenderá el análisis de correlación de lo anteriormente hecho en el Observatorio Pierre Auger mejorando y perfeccionando la metodología de correlación entre los eventos ultraenergéticos y los objetos extra-galácticos de catálogos de núcleos activos galácticos. De manera paralela, se analizará el grado de acumulación de eventos en cúmulos con el objetivo de buscar multiplicidad en regiones muy focalizadas que pudieran haber sido generadas por alguna fuente con potencial de emisión de rayos cósmicos ultraenergéticos.

Dentro del cuerpo de la tesis se iniciará con el Cap. 1 donde se describirá al Observatorio Pierre Auger en todos sus aspectos desde su diseño experimental, así como la metodología para la reconstrucción de los chubascos atmosféricos extensivos y detalles más técnicos como lo son los modos de disparo de los sistemas de detección. En este mismo capítulo se describe los aspectos generales de la exposición total y relativa del Observatorio Auger puesto que ésta interviene en muchos de los análisis realizados en la presente tesis.

El Cap. 2 se inicia con un tratado de las interacciones de los protones, núcleos pesados, fotones y neutrinos con el fondo cósmico de microondas al viajar en el medio extra-galáctico. Posteriormente, se profundizará en la descripción de los modelos teóricos de aceleración de partículas ultra-energéticas y como éstas al ser emitidas interactúan con los campos magnéticos extra-galácticos y galácticos existentes en el universo.

En el Cap. 3 se hará una recapitulación de los análisis más relevantes realizados en la colaboración del Observatorio Auger en la búsqueda de las posibles fuentes de rayos cósmicos ultraenergéticos, las cuales de ser descubiertas serían una pieza fundamental en el rompecabezas de la física de astro-partículas.

En el Cap. 4 se presenta el análisis de correlación mejorado usando dos catálogos al incluir pesos por distancia y flujo a las fuentes correlacionadas en la obtención de la significancia bajo la hipótesis nula de que los rayos cósmicos ultraenergéticos hayan sido generados por fuentes distribuidas isotrópicamente, como se verá en los resultados del análisis de las direcciones de arribo de los eventos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Auger, este sugiere que moderadamente si se siguen correlacionando con las posiciones en la bóveda

celeste de Núcleos Activos Galácticos NAGs.

En el Cap. 5 se dará un giro diferente al medir el grado de agrupamiento en cúmulos de los eventos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Auger, esto con el fin de buscar fuentes que hayan generado eventos con una multiplicidad determinada.

Finalmente en el Cap. 6 se expondrán las conclusiones derivadas de los resultados de los capítulos Cap. 4 y Cap. 5.

Capítulo 1

Observatorio Pierre Auger

1.1. Generalidades

Las fuentes de los rayos cósmicos ultraenergéticos se mantienen elusivos después de medio siglo desde que un rayo cósmico con energía del orden de 10^{20} eV fue por primera vez reportado [1]. La anisotropía en las direcciones de arribo de rayos cósmicos ultraenergéticos se espera que provea pistas significativas para identificar las fuentes. Protones y núcleos con estas energías interactúan con el fondo de radiación cósmico mediante cualquiera de los procesos de fotoproducción de piones o por fotodesintegración nuclear. Esta interacción limita la distancia en la cual una fuente puede contribuir significativamente al flujo en la Tierra, como predice Greisen[2], Zatsepin y Kuz'min[3] (el efecto GZK). Por ejemplo, la mayoría del flujo observado arriba de 60 EeV ($1 \text{ EeV} \equiv 10^{18} \text{ eV}$) debería provenir de fuentes ubicadas dentro un “horizonte” conocido como horizonte GZK, limitado por un radio aproximado de 200 Mpc. Los procesos que pueden acelerar partículas arriba de tales energías requieren especiales condiciones astrofísicas [4]. Pocas clases de objetos astrofísicos, como son Núcleos Activos Galácticos, lóbulos de radio-galaxias y fuentes de ráfagas de rayos gama, reúnen los requerimientos. Heterogeneidades en su distribución espacial dentro del horizonte GZK pudieran imprimir una anisotropía detectable en las direcciones de los rayos cósmicos ultraenergéticos. Comparar las direcciones de arribo con las posiciones celestiales de diferentes tipos de objetos astrofísicos es una herramienta útil para identificar las fuentes sólo si los campos magnéticos que intervienen no desvían las trayectorias de los rayos cósmicos en grandes ángulos.

El Observatorio Pierre Auger ha sido diseñado para investigar el origen y la naturaleza de los rayos cósmicos ultra energéticos. Se compone de un gran arreglo de 1,660 estaciones de superficie (el arreglo SD) que cubre una super-

ficie de 3000 km^2 para la detección de las partículas secundarias del chubasco atmosférico a nivel del suelo por medio de la radiación Cherenkov que producen en el agua. El arreglo del suelo es complementado por 24 telescopios de fluorescencia (el sistema FD), agrupados en 4 grupos, cada uno compuesto de seis telescopios ópticos. Estos dispositivos se utilizan para observar el perfil longitudinal de los chubascos de rayos cósmicos en noches sin luna. El Observatorio, ubicado a las afueras de Malargüe, en la provincia de Mendoza, Argentina, ha estado tomando datos de forma estable desde Enero del 2004, mientras que la construcción se estaba realizando. La construcción terminó a mediados del 2008. Los detalles del diseño, construcción y funcionamiento del Observatorio se pueden encontrar en [5, 6, 7].

El Observatorio Auger ha sido concebido con una capacidad de disparo cruzado. Los datos se obtienen de cualquiera de los detectores sin importar que sistema es disparado (detalles acerca del disparo para SD se encuentra en [8] y para FD en [7]). El arreglo de superficie y los telescopios de fluorescencia permiten la reconstrucción de los chubascos extensivos atmosféricos con dos mediciones independientes. La combinación de la información de los dos subsistemas de detección mejora las capacidades de reconstrucción respecto a lo que se obtendría usando un sólo sistema de detectores [9, 10].

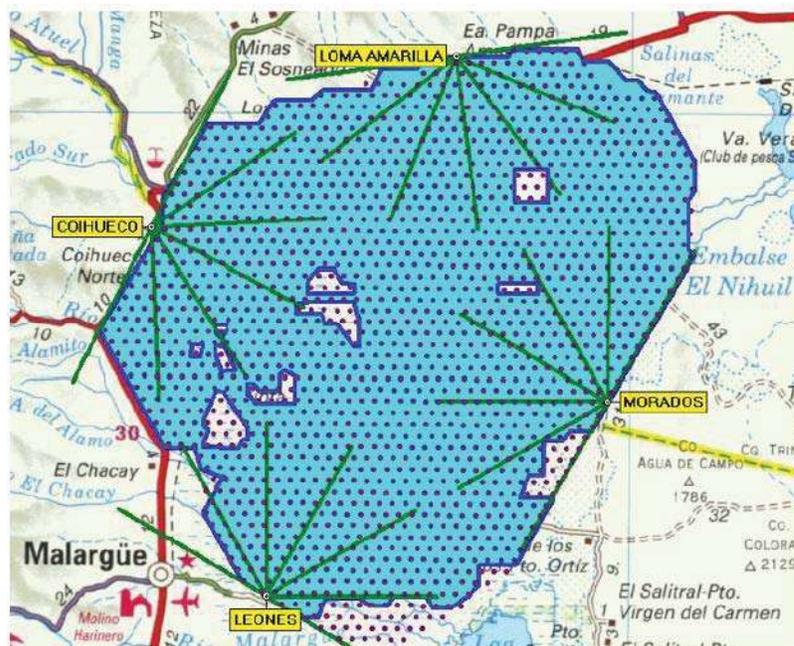


Figura 1.1: Observatorio Pierre Auger. Los puntos representan a la red de detectores de superficie tipo Cherenkov. Los puntos con los nombres Morados, Loma Amarilla, Coihueco y los Leones muestran las locaciones donde se encuentran los telescopios de fluorescencia.

1.2. Arreglo de Detectores de Superficie

1.2.1. Selección de eventos

La energía depositada en los tanques se mide en unidades de VEM (“Vertical Equivalent Muón”). Un VEM es la carga depositada por un muon que incide verticalmente en el centro del tanque. Esta unidad fue creada para lidiar con el hecho de que una misma cantidad de energía depositada, en general, no genera una señal de la misma intensidad en estaciones diferentes, o incluso en la misma estación en distintos momentos. Para que sea posible la comparación de las señales de diferentes estaciones o de una misma estación en distintos momentos, calibraciones son realizadas a cada minuto para determinar la respuesta de los componentes electrónicos correspondientes a 1 VEM, utilizando muones atmosféricos [21].

El monitoreo de las estaciones del SD es realizado remotamente. Diversos sensores instalados en cada estación miden la temperatura y el voltaje de diferentes componentes.

Información sobre la calibración y monitoreo son enviadas cada 6 minutos al CDAS. Independientemente, cada estación envía a cada segundo al CDAS información sobre eventos seleccionados por el disparo T2 (que será discutido en la próxima sección), lo que permite el cálculo preciso de su tiempo muerto.

Una descripción detallada del sistema de monitoreo de SD puede ser encontrada en [22].

Para distinguir entre las señales producidas por los rayos cósmicos en coincidencias aleatorias, los eventos deben ser detectados por el SD durante cinco niveles de disparo [23]. Los dos niveles inferiores, llamados T1 y T2 son ejecutados por los componentes electrónicos propios de la estación. El tercer nivel disparador, T3, se ejecuta en la central del observatorio y analiza la correlación espacial y temporal de los eventos seleccionados por T2. Todos los eventos que son seleccionados por T3 se almacenan y se someten a dos disparos de niveles superiores T4 y T5, que tienen por objetivo la selección de eventos reales y precisos respectivamente.

Los disparos de primer nivel, T1, seleccionan coincidencias entre PMTs (2 ó 3) con señal por encima de un valor umbral dado.

El disparo llamado ToT (“Time Over Threshold”) selecciona coinciden-

cias entre cualquiera de los dos PMTs cuya señal se ha mantenido por encima durante de un determinado nivel mínimo en 13 de los 120 intervalos de tiempo consecutivos. Cada intervalo de tiempo tiene una duración de 25 ns. La tasa de ToT es de 1.6 Hz, y es extremadamente eficiente para seleccionar los eventos pequeños más dispersados en el tiempo, lo que elimina el ruido generado por muones atmosféricos.

El disparo de primer nivel T1 selecciona las coincidencias en un mismo intervalo de tiempo entre los tres PMTs. Su tasa de frecuencia es de 100 Hz, mucho mayor que el ToT descrito en el párrafo anterior. Sin embargo, este disparo es necesario para seleccionar eventos rápidos, que son característicos de la componente muónica de chubascos horizontales.

El disparo T2 disminuye la tasa a 20 Hz. Todos los eventos seleccionados para ToT automáticamente son promovidos a T2. Aquellos que fueron seleccionados por T1, pero no por ToT tiene que satisfacer la condición de que hayan disparado 3 PMT, generando en cada uno una señal más alta que lo exigido por T1. Sólo los eventos que fueron seleccionados por T2 pasarán a ser T3.

El disparo T3 selecciona coincidencias entre un mínimo de tres estaciones que hayan sido seleccionadas por ToT. Para indicar la posiciones relativas de diversas estaciones dentro del SD, se utiliza el concepto de coronas. Para una estación dada, un conjunto de 6 estaciones que forman un perímetro alrededor de ella es llamado corona 1 (C1). Así como las 12 estaciones que forman el segundo perímetro forman una corona 2 (C2) y así sucesivamente Fig. 1.2.

Para que un evento pueda satisfacer el disparo T3, una configuración espacial específica de las estaciones debe ser cumplida tal que para una de las estaciones exista al menos una con disparo ToT en C1 y una con ToT en C2. 90% de los eventos seleccionados por este disparo, son chubascos reales, principalmente chubascos verticales.

Para seleccionar chubascos horizontales, otro disparador T3 es ejecutado, no igual al anterior al exigir una coincidencia temporal entre un mínimo de 4 estaciones que han sido seleccionadas por T2 (no necesariamente ToT). Ese disparo requiere que dentro de esas 4 estaciones, al menos una tenga T2 en C1, al menos una con T2 en C2 y al menos una con T2 no más lejos de C4. Ese T3 selecciona solamente el 10% de los chubascos reales.

El disparo T4 tiene como objetivo reducir el número de coincidencias aleatorias entre los eventos almacenados como T3. Para realizar esto se utiliza

el concepto de "semilla" el cual se define como el triángulo formado por las 3 estaciones con mayor señal medida. Una vez identificada la semilla se hace el ajuste de este como punto de impacto de los tiempos de llegada del frente del chubasco propagándose a la velocidad de la luz, después se hace el análisis de las estaciones fuera de la semillas con señal para ver si concuerdan con los retrasos de tiempos de llegada para de esta manera rechazar o aceptar el evento por coincidencia accidental.

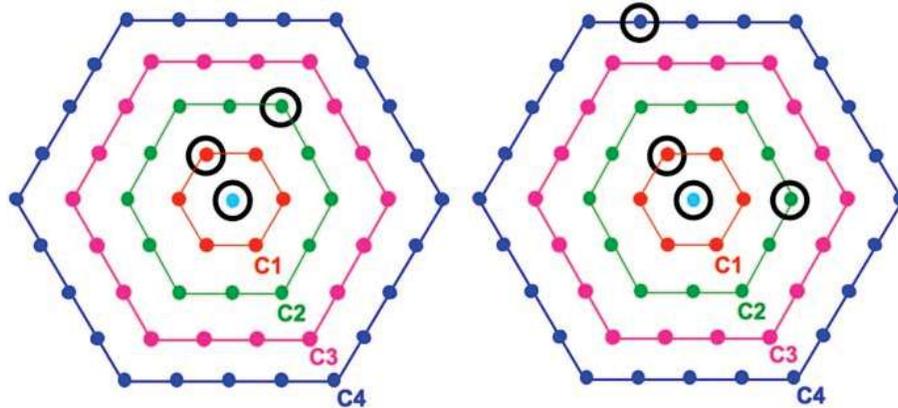


Figura 1.2: Ejemplos de los dos tipos de disparos T3. Izquierda: mediante 3 disparos ToT; derecha: mediante 4 disparos T2. La figura fue tomada de [20].

El disparo T5, se utiliza para asegurar la calidad de la reconstrucción de eventos seleccionados. Cuando un evento es detectado por estaciones en el borde del área cubierta por SD, existe la posibilidad de que el eje del chubasco halla caído fuera de esta área, lo que resultaría en una reconstrucción errada de la energía del evento. T5 exige que la estación disparada con mayor señal esté cercada por al menos 5 estaciones en funcionamiento en C1. Además, el centro reconstruido del chubasco debe estar dentro de un triángulo equilátero de estaciones en funcionamiento.

1.2.2. Reconstrucción de los parámetros del chubasco

El SD solamente nos proporciona datos sobre el chubasco detectado en algunos puntos a diferentes distancias de su eje a nivel del suelo. Para estimar el tamaño del chubasco con los datos disponibles, Hillas propuso [24] el uso de la señal S a una distancia r desde el eje del chubasco en el plano del frente de la cascada. El valor de r que minimiza la incertidumbre de los resultados depende de la distancia entre los detectores. En [25] se demostró que para el observatorio Auger, el valor óptimo de r es de 1,000 m.

La señal de una estación como función de r es descrito por la función de distribución lateral (LDF "Lateral Distribution Lateral"). La colaboración Auger utiliza como LDF la función Nishimura, Kamata [26] y Greisen [27],

$$S(r) = S(1000) \left(\frac{r}{1000m} \right)^{-\beta} \left(\frac{r + 700m}{1700m} \right)^{-\beta} \quad (1.1)$$

El parámetro β es llamado inclinación de LDF. La figura Fig. 1.3 muestra la sensibilidad de la LDF para diferentes valores de β . Esta figura también muestra el comportamiento del valor óptimo de r como función de la separación entre los detectores.

En la reconstrucción de un determinado evento, el parámetro $S(1000)$, que es la señal a una distancia de 1000 m desde el eje del chubasco en el plano del frente de la cascada, es determinado interpolando las señales de las estaciones activadas. Las incertidumbres en la determinación de $S(1000)$ se discuten en [29].

$S(1000)$ es casi independiente del valor de X_{max} , pero depende de la inclinación del chubasco θ . La energía del primario es estimada a través de simulaciones o calibración directa resultado del análisis de eventos híbridos.

La medida de la señal como función de la distancia al eje del chubasco, en términos de LDF falla para valores θ por encima de un umbral determinado. Por esta razón, consideramos eventos solamente con $\theta \leq 60^\circ$.

La geometría del chubasco es determinada a través de los tiempos en que fueron detectadas las señales en al menos tres estaciones y adicionalmente modelando la forma del frente del chubasco.

Para determinar la posición del eje del chubasco, se aproxima su frente por un plano perpendicular a su eje moviéndose a la velocidad de la luz. La Fig. 1.4 ilustra esta aproximación.

El punto de impacto \mathbf{b} del eje del chubasco con el terreno está dado por la suma ponderada de las posiciones \mathbf{r}_j de las estaciones consideradas, $b = \sqrt{S_j} \mathbf{r}_j$ pesada por la señal de cada estación. El instante en que ocurre el impacto, t_{imp} , está dado por la suma ponderada de los instantes t_j en los cuales la señal fue detectada por cada estación. El instante en que el chubasco será detectado por una estación en la posición \mathbf{r} está dado por [31]

$$ct(\mathbf{r}) = ct_{imp} - (\mathbf{r} - \mathbf{b}) \cdot \mathbf{a}, \quad (1.2)$$

donde \mathbf{a} es un vector unitario apuntando en la dirección del eje del chubasco.

Cuando un chubasco es detectado por más de 3 estaciones, una aproximación más realista para la forma de su frente puede ser hecha. La propagación de la parte frontal del chubasco puede ser visualizado como una cascarón esférico expandiéndose a la velocidad de la luz desde el punto de la primera interacción del rayo cósmico con la atmósfera.

La reconstrucción de la geometría del chubasco se vuelve más complicada cuando asumimos un frente curvo. El punto de impacto con el suelo debería ser mas preciso y las ecuaciones involucradas sólo pueden resolverse numéricamente.

1.3. Sistema de Telescopios de Fluorescencia

Cada telescopio está formado por una cámara de PMTs posicionada en la superficie focal de un espejo esférico, tal y como se muestra en la Fig. 1.5. La luz externa entra por un diafragma de 1.10 m de diámetro, es colectada por el espejo y focalizada sobre una cámara de PMTs. Un filtro es colocado en frente del diafragma para reducir el ruido del cielo nocturno. El diafragma contiene un anillo de lente correctora de rayos internos y externos de 0.85 m y 1.10 m respectivamente que aumenta el área efectiva colectora de luz. El espejo mide 3.5 m x 3.5 m. Después de sustraer el área ocupada por la sombra de la cámara, el área de colección efectiva es de aproximadamente 3 m². Cada cámara contiene 440 PMTs, cada uno de los cuales cubre una porción del cielo de 1.5° de diámetro.

La señal de cada PMT es digitalizada por un FADC de 12 bits y 10 MHz. Las señales de todos los PMTs son enviados hacia 20 placas localizadas detrás de cada espejo.

Las calibraciones absolutas de los telescopios se realizan 3 ó 4 veces por año. Una fuente externa de luz es posicionada del otro lado por fuera de la ventana y con esto la calibración es realizada tomando en consideración los efectos de la presencia del filtro, la reflexión del espejo, la ganancia de los PMTs y otras características del telescopio. La incertidumbre sistemática total en la determinación de las constantes de calibración es de 7.5 %.

Adicionalmente, 3 calibraciones relativas son realizadas todas las noches

en las que los telescopios están en funcionamiento, antes y después de la toma de datos, para monitorear cambios en los valores de las constantes de calibración. Esas calibraciones son hechas a través de luz emitida por lámparas de Xenón, conducida por fibras ópticas a 3 posiciones diferentes del telescopio. La incertidumbre sistemática total en la constantes de calibración es del 9%.

Para obtener la relación entre la luz detectada por los telescopios y la luz de fluorescencia emitida en el eje del chubasco como función de la profundidad en la atmósfera, es necesario el conocimiento de las condiciones atmosféricas en el instante de la medición. La distribución de aerosoles, la densidad de la atmósfera, la presencia de nubes y la temperatura como función de la altura son monitoreadas constantemente.

El monitoreo de la atmósfera es hecho por los siguientes instrumentos [34], [35]:

LIDAR -"Light Detector and Ranging". Localizados a sólo algunos metros detrás de cada edificio de fluorescencia, los LIDARs están compuestos por un sistema emisor de láser y espejos parabólicos que focalizan la luz dispersada a un PMT. Un disparo de láser puede ser disparado en cualquier dirección durante los periodos de toma de datos de FD, el LIDAR monitorea la atmósfera en torno a cada edificio y también próximo a la dirección reconstruida de cada candidato a rayo cósmico de ultra-energía detectado por el edificio FD correspondiente.

CLF -"Central Laser Facility". El propósito principal del CLF es estudiar la distribución de aerosoles en la atmósfera. Está localizado en el centro del área ocupada por el SD y posee un emisor de disparos de láser direccionados hacia el cielo, que son detectados por los 4 edificios de fluorescencia. Aparte de eso, es capaz de disparar una señal en una de las estaciones de SD, a través de una conexión por fibra óptica. De esa forma, el CLF puede también simular eventos híbridos, con el objetivo de estudiar las características de reconstrucción de eventos detectados por el SD y FD.

HAM -"Horizontal Attenuation Monitor". El HAM está compuesto por una fuente de luz capaz de emitir en diversas longitudes de onda (localizado en el edificio de fluorescencia de Coihueco) y un receptor localizado a 45km de distancia en Los Leones. Tiene como objetivo determinar la longitud de atenuación próximo a la superficie, entre los dos edificios.

APF -"Aerosol Phase Function Monitor". Los APF están localizados en frente de los edificios de fluorescencia de Coihueco y Los Morados y tienen como

objetivo medir la contaminación de la luz de fluorescencia por luz Cherenkov atmosférica. Lámparas de Xenón emiten a cada hora una secuencia de disparos horizontales sobre una área de visión del FD.

Cámaras de Nubes. Las cámaras en infrarojo sensibles a las variaciones de temperatura entre el cielo limpio y las regiones con nubes fueron instaladas en cada edificio. Las cámaras monitorean la presencia de nubes en el campo de visión de FD cada cinco minutos y producen una imagen completa del cielo cada quince minutos.

1.3.1. Selección de eventos.

Los disparos utilizados para seleccionar eventos detectados por el FD se dividen en tres niveles.

El primer nivel, llamado FLT ("First Level Trigger"), selecciona las señales detectadas por los PMTs individuales. Un FLT es ejecutado por las veinte placas que reciben la señal de las cámaras. Cada placa ejecuta un FLT para 22 PMTs. Cuando una señal en un PMT permanece encima de un umbral durante diez intervalos de tiempo seguidos, ese PMT es seleccionado por el FLT. El umbral de señal es escogido de forma tal que la frecuencia sea ~ 100 Hz.

El disparo de segundo nivel, llamado SLT ("Second Level Trigger"), busca a cada 50 ns, patrones formados por cualquier grupo de 5 PMTs seleccionados por el FLT que se asemejen a rastros de chubascos propagaándose por la atmósfera. Algunos ejemplos de patrones aceptados por el SLT son mostrados en la Fig. 1.6. Existen un total de 108 patrones formados por 5 PMTs que son aceptados por el SLT. Para tomar en consideración la posibilidad de fallas en algunos PMTs, los patrones aceptados pueden también ser formados por apenas 4 PMTs.

Las operaciones del SLT son ejecutadas por otra placa que lee la señal de las 20 placas responsables del FLT. La frecuencia de SLT es de algunas decenas de Hz.

Una computador llamado "Mirror PC", es responsable del disparo del tercer nivel TLT. Existe un Mirror PC para cada telescopio que recibe información directamente de la placa que ejecuta el SLT. El TLT tiene como objetivo rechazar señales producidas por rayos cósmicos atravesando el telescopio y señales causadas por objetos que se muevan lentamente como meteoritos y aviones. Para eso el TLT selecciona solamente eventos que hayan sido detectados durante un

mínimo de 400 ns.

Un algoritmo llamado T3 es finalmente ejecutado para combinar los rastros de eventos que hayan sido detectados por más de un telescopio.

1.3.2. Reconstrucción de los parámetros del chubasco.

Los detectores de fluorescencia ven un rayo cósmico como un rastro de PMTs disparados, como se puede ver en la Fig. 1.7. La reconstrucción de la dirección de llegada de un evento detectado por telescopios en un único edificio es hecha en dos etapas [37].

Primeramente, se determina la posición del plano que contiene el eje del chubasco y el detector (SDP -"Shower Detector Plain"), a través de los patrones formados por los PMTs disparados por el evento. La incertidumbre en la determinación de la dirección de arribo es $< 0.1^\circ$ [38].

En seguida, debemos determinar la posición del eje del chubasco en SDP, a través de un análisis de tiempos en los cuales cada PMT fue disparado. Si representamos el chubasco por un punto moviéndose a la velocidad de la luz a lo largo de su eje y admitimos que la luz viaja en línea recta desde su punto de emisión hasta el telescopio, el tiempo t_i en el cual la luz alcanza un PMT está dado por [19].

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan \left[\frac{(\chi_0 - \chi_i)}{2} \right], \quad (1.3)$$

donde t_0 es el instante en que ocurre la mayor aproximación entre el chubasco y el telescopio, R_p es la distancia entre el chubasco y el telescopio en ese instante, χ_0 es el ángulo formado entre el eje del chubasco y el suelo en el SDP, y χ_i es el ángulo de elevación en el SDP del PMT en cuestión. La Fig. 1.8 ilustra la geometría del problema.

Existen por lo tanto tres parámetros desconocidos: t_0 , R_p y χ_0 . Si un rastro en el detector no es lo suficientemente largo, la reconstrucción de los tres parámetros en cuestión se torna ambiguo. En ese caso, una familia de ejes pertenecientes a el SDP satisfacen la Ec. 1.3.

La reconstrucción del chubasco con un único detector es llamado de reconstrucción mono. Cuando más de un edificio de fluorescencia con sus telescopios detecta el mismo chubasco la reconstrucción es llamada de estéreo.

En ese caso la determinación del eje del chubasco es hecha sin ambigüedades a través de cruzamiento entre los SDPs determinados por cada uno de los edificios con sus respectivos telescopios. El 20 de mayo del 2007, el observatorio Auger detectó por primera vez un mismo evento con los cuatro edificios de fluorescencia. La energía estimada para ese evento fue de $\sim 10^{19}$ eV.

Una vez conocida la geometría del chubasco, podemos determinar su energía a través de su perfil longitudinal. En esa etapa de la reconstrucción un modelo atmosférico debe ser utilizado para recuperar, a través de la luz recibida en el telescopio, la luz emitida en el eje del chubasco. El perfil longitudinal describe la energía depositada en la atmósfera por la parte electromagnética del chubasco a lo largo de su eje como función de la profundidad y es proporcional al número de partículas cargadas en el chubasco.

El cálculo de energía incluye una corrección estimada a través de simulaciones del orden de 5-15 %, y en donde se considera la energía de muones muy energéticos y neutrinos del chubasco que no interactúan con la atmósfera. Una vez que conocemos el número de partículas cargadas como función de la profundidad en la atmósfera $N_e(X)$, la energía del primario puede ser obtenida a través de [31].

$$E = (1 + f) \frac{E_c}{\lambda_r} \int N_e(X) dX, \quad (1.4)$$

donde f es un factor que considera la energía debida a otras partículas del chubasco y E_c/λ_r es la razón entre la energía crítica y la longitud de radiación del electrón en el aire ($\sim 2.2 \text{ MeV/g cm}^{-2}$).

1.3.3. Reconstrucción Híbrida.

Como el SD funciona durante todo el tiempo, la mayoría de los eventos detectados por el FD son eventos híbridos. La reconstrucción de parámetros de un chubasco híbrido es más precisa que aquella hecha solamente con detectores de superficie o de fluorescencia.

Eventos que satisfacen el disparo TLT de un telescopio de fluorescencia, son comparados con los eventos detectados por el SD. Cuando las coincidencias temporales son encontradas, las informaciones de FD y SD son considerados formándose un evento híbrido.

La reconstrucción híbrida soluciona el problema de ambigüedades en la

determinación del eje del chubasco existente para una reconstrucción mono utilizando los tiempos en los cuales el chubasco fue detectado por las estaciones de superficie. El instante t_0 en el cual ocurre la mayor aproximación entre el chubasco y el telescopio es obtenido a través del instante t_j en el cual el chubasco alcanza una estación en la posición \mathbf{r}_j empleando la siguiente fórmula:

$$t_0 = t_j - \frac{\mathbf{r}_j \cdot \mathbf{a}}{c}. \quad (1.5)$$

Es necesario, por lo tanto, la información de solamente una estación para que una reconstrucción híbrida sea posible.

Las incertidumbres en la reconstrucción híbrida son determinadas a través de un análisis de eventos artificiales producidos por el CLF. Los resultados mostrados en la Fig. 1.9, comparan el desempeño de las reconstrucciones mono e híbrida.

Datos de eventos híbridos son también utilizados para determinar la forma y el valor de los parámetros del LDF, necesarios para la reconstrucción de la energía del primario para eventos detectados solamente por el SD. La relación entre $S(1000)$ y la energía del primario también puede ser determinado a través del análisis de eventos híbridos.

La incertidumbre sistemática de la energía reconstruida es del 22 % [39].

1.3.4. Análisis de datos híbridos

Como ya se mencionó anteriormente un evento híbrido es un chubasco atmosférico que es detectado simultáneamente por el detector de fluorescencia y el arreglo de superficie. Si un chubasco independientemente hace disparar los dos detectores, el evento es etiquetado como un híbrido de oro ("Golden Hybrid") y estos eventos pueden ser completamente reconstruidos en los dos modos de detección. En el SD la densidad de energía de las partículas del chubasco a nivel del suelo es usado para determinar la energía del rayo cósmico. En el FD la observación del perfil longitudinal del chubasco permite la medición de la energía calorimétrica de la partícula primaria. Esta muestra de eventos, aunque sea pequeña con respecto a la muestra de SD, es muy importante ya que constituye el grupo de datos base para la calibración de energía de los eventos SD [10, 12].

El detector de fluorescencia teniendo un menor umbral de energía pudiera promover un disparo de subumbral en el SD. En este caso, las estaciones de

superficie se hacen coincidir en tiempo y ubicación, aunque estos no cumplan las condiciones de un disparo SD independiente. Esta es una importante característica del observatorio que permite detectar eventos híbridos de subumbral que no hubieran disparado el arreglo SD de otra manera. Aquí, la energía de reconstrucción se basa únicamente en la energía calorimétrica del perfil longitudinal.

Así como los eventos híbridos de oro ("Golden Hybrid"), estos eventos de subumbral sufren limitaciones estadísticas, pero son de interés particular porque permiten una extensión de la medición del espectro de energía en una region donde SD no es totalmente eficiente [8] y además estos eventos tienen cualidades superiores con respecto a los eventos FD monocular (aquellos sin información SD) por la medición precisa de la geometría del chubasco [7].

En el FD, los chubascos de rayos cósmicos son detectados como una secuencia de pixeles disparados en una matriz de foto-multiplicadores. Esta secuencia permite la determinación del plano chubasco-detector "Shower-Detector plane" (SDP), el plano que incluye la localización del detector de fluorescencia y la línea del eje del chubasco, con una incertidumbre típica del orden de unas décimas de grado. Entonces la determinación de la geometría del chubasco se basa en los tiempos de arribo de los fotones a los pixeles individuales [7]. En la reconstrucción monocular la precisión se degrada cuando la velocidad angular medida no cambia significativamente sobre la longitud observada de rastreo. En tales casos el eje de chubasco puede ser sobrestimado dentro del SDP y después dar grandes incertidumbres en la reconstrucción de las direcciones de arribo y el punto de impacto a nivel del suelo. Esto, mas allá, conduce a incertidumbres en otros parámetros del chubasco y en particular en la energía reconstruida del chubasco.

La aproximación híbrida suplementa el método de ajuste de dirección tradicional FD con el tiempo de llegada del chubasco en el suelo medido por una estación SD. Esto resulta en un mejoramiento notable en la determinación de la geometría del chubasco, como se ilustra en la Fig. 1.10 donde se muestran, para un evento típico, los puntos de impactos a nivel de suelo correspondientes a los métodos de reconstrucción monocular e híbrida. El conocimiento preciso del tiempo de llegada del chubasco a nivel del suelo remueve una degeneración en el tradicional acercamiento FD monocular que usa sincronización de los pixeles para reconstruir el eje del chubasco. En el modo híbrido, la resolución de la dirección y de la posición del punto de impacto a nivel de suelo es menor que

Cuadro 1.1: Estimaciones actuales de las incertidumbres sistemáticas que afectan la reconstrucción de la energía. Valores tomados de [10].

	Incertidumbre %
rendimiento por fluorescencia (“fluorescence yield FY”)	14
efecto por enfriamiento de FY	5
calibración absoluta FD	9
respuesta por longitud de onda FD	3
atenuación molecular	1
atenuación por aerosol	7
modelo de dispersión múltiple	1
método de reconstrucción FD	10
energía invisible	4
total	22

0.6° y 50 m respectivamente [9, 13, 14].

La energía total de cada evento es obtenida combinando el conocimiento sobre la respuesta del detector con datos observacionales sobre las condiciones atmosféricas [7]. Una vez que la geometría es conocida, el perfil observado de energía depositada es reconstruida tomando en cuenta la dispersión y la absorción de la luz durante su propagación en la atmósfera y la presencia de luz Cherenkov emitida y dispersada. El método usado es descrito en detalle en [15]. La energía liberada por la componente electromagnética del chubasco es estimada por medio de un ajuste usando una función de Gaisser-Hillas [16] al perfil reconstruido de energía depositada e integrándolo sobre el rango entero de profundidad atmosférica. Finalmente la energía total del chubasco se deriva después de corregir la energía que se llevan los neutrinos y muones de alta energía [17]. Después de la selección de calidad, la resolución de energía (definida como una incertidumbre estadística evento-a-evento) del detector de fluorescencia es menor que 10 % [9].

Incertidumbres sistemáticas en la determinación de la energía se relacionan con el detector, a la atmósfera y al procedimiento de reconstrucción. Todas ellas se resumen en la Tabla 1.1. Una incertidumbre total de alrededor del 22 % en la energía [10] se obtiene sumando las contribuciones individuales en cuadratura.

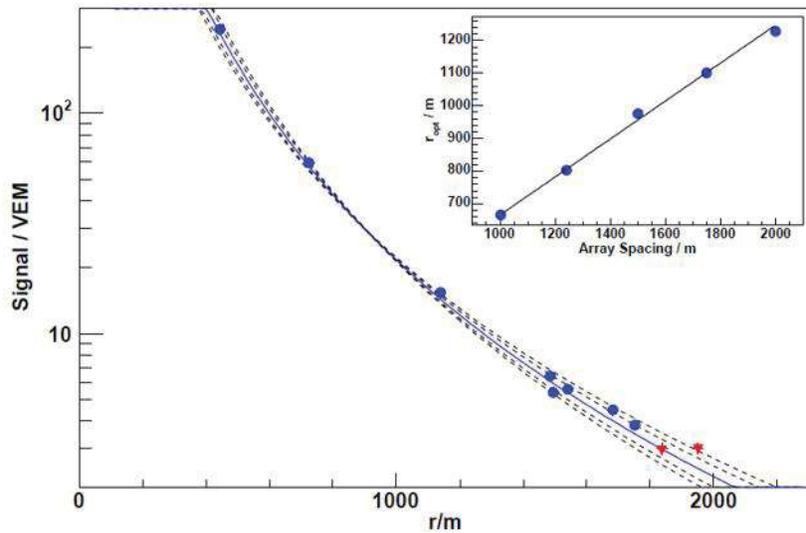


Figura 1.3: Señal en la estación como función de r para un evento detectado por el observatorio Auger. Las diversas curvas ajustadas muestran el resultado de la reconstrucción para diferentes valores de inclinación β del LDF. Los puntos rojos indican estaciones con señal cero. El gráfico menor en la esquina superior derecha muestra el valor óptimo de r como función del espaciamiento entre los detectores [28].

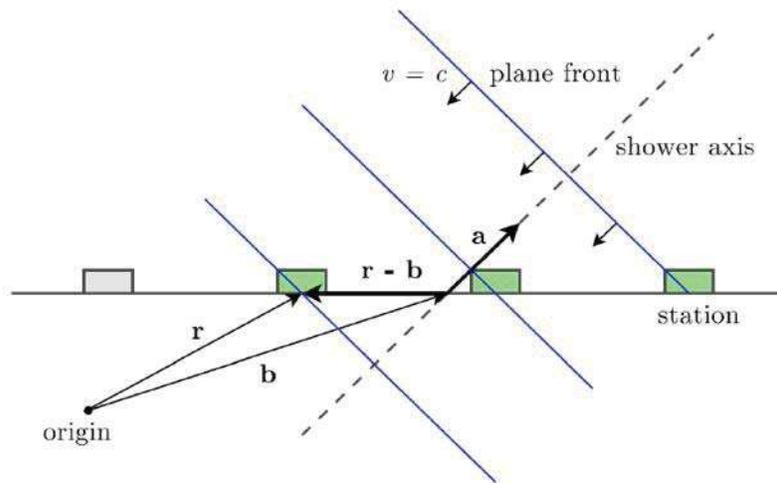


Figura 1.4: Aproximación del frente del chubasco por un plano [31].

1.4. Mejoramientos del Observatorio Pierre Auger

1.4.1. Diseño y propiedades del sistema de detección HEAT ("High-Elevation Auger Telescopes")

El Observatorio Pierre Auger fue diseñado para medir la energía, la dirección de llegada y la composición de los rayos cósmicos con energías arriba de

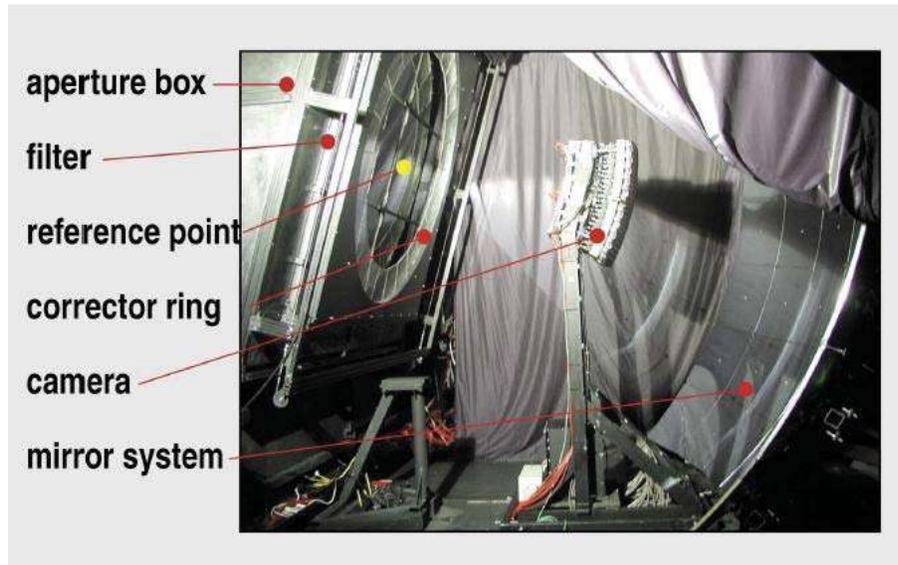


Figura 1.5: Componentes de un telescopio de fluorescencia.

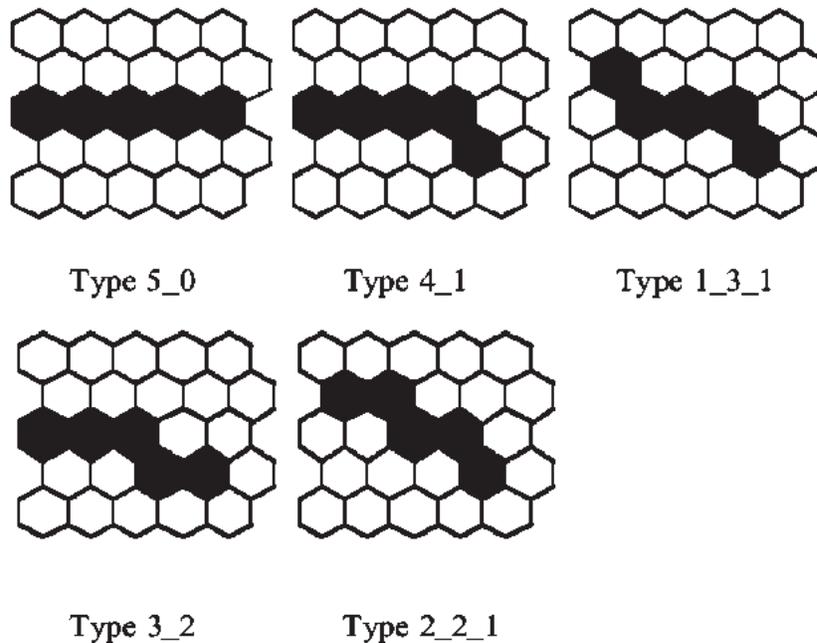


Figura 1.6: Algunos ejemplos de patrones formados por 5 PMTs que son aceptados por los disparos SLT [36].

10^{18} eV con una alta precisión y significancia estadística. La construcción del sitio del sur, cerca de Malargüe, Provincia de Mendoza, Argentina, se completó a mediados del 2008 y el análisis de los datos registrados ya ha dado importantes resultados, por ejemplo, en el caso del espectro de energía de rayos cósmicos [40], la distribución de las direcciones de arribo de los eventos [41], estimaciones sobre su composición [42] y límites superiores al flujo de rayos gama y neutrinos

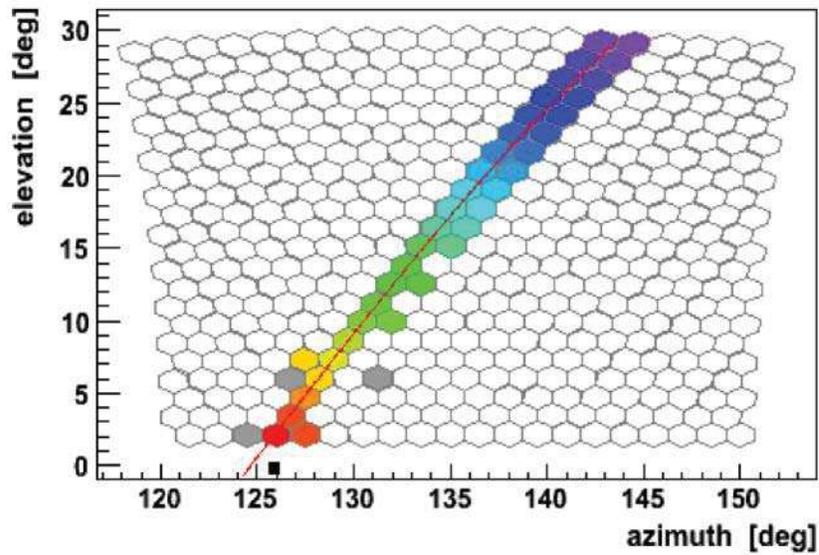


Figura 1.7: Rastro en el detector de fluorescencia causado por un evento real medido por el observatorio Auger. Los colores indican el tiempo en el cual cada PMT fue disparado (azul indica los PMTs que fueron disparadas más temprano y rojo, que fueron disparados más tarde). La línea roja muestra la orientación reconstruida del eje del SDP [18].

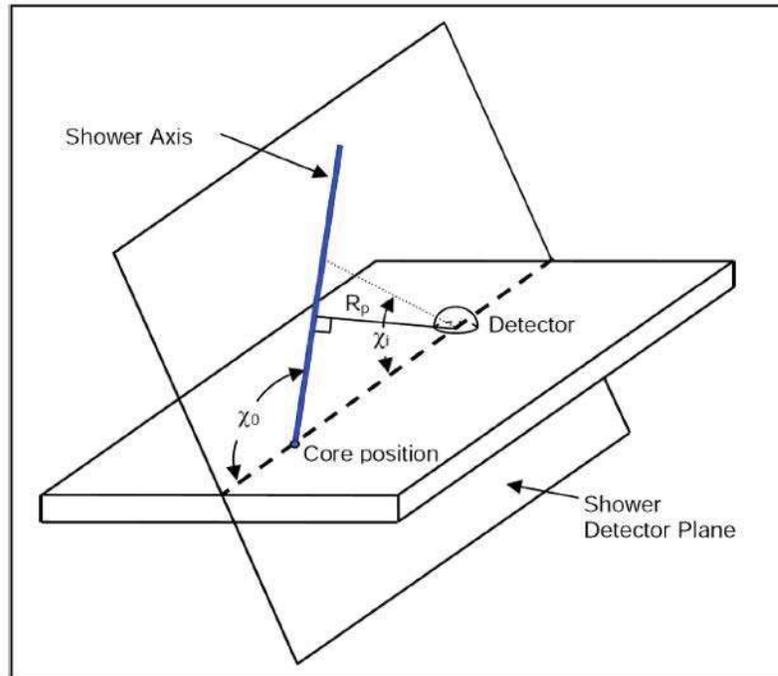


Figura 1.8: Parámetros involucrados en la reconstrucción de la geometría de un chubasco por un detector de fluorescencia [18].

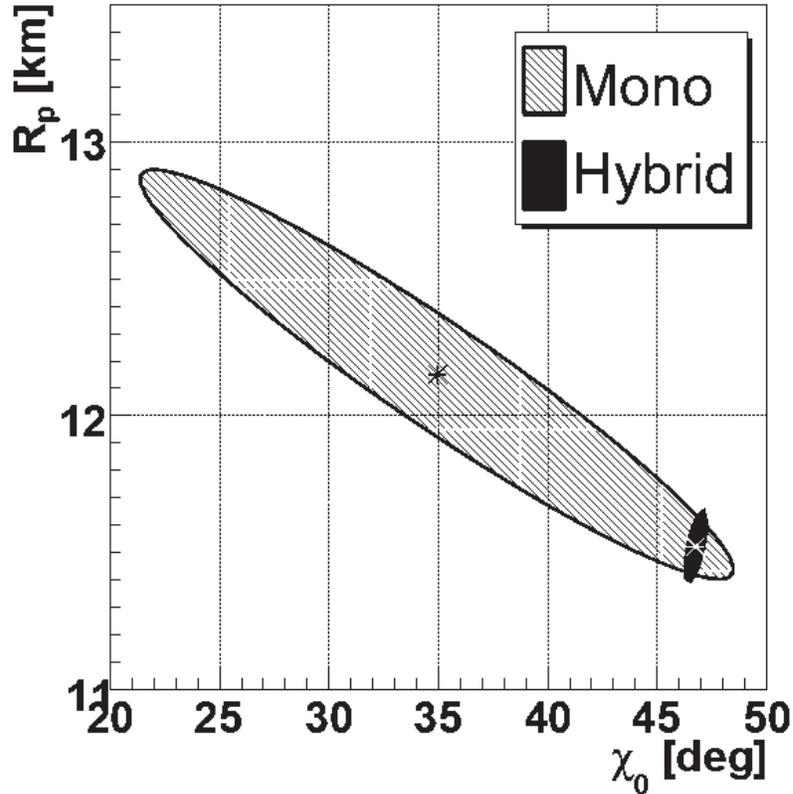


Figura 1.9: Comparación entre la reconstrucción de la geometría del chubasco por el método híbrido y mono. Los asteriscos negros y blancos representan el valor reconstruido de R_p y χ_0 para la reconstrucción mono e híbrida respectivamente. Las elipses demarcan la incertidumbre de 1σ para cada resultado [38].

de ultra-energías [43], [44]. La estadística y los parámetros de los rayos cósmicos medidos a las energías más altas son adecuados para hacer frente a cuestiones abiertas como la supresión del flujo debido al efecto GZK, discriminar entre los modelos "bottom-up" y "top-down", y para localizar posibles fuentes puntuales extra-galácticas. Sin embargo, para la mejor discriminación entre los modelos astrofísicos se requiere el conocimiento de la evolución de la composición de los rayos cósmicos con la energía en la esperada región de transición de galáctica a extra-galáctica en el rango de 10^{17} eV a 10^{19} eV. Las pruebas de los modelos de aceleración y transporte de los rayos cósmicos galácticos y extra-galácticos son sensibles a la composición y su dependencia energética en la región de transición donde el observatorio con el diseño original posee una eficiencia de detección baja. La técnica de fluorescencia es la más adecuada para determinar la composición de los rayos cósmicos usando la medida del ancho máximo del chubasco. Como la señal de fluorescencia es aproximadamente proporcional a la energía de las partículas primarias, chubascos de baja energía sólo se pueden detectar a distancias cortas de los telescopios. Además, como estos chubascos se

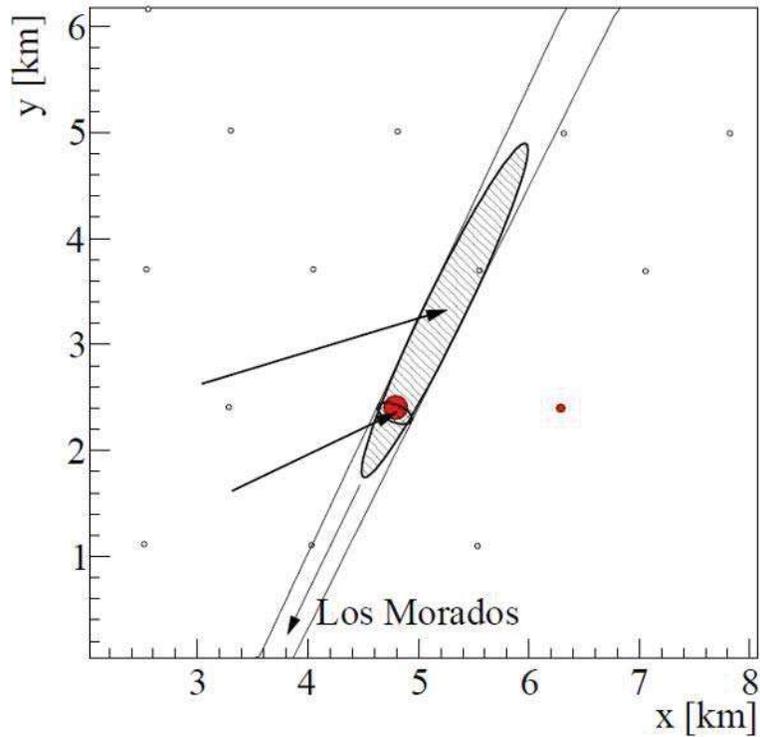


Figura 1.10: Determinación del punto de impacto en el terreno para un sólo evento con ambos métodos de reconstrucción: mono e híbrido. El evento ha sido detectado por el sitio FD Los Morados: la flecha hacia abajo apunta la dirección del sitio y las dos líneas muestran la incertidumbre del plano SDP a nivel del suelo. La pequeña (grande) elipse alargada representa la incertidumbre en la posición central en la reconstrucción híbrida (mono). Las flechas indican la dirección en la reconstrucción en los dos casos, su longitud es proporcional al seno del ángulo cenital reconstruido. Los círculos vacíos (reellenos) muestran las estaciones SD activas (disparadas). Las estaciones disparadas se muestran con un radio proporcional al logaritmo de la señal.

desarrollan de manera muy temprana arriba en la atmósfera, su máximo ancho se encuentra a alturas muy grandes en la atmósfera y, por lo tanto, no es accesible a los telescopios de Auger debido a su limitado campo de visión en elevación (30°). Además, la orientación geométrica del eje del chubasco con respecto al telescopio impone un sesgo en la selección del chubasco [45]. Esta fue la motivación para la construcción de HEAT, los telescopios de alta elevación. Los tres telescopios de HEAT son similares a los estandarizados 24 de Auger y se pueden inclinar, proporcionando la extensión del campo de vista a ángulos de elevación mayores. De los datos recogidos por el Observatorio Pierre Auger, sabemos que la calidad de la reconstrucción se mejora considerablemente si los chubascos son registrados por un disparo híbrido. Eventos híbridos proporcionan información sobre el perfil del chubasco de los datos del detector de fluorescencia (FD) y de al menos uno de superficie del detector (SD). La hora y el lugar del punto de

impacto del chubasco en el suelo establecen restricciones adicionales que mejora la reconstrucción de la energía del chubasco de manera significativa [46], [47]. La Colaboración Pierre Auger ha construido un arreglo adicional de superficie más pequeño (con los que ya estaban antes) de detectores situado a una distancia óptima en el campo de visión de HEAT [48].

En 2006, la colaboración Auger decidió ampliar los detectores de fluorescencia originales, un sistema que consta de 24 telescopios situados en cuatro sitios en la periferia del conjunto de detectores de superficie, con tres telescopios de alta elevación "High Elevation Auger Telescopes" (HEAT). Estos telescopios han sido construidos, y se encuentran a 180 m al noreste del edificio FD de Coihueco. Al mismo tiempo, la colaboración ha desplegado estaciones de superficie adicionales formando una red más compacta de 24 km^2 ubicada en el campo de visión de HEAT. La distribución de HEAT y el arreglo compacto se muestran en la Fig. 1.11.

El diseño de HEAT es muy similar al del sistema FD [49], a excepción de que en el primero se tiene la posibilidad de inclinar los telescopios hacia arriba en 29° . En ambos casos, un gran campo de visión de alrededor de $30^\circ \times 30^\circ$ se obtiene utilizando óptica de Schmidt (aproximadamente $30^\circ \times 40^\circ$ cuando se inclina). La luz de fluorescencia al entrar por la apertura se enfoca, por un espejo esférico, hacia una cámara que contiene 440 PMTs hexagonales. Un filtro transmisor UV montado en la ventana de entrada reduce el fondo de luz de las estrellas con eficacia. Un anillo corrector anular asegura un tamaño de sitio de aproximadamente 0.6° a pesar de la gran eficacia de apertura de alrededor de 3 m^2 . La alta sensibilidad de los telescopios FD de Auger permiten la detección de chubascos de alta energía hasta 40 km de distancia. Un sistema de control para la operación remota desde Malargüe permite un manejo seguro.

Las diferencias entre los telescopios convencionales de FD y de HEAT son debidas al mecanismo de inclinación. Mientras que los 24 telescopios originales de FD se encuentran en cuatro edificios de concreto sólido, los tres telescopios de HEAT se instalaron en recintos individuales de pivote montado. Cada refugio de telescopio está hecho de ligeras paredes aisladas acopladas a una estructura de acero. Cada uno de estos descansan en marcos de acero rellenos de hormigón reforzado. Un sistema hidráulico de accionamiento eléctrico puede inclinar la pesada plataforma 29° en dos minutos. Todo el diseño es muy rígido y puede soportar grandes cargas de viento y nieve como es requerido por las normas legales. Todos los componentes ópticos están conectados a la placa de tierra rígida

para evitar vibraciones inducidas por el viento y para mantener la geometría fija. El espejo y la cámara fueron inicialmente ajustadas en posición horizontal (posición de servicio). Para asegurar suficiente estabilidad mecánica del cuerpo de la cámara y el sistema de soporte del espejo, se emplearon barras de acero adicionales y un conjunto de estructuras de apoyo. La estabilidad mecánica se controla por medio de sensores de distancia e inclinación. El mecanismo de la inclinación se ilustra en la Fig. 1.12.

Otro de los cambios de diseño para HEAT es el uso de una mejora en la adquisición de datos electrónicos (DAQ), cuyo concepto y el particionamiento es en principio igual que con la versión anterior. El nuevo diseño de la electrónica se ha modernizado y actualizado con FPGAs más grandes y más rápidas. Junto con eso, la frecuencia de muestreo del sistema de digitalización se incrementó de 10 MHz a 20 MHz y la velocidad de lectura en general pudo ser aumentada. Desde el punto de vista de la toma de los datos, el funcionamiento de HEAT actúa independiente como el quinto sitio de telescopios.

El sistema de monitoreo a distancia antes mencionado ha sido utilizado para demostrar que la inclinación de los recintos de telescopios no modifica los parámetros ópticos de los telescopios de manera significativa. Además, las mediciones de referencia por calibración en caso de ángulos de inclinación diferentes han demostrado que la influencia del campo magnético de la Tierra sobre el desempeño de los PMTs es sólo marginal y por lo tanto puede ser despreciado. Una fotografía de HEAT en el modo inclinado se muestra en la Fig. 1.13.

1.4.2. Extensión AMIGA "Auger Muons and Infill for the Ground Array"

La región de energía desde 10^{17} eV a 10^{18} eV es de suma importancia para entender el origen de los rayos cósmicos de alta energía: el rango donde la transición del flujo galáctico a extra-galáctico pudiera ocurrir. Las mediciones del espectro de energía y la composición dentro de ese rango se espera que permita la discriminación entre diferentes modelos astrofísicos [53, 54, 55]. El Observatorio Pierre Auger tiene la cualidad de combinar la observación de la luz de fluorescencia inducida por los chubascos atmosféricos extendidos con la medición de las correspondientes partículas secundarias que llegan a nivel de suelo. Este enfoque híbrido permite que los observables de los rayos cósmicos sean interpretados con una precisión sin precedentes. El sitio sur del Observatorio, ubicado en la Provincia de Mendoza, Argentina, abarca un área de $3,000 \text{ km}^2$ cubiertos con más de 1,600 detectores de superficie (SD) desplegados en una

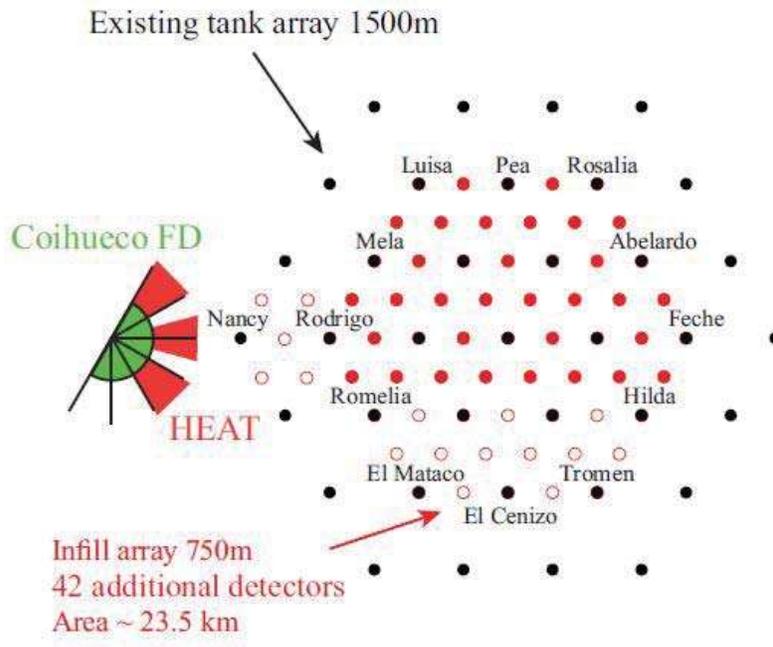


Figura 1.11: Diseño del arreglo de relleno, el recinto de Coihueco y los telescopios de fluorescencia de HEAT. Las estaciones de relleno adicionales están marcados en rojo (sólido: si ya está integrado en la toma de datos).

mallla triangular de 1500 m de separación entre detectores. El arreglo SD es complementado por 24 detectores de fluorescencia (FD), los telescopios están agrupados en unidades de 6 en cuatro sitios en la periferia del arreglo. Cada telescopio tiene $30^\circ \times 30^\circ$ en elevación y campo de visión acimutal. El arreglo regular del Observatorio es totalmente eficiente por encima del $3 \cdot 10^{18}$ eV [56] y en el modo híbrido este rango se extiende a $\sim 10^{18}$ eV [57], que no es suficiente para estudio de la región de transición.

La colaboración Auger ya ha medido el espectro de energía de los rayos cósmicos desde 10^{18} eV hasta un poco por encima de 10^{20} eV [58]. Las primeras mejoras del Observatorio Auger, AMIGA y HEAT ("High Elevation Auger Telescopes" [59]), tienen como objetivo medir el espectro de rayos cósmicos y su composición química. Ambas extensiones comenzaron en 2008 después de que la construcción del Observatorio finalizó. HEAT complementa al FD de Auger con tres telescopios adicionales que se inclinan hacia arriba para ampliar el rango de ángulos de visión vertical de 30° hasta 60° . A su vez AMIGA consiste en una serie de detectores Cherenkov de agua (WDS) que figuran en un espacio hexagonal con lados de 750 m y 433 m (arreglo llamado de relleno clasificado o, simplemente, de relleno) y un conjunto de detectores de muones (MD) cada uno de 30 m^2 enterrados a una profundidad de 2.3 metros. Cualquier muon que

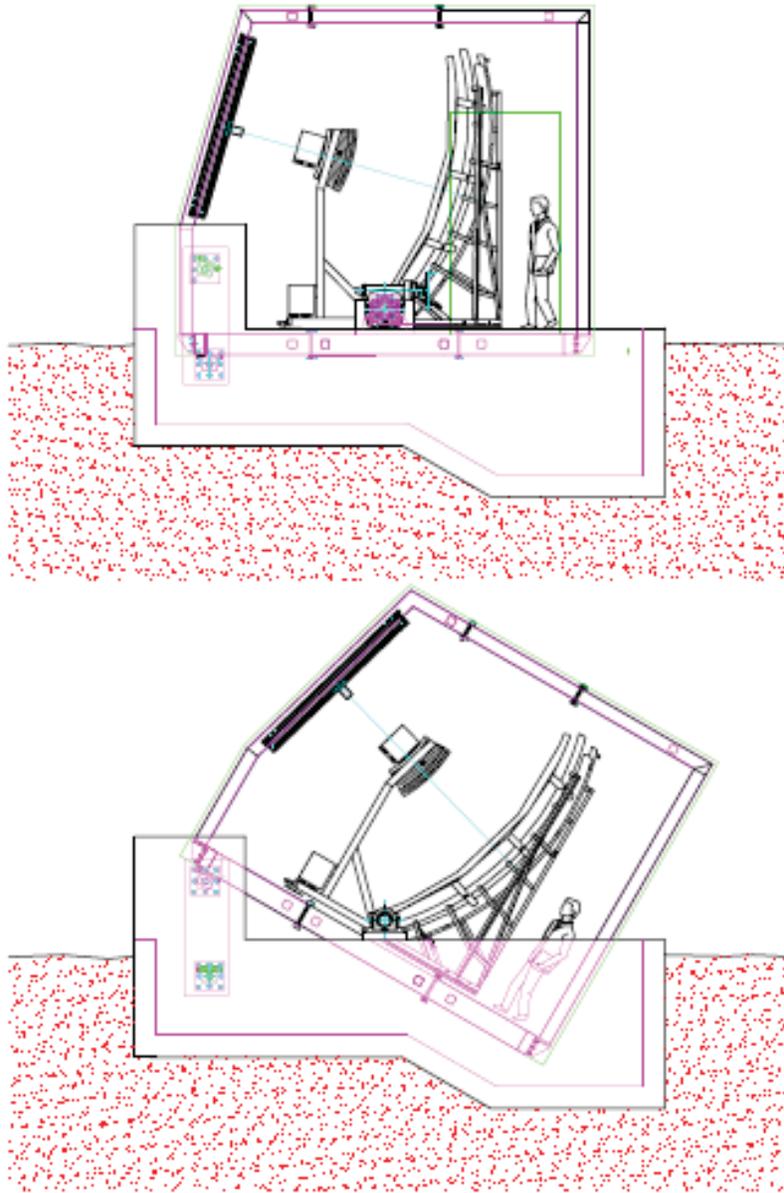


Figura 1.12: Representación esquemática de la sección transversal de uno de los telescopios de HEAT. Parte superior: modo horizontal de servicio y de calibración cruzada. Parte inferior: toma de datos en modo de orientación inclinada.

incida con la energía ≥ 1 GeV es capaz de atravesar el suelo y de alcanzar los detectores de muones que se encuentran enterrados cerca de los WDs como se muestra en la Fig. 1.14. El arreglo de relleno de 750 m se distribuye sobre un área de 23.5 km^2 , mientras que el arreglo de 433 m previsto cubrirá únicamente un área de 5.9 km^2 . Estas separaciones permiten la detección de rayos cósmicos hasta energías de $3 \cdot 10^{17}$ eV y 10^{17} eV, respectivamente. A continuación se describirá el estado del proyecto de AMIGA. Una descripción del funcionamiento



Figura 1.13: Fotografía de HEAT en el modo inclinado con persianas cerradas.

del detector se presenta en [60, 61].

En Abril del 2011 se desplegaron 53 de las 61 estaciones de superficie previstas para la red de relleno de 750 metros (ver Fig. 1.15). Para la red menor de 433 m, (24 nuevos detectores) se instalarán después de la finalización de la serie de 750. Los detectores Cherenkov de agua utilizados en la red de relleno son idénticos a los utilizados en el arreglo principal con el beneficio de ser de una tecnología probada. Por otra parte, la red de relleno es incrustada en el arreglo regular y por lo tanto, la misma selección y las estrategias de reconstrucción pueden ser empleados en la reconstrucción de eventos observados por el arreglo pequeño. La eficiencia de disparo, apertura y cálculo de la exposición, la selección de eventos, la reconstrucción de la geometría y las funciones de la distribución lateral utilizados (FLD), así como el estimador de energía y la calibración de energía, todos se benefician de los algoritmos probados con éxito en los últimos años para el arreglo ordinario SD de Auger (para una descripción detallada ver [60]). Cualquier evento de relleno se acepta si al menos tres estaciones formando un triángulo activan el disparador local del tipo "Time over Threshold" (3ToT) [56]. La eficiencia de disparo como función de la energía para eventos simulados (eventos 3ToT) con ángulos cenitales por debajo de 55° se muestra en la Fig. 1.16 en caso del arreglo normal y el de relleno. Como puede verse, a la distancia de 750 metros, el relleno permite que los rayos cósmicos se detecten con total eficiencia a partir de la energía umbral de $3 \cdot 10^{17}$ eV. Integrando la apertura instantánea de relleno efectiva sobre el tiempo en que el detector se mantuvo estable, la

exposición entre agosto de 2008 y marzo de 2011 asciende a 26.4 ± 1.3 años km^2 sr. Con la configuración actual que consta de 16 hexágonos, la tasa media de eventos 3ToT es de 55 eventos / día / hexágono de los cuales $\sim 51\%$ cumplen la selección fiducial y donde eventos que caen cerca de la frontera del arreglo son rechazados.

Como se hizo con el arreglo de 1.5 km, las incertidumbres en la medición se han derivado de los datos [62]. La resolución angular de la red de 750 es de 1.3° para eventos con por lo menos 4 estaciones activadas. Para reconstruir los eventos, la distribución de las señales SD en el suelo como función de su distancia al eje del chubasco está ajustada a una función $S(r)$ llamada LDF ("Lateral Distribution Function"). La distancia óptima, r_{opt} , donde las fluctuaciones de la señal se reducen al mínimo depende del espaciamiento entre los detectores de la red. La señal $S(r_{opt})$ es el parámetro utilizado como estimador de la energía. Para la serie regular, r_{opt} es igual a 1,000 metros, mientras que para la red de relleno de 750 metros, es igual a 450 m. Como ejemplo de la LDF de un evento en la red de relleno con $2.7 \cdot 10^{18}$ eV que incide con ángulo cenital de 27° se muestra en el panel superior de la Fig. 1.17. El mismo evento reconstruido utilizando solamente las estaciones del arreglo regular se muestra en el panel inferior. De evento a evento, las principales fuentes estadísticas de incertidumbre en el parámetro $S(450)$ son las fluctuaciones de chubasco a chubasco, el tamaño finito de los detectores y la toma de muestras dispersas de la LDF. Existe también la contribución sistemática debido a la falta de conocimiento de la LDF. La incertidumbre total de $S(450)$ derivada a partir de los datos de relleno va desde $\sim 22\%$ en 10 VEM a $\sim 13\%$ en 100 VEM. La energía de un evento se estima de los parámetros del suelo con independencia del ángulo cenital del chubasco atmosférico por medio del método de "Constant Intensity Cut" (CIC) [63]. El método permite que el parámetro $S(450)$ evaluado a cualquier ángulo θ sea evaluado en un ángulo de referencia de 35° (S_{35}). S_{35} se calibra usando los eventos simultáneos observados por el SD y el FD. El arreglo de relleno es totalmente eficiente a partir de $S_{35} \sim 20$ VEM.

El MD se encuentra actualmente en su fase de prototipo, denominado "Unitary Cell" (UC). La UC estará integrado por siete detectores enterrados para ser instalados en las estaciones de superficie de un hexágono del arreglo SD y en su centro. Una vez completado, la UC estará integrada por contadores de centelleo de $30 m^2$. Cada contador se compondrá de dos módulos de $10 m^2$ y dos módulos de $5 m^2$ asociados a un sólo detector Cherenkov de agua. A su vez, cada módulo se compondrá de 64 tiras centelleadoras de 4.1 cm de ancho x 1.0 cm de

alto. La longitud de las tiras es 4 m y 2 m para los módulos de 10 m^2 y 5 m^2 respectivamente [61]. En la actualidad, tres detectores de 10 m^2 se han desplegado en las posiciones mostradas en la Fig. 1.15. En el centro del hexágono, un módulo de 5 m^2 adicional también fue instalado. Aunque la MD tiene un disparo interno independiente para fines de seguimiento y auto-calibración (ver [61] para más detalles), ya en operación usará el disparo de las señales de la estación asociada WD. La geometría del evento y la energía primaria de los chubascos detectados por AMIGA se reconstruyen a través de los datos SD únicamente, como se explicó anteriormente. Una vez que los parámetros del chubasco se obtengan, los datos MD se analizarán [61] para proporcionar el número de muones del evento observado. A partir de abril de 2011, las estaciones de superficie proporcionarán el menor nivel de disparo (T1, en el modo simple) a sus detectores de centelleo asociados. La electrónica necesaria para el enlace de los datos de MD con los más altos niveles de disparo de SD está en desarrollo y por lo tanto, aún no es posible incluir los datos de muones a la cadena de reconstrucción del chubasco. A continuación se describe la correlación observada, a nivel de T1, entre las adquisiciones MD y su estación asociada SD. Las estaciones de superficie tienen dos modos de disparo independientes T1 [56]: un modo basado en el umbral de discriminación (THT1), y un modo en que la señal debe ser mantenida por encima del umbral a lo largo de más de 325 ns (ToT-T1). La tasa de disparo que satisface la condición TH-T1 en el WD es de alrededor de 100 Hz, mientras que la tasa que satisfacen los ToT-T1 es de $\sim 1.5 - 2$ Hz. Una vez que el MD es disparado, se registra la señal digital de cada una de las 64 tiras de centelleo en la memoria local. Cada señal tiene 768 muestras lógicas y hasta 1024 eventos se pueden almacenar. Dentro de cada señal, un 1 lógico se almacena cada vez que el pulso correspondiente es superior a un cierto (ajustable) umbral de discriminación. Sólo el 1% de los eventos WD T1 tienen también datos en el MD. La tasa de estos eventos es de alrededor de 1.6 Hz. Por otra parte, dentro de esta pequeña fracción, en un 95% de los casos menos de 4 tiras fueron golpeadas. Estos eventos de baja multiplicidad se dispersan en el tiempo a través de uno o dos intervalos de 12.5 ns. En la parte superior de la Fig. 1.18, dos eventos T1, registrados por el MD, se superponen a modo de ejemplo. Uno de ellos es un típico evento de baja multiplicidad, mientras que el otro es un caso bastante inusual con alta multiplicidad. La proyección sobre el eje de tiempo de los 1s lógicos de todos los eventos MD no vacíos disparados por el WD T1 se muestra en el panel inferior de la Fig. 1.18. El umbral de discriminación se fijó a $\sim 80\%$ de la media de la altura del pulso del simple foto electrón. Alrededor del 40% de estos eventos contribuyen al bien definido pico gaussiano que se aprecia en

la inserción, mostrando una correlación con el tiempo T1 WD lo que indica un origen físico común. El 60 % restante, que constituye la línea base de histograma, es probable que sea fondo atmosférico, dado que está uniformemente distribuido en el tiempo. Los mismos resultados se obtuvieron con niveles de discriminación diferentes.

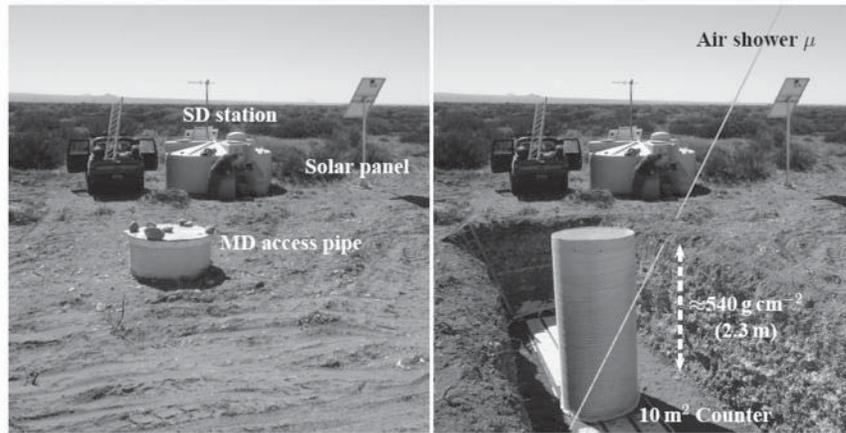


Figura 1.14: Concepto de AMIGA: (Izquierda) Una estación de la red de superficie SD de relleno con su contador de muones asociado ya enterrado. Una vez instrumentado, el tubo de acceso estará lleno de bolsas conteniendo tierra del lugar de instalación. (Derecha) Foto-montaje para ilustrar el concepto del detector: cualquier muón con energía de incidencia ≥ 1 GeV penetra el suelo y es capaz de alcanzar al centellador enterrado.

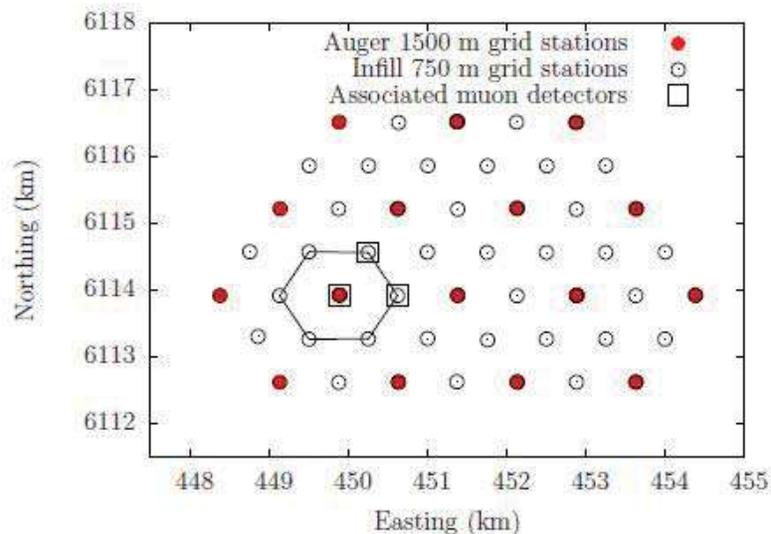


Figura 1.15: Estado del arreglo de AMIGA en abril del 2011: las estaciones de superficie desplegadas en la red de 750 m se muestran juntos con los detectores de muones asociados. El prototipo MD constará de 7 contadores ubicados en el hexágono marcado.

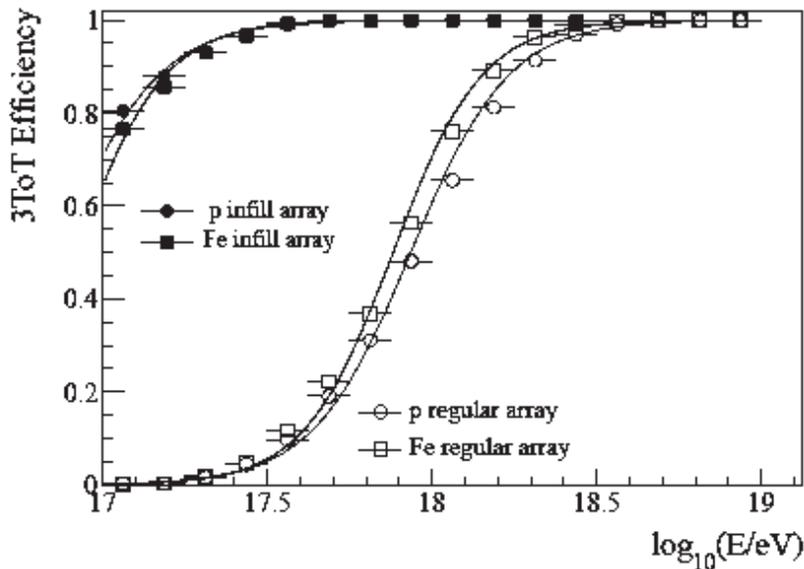


Figura 1.16: La eficiencia de disparo 3ToT para los arreglos de relleno y el regular obtenidos en las simulaciones de primarios de hierro y protones.

1.5. Espectro de energía de rayos cósmicos por encima de 10^{18} eV medido por el Observatorio Pierre Auger

Aquí se presenta una actualización del espectro de energía obtenido con la base de datos de los detectores de superficie [64], utilizando el período comprendido entre el 1 de Enero del 2004 al 31 de Diciembre del 2010. Hubo un aumento de la exposición en un 60 % con respecto a la publicación anterior y ahora es de $20,905 \text{ km}^2$ por año por sr. Esta se calcula mediante la integración del número de estaciones activas de detección del arreglo de superficie en el tiempo. La exposición SD se muestra en la Fig. 1.19 comparada con la utilizada en [64]. Por encima del $3 \cdot 10^{18}$ eV la aceptación SD está saturada, independientemente de la masa primaria. La incertidumbre sobre la derivación de la exposición es de aproximadamente 3 % [71]. La selección de eventos requiere que el detector Cherenkov de agua con la mayor señal deba estar rodeado de estaciones en operación y el ángulo cenital reconstruido deba ser menor que 60° . El número total de eventos por encima de $3 \cdot 10^{18}$ eV que cumplen con los criterios de selección es de unos 64,000. El número de eventos con energía superior a 10^{19} eV es de 5,000. El número de eventos por encima de $3 \cdot 10^{18}$ eV no refleja el aumento de la exposición con respecto a la publicación anterior así como el cambio en la calibración de la energía [72].

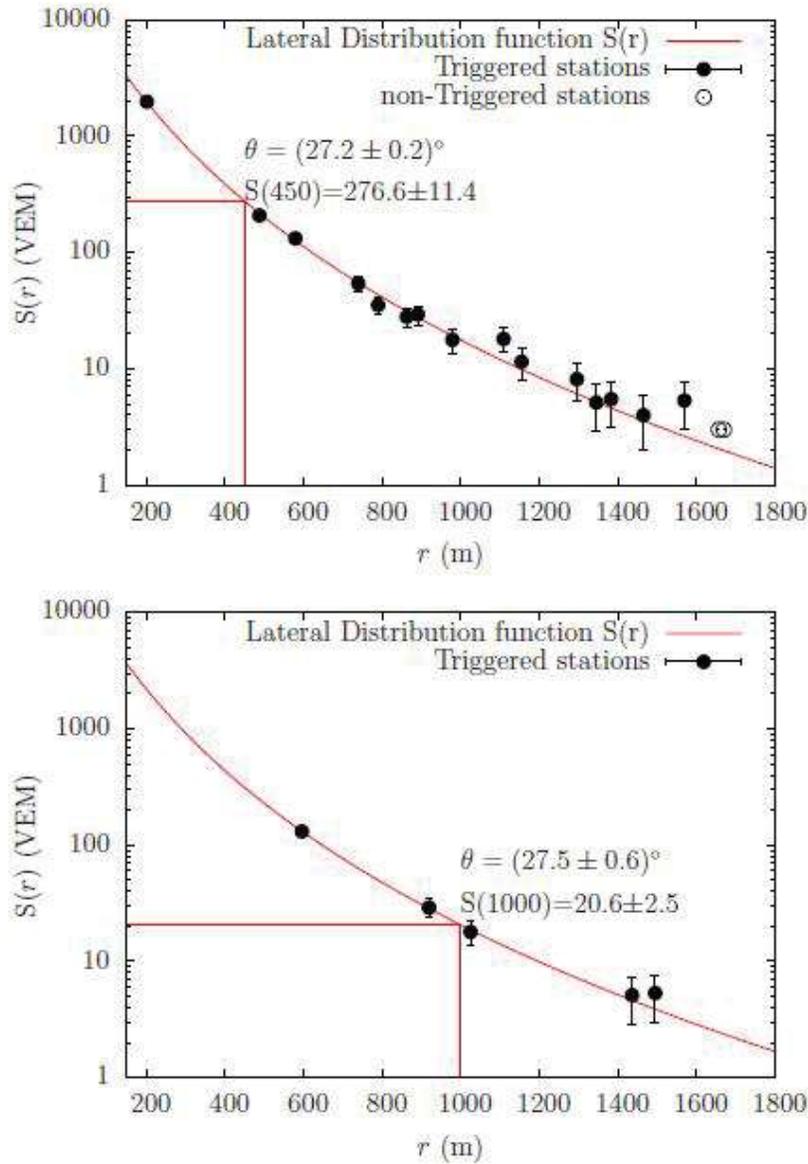


Figura 1.17: El mismo evento reconstruido con el arreglo de relleno (arriba) y el arreglo regular (inferior). Círculos sólidos y abiertos representan estaciones disparadas y no disparadas, respectivamente.

Como el estimador de energía para el SD utiliza la señal esperada a 1,000 metros del núcleo del chubasco, corregido por efectos de atenuación. La calibración del estimador de energía de los detectores de superficie se basa en eventos medidos en coincidencia con los detectores de fluorescencia [72]. El procedimiento se ve afectado por un error sistemático de un 22 % debido a la incertidumbre en la asignación de energía de fluorescencia.

La resolución de la energía del SD es $\sim 16\%$ en el umbral, cayendo a $\sim 12\%$ por encima de 10 EeV. Los detalles se pueden encontrar en [72]. La

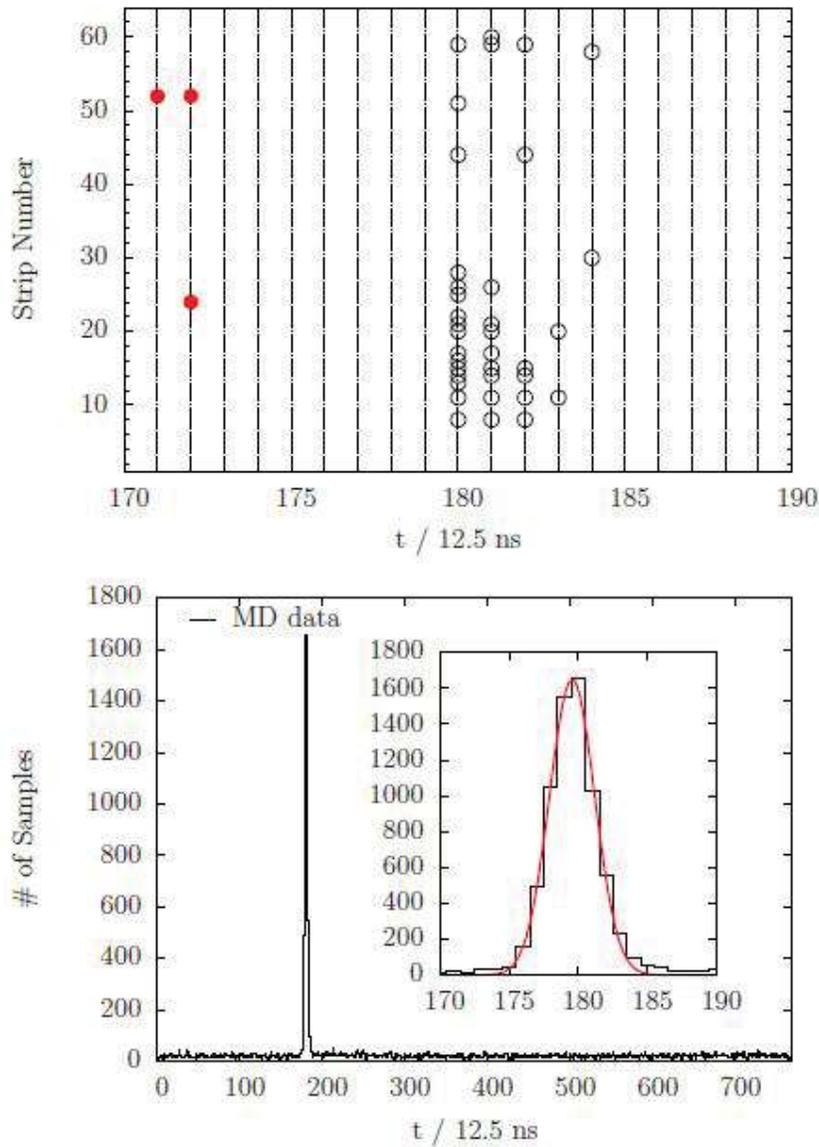


Figura 1.18: (Arriba) Dos eventos superpuestos T1 en el MD: uno típico de baja multiplicidad (círculos sólidos) y uno inusual con alta multiplicidad (círculos). Los eventos de baja multiplicidad representan alrededor del 95% de los eventos T1. (Abajo) Proyección sobre el eje temporal de la lógica 1s de los eventos disparados MD por WD T1s.

influencia de la migración de eventos bin-bin en la reconstrucción del flujo debido a la resolución de la energía ha sido corregido mediante la aplicación de un método de deconvolución. La corrección del flujo es ligeramente dependiente de la energía, pero es menor del 20% sobre el rango completo de energía.

El espectro de energía, incluida la corrección por la resolución de energía, se muestra en la Fig. 1.20. El número de eventos de la distribución bruta se superpone. La incertidumbre total sistemática del flujo del espectro derivada es

del 6% y se obtiene mediante la suma en cuadratura de la incertidumbre de la exposición (3%) y la debida a las presunciones del método de deconvolución (5%).

1.5.1. Espectro de energía híbrido

El espectro de energía de los eventos híbridos se determina a partir de datos tomados entre el 1 de Noviembre del 2005 al 30 de Septiembre del 2010. Con respecto a la publicación anterior [64] el período de tiempo se ha ampliado y los eventos registrados en el sitio del edificio de FD de la Loma Amarilla, (el último conjunto de telescopios que entró en operación) se han añadido en el análisis. La exposición resultante integrada se duplicó con respecto a la publicación anterior [64, 73]. Para asegurar una buena reconstrucción de la energía solamente se aceptaron eventos que satisfacen estrictos criterios de calidad [73]. En particular, para evitar un posible sesgo en la selección de eventos debido a la diferencias entre los perfiles de los chubascos iniciados por primarios de distinta masa, solamente chubascos con geometrías dentro del rango de protones a hierro se mantienen en la muestra de datos. El correspondiente volumen fiducial, definido en términos de la distancia del chubasco-telescopio y el rango de ángulo cenital, es función de la energía reconstruida y las estimaciones han sido verificadas con los datos [74]. Una simulación detallada de la respuesta del detector ha demostrado que para ángulos cenitales menores de 60° , cada disparo FD arriba de 10^{18} eV pasa todos los criterios de selección si se acompaña de un disparo SD de al menos una estación independientemente de la masa o la dirección de la partícula primaria [73]. La exposición del modo híbrido del Observatorio Pierre Auger se ha calculado utilizando una simulación Monte Carlo donde se detalla la evolución temporal del observatorio. Los cambios en las configuraciones de detectores de fluorescencia y de superficie se tomaron en cuenta para la determinación del sistema híbrido. Dentro de un intervalo de tiempo de 10 minutos, el estado y la eficiencia de todos los componentes de los detectores del Observatorio hasta el nivel de cada uno de los PMTs de los detectores de fluorescencia están bien determinados. Por otra parte, todas las mediciones de fenómenos atmosféricos [75], así como información sobre el seguimiento son considerados y utilizados como entrada para la simulación. Una descripción detallada puede encontrarse en [73, 76]. Los perfiles longitudinales de los depósitos de energía se han simulado con el programa de simulación de chubascos atmosféricos CONEX [77], usando Sibyll 2.1 [78] y QGSJet II-0.3 [79] como modelos de interacción hadrónica. La influencia de los modelos de interacción hadrónicos en el cálculo

lo de la exposición se ha estimado en menos del 2%. Una mezcla del 50% de protones y núcleos de hierro ha sido asumida para los primarios. Los cortes de calidad utilizados para la selección de eventos lleva a una pequeña dependencia de la exposición con la composición del primario. La incertidumbre sistemática resultado de la falta de conocimiento de la composición de la masa es alrededor del 8% (1%) a 10^{18} eV ($> 10^{19}$ eV). La cadena completa de simulación MC ha sido verificada con pruebas cruzadas de observaciones de chubascos atmosféricos y el análisis de los disparos del láser disparados desde la instalación central del láser [80]. La incertidumbre sistemática total asociada a la exposición se estima en un 10% (6%) en 10^{18} eV ($> 10^{19}$ eV). El espectro de energía, calculado usando los eventos híbridos, se muestra en la Fig. 1.21. La incertidumbre sistemática principal se debe a la asignación de la energía que se basa en el conocimiento del rendimiento del sistema de fluorescencia, la selección de modelos de interacción hadrónica y la composición [81], la calibración del detector absoluta [82] y la reconstrucción del chubasco. La incertidumbre total se estima ser del 22%. Los detalles se pueden encontrar en [64].

1.5.2. Espectro de energía combinado

El espectro de la energía derivado de los datos híbridos ha sido combinado con el obtenido a partir de datos de superficie utilizando un método de máxima verosimilitud. Dado que el estimador de energía de los detectores de superficie se calibra con eventos híbridos [72], los dos espectros tienen la misma incertidumbre sistemática en la escala de energía (22%). Por otro lado, la normalización de incertidumbres son independientes. Se toma un 6% para el SD y un 10% (6%) para el flujo híbrido en 10^{18} eV ($> 10^{19}$ eV). Estas incertidumbres de normalización se utilizan como restricciones adicionales en la combinación. Este procedimiento de combinación se utiliza para obtener los parámetros de escala $K^{SD} = 1.01$ y $K^{FD} = 0.99$ los cuales han de aplicarse a los espectros individuales con el fin de hacerlos coincidir. La diferencia fraccional del espectro de energía combinado con un flujo de referencia $\propto E^{-2.6}$ se muestra en la Fig. 1.22. Las mediciones en modo estéreo del experimento HiRes [83] también se muestran en la Fig. 1.22 para comparar. El característico tobillo parece estar algo más definido en los datos de Auger. Esto podría deberse a la resolución de energía de los dos instrumentos. Una comparación con el flujo medido por Auger y publicado en [64] también se muestra en la Fig. 1.22. Los dos espectros son compatibles dentro de las incertidumbres sistemáticas. Por otra parte, se tiene que tener en cuenta que el espectro actualizado incluye el cambio en la curva de calibración

publicado en [72]. Los rasgos característicos del espectro combinado han sido cuantificados de dos maneras. Para el primer método, que se muestra con una línea punteada en la Fig. 1.23, se ha usado una triple ley de potencias con quiebres libres entre ellos. En el segundo enfoque, una doble ley de potencias en la región del tobillo y una función ligeramente cambiante a energías más altas se han adoptado para simular un corte en el espectro. La función está dada por

$$J(E; E > E_{ankle}) \propto E^{-\gamma_2} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\lg E - \lg E_{1/2}}{\lg W_c}\right)} \quad (1.6)$$

donde $E_{1/2}$ es la energía a la que el flujo se ha reducido a la mitad del valor de la ley de potencias de la extrapolación y W_c parametriza el ancho de la región de transición. El resultado del ajuste se muestra como una línea de color negro sólida en la Fig. 1.23. Los parámetros derivados, citando sólo las incertidumbres estadísticas, se dan en la Tabla 1.2. Los cambios en la curva de calibración [72] han resultado en algunas diferencias de los parámetros del espectro respecto de aquellos en trabajos anteriores [64], aunque sólo los valores de γ_2 difieren en un valor por encima de la incertidumbre estadística (en la referencia [64] se reportó un valor de $\gamma_2 = 2.59 \pm 0.02$).

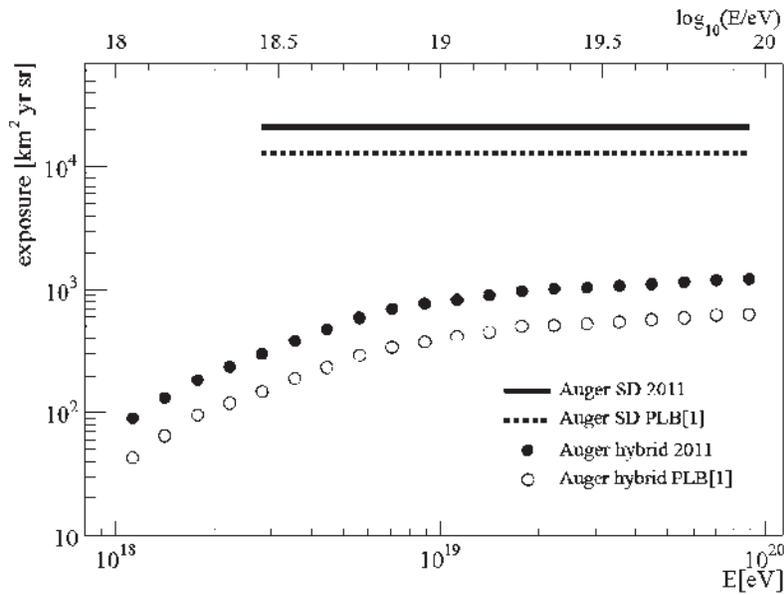


Figura 1.19: Las exposiciones SD e híbridas utilizados para determinar el flujo de la actual medición en comparación con un conjunto de datos publicados previamente [64]. La exposición SD se muestra para energías superiores a $10^{18.5}$ eV donde el detector funciona correctamente.

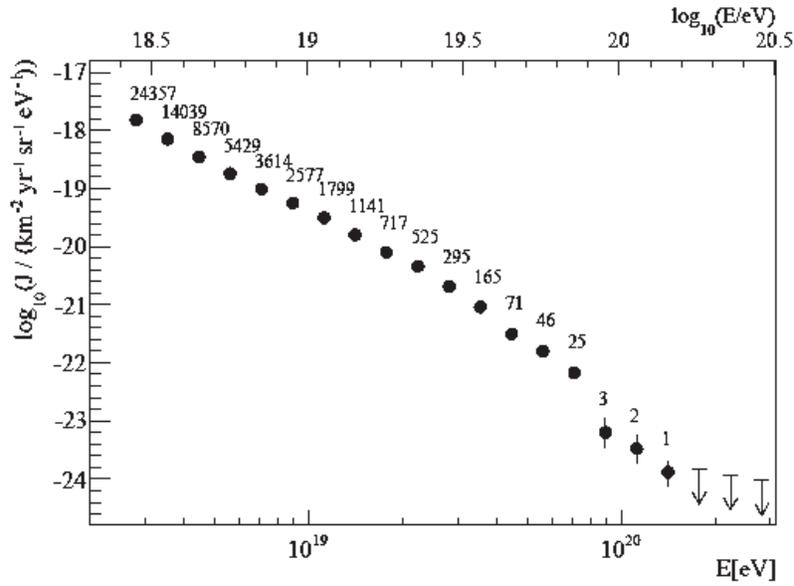


Figura 1.20: El espectro de energía derivado de los datos del detector de superficie calibrados con mediciones del detector de fluorescencia. El espectro se ha corregido tomando en cuenta la resolución de energía del detector. Sólo se muestran las incertidumbres estadísticas. Los límites superiores corresponden al 68 % del nivel de confianza (CL).

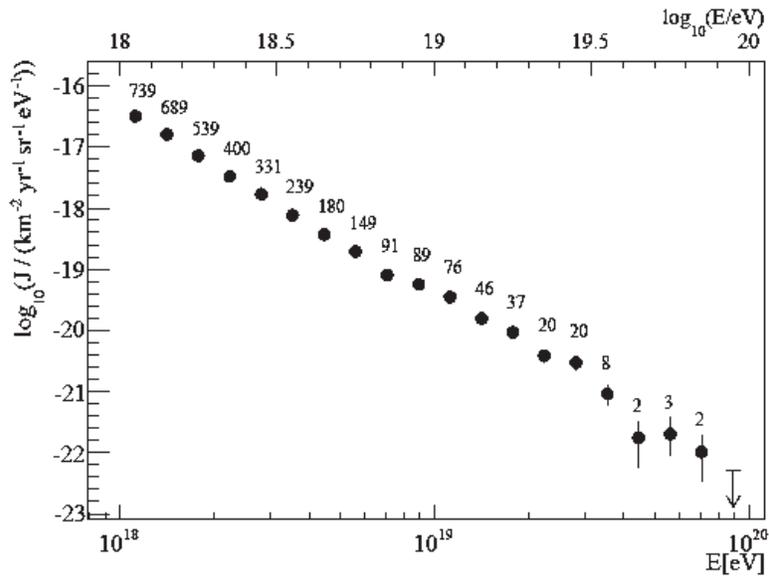


Figura 1.21: Espectro de energía derivado de los datos híbridos. Sólo las incertidumbres estadísticas se muestran. Los límites superiores corresponden al 68 % del nivel de confianza (CL).

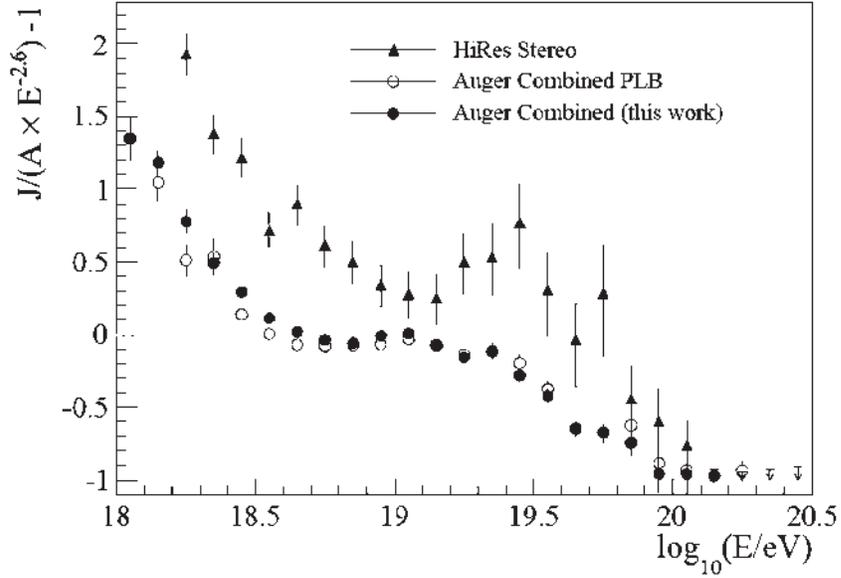


Figura 1.22: Diferencia fraccional entre el espectro de energía combinado del Observatorio Pierre Auger y un espectro con un índice de 2.6 y coincidente con Auger en el intervalo de energía $\log_{10}(E/\text{eV})=18.6-19$. Los datos de las mediciones de HiRes en estéreo [20] se muestran como referencia.

Cuadro 1.2: Parámetros de ajuste y sus incertidumbres estadísticas que caracterizan el espectro de energía combinado.

parámetro	ley de potencias con quiebres	ley de potencias + función de suavizado
$\gamma_1(E < E_{ankle})$	3.27 ± 0.02	3.27 ± 0.01
$\lg(E_{ankle}/\text{eV})$	18.61 ± 0.01	18.62 ± 0.01
$\gamma_2(E > E_{ankle})$	2.68 ± 0.01	2.63 ± 0.02
$\lg(E_{break}/\text{eV})$	19.41 ± 0.02	
$\gamma_3(E > E_{break})$	4.2 ± 0.1	
$\lg(E_{1/2}/\text{eV})$		19.63 ± 0.02
$\lg(W_c/\text{eV})$		0.15 ± 0.02
χ^2/ndof	$37.8/16 = 2.7$	$33.7/16 = 2.3$

1.6. Exposición del Observatorio Pierre Auger

Para un observatorio de rayos cósmicos, su exposición es función del rango de visión de la esfera celeste. Medido en unidades de $\text{km}^2 \cdot \text{yr}$, la exposición es el área disponible de detección, integrada sobre tiempo efectivo, para un flujo proveniente de cada posición del cielo. Por otro lado la exposición relativa en la

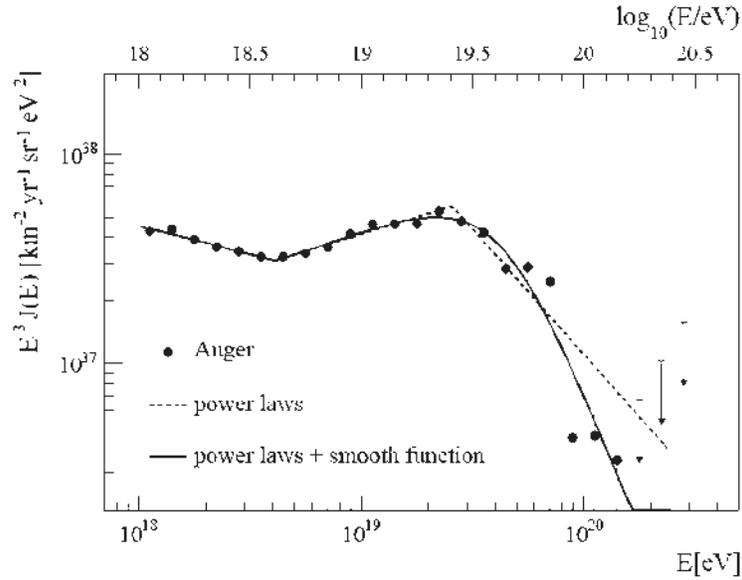


Figura 1.23: El espectro de energía combinado está ajustado con dos funciones (ver texto). Sólo se muestran las incertidumbres estadísticas. La incertidumbre sistemática en la escala de energía es del 22 % .

esfera celeste, ω , es una función adimensional cuyo máximo valor es 1. En otras palabras, ω en cualquier punto del cielo es una fracción entre 0 y 1 dado por la exposición en ese punto dividido por la exposición mas grande en el cielo.

En otros contextos, el termino exposición se refiere a la exposición total integrada sobre la esfera celeste. Este tiene por lo tanto unidades de $km^2 \cdot sr \cdot yr$. Por ejemplo, para determinar el espectro energético de rayos cósmicos, uno tiene que dividir el número de rayos cósmicos observados en cada bin de energía por la exposición total para esa energía (en general, la exposición de un observatorio es dependiente de la energía). Si hubiera evidencia de que el espectro de energía no fuese uniforme sobre el cielo, entonces necesitaríamos usar la dependencia de la exposición respecto a la posición celeste para trazar un mapa del espectro sobre el cielo.

Por lo anterior el espectro se define como el número de eventos observados dividido por la exposición total, uno puede usar el espectro medido para obtener el número esperado de rayos cósmicos para una exposición total dada. En el caso de la red superficial de Auger, la exposición total a finales del 2011 es de $41,275 km^2 \cdot sr \cdot yr$, independiente de la energía para $\geq 10^{19}$ eV.

La exposición relativa puede ser calculada, como a continuación se muestra, para un detector en un lugar determinado en continua operación. Completa operación en tiempo significa que no hay variación en la exposición en tiempo

sideral y, por lo tanto, exposición constante en ascensión recta. Se asumirá que el detector está ubicado a una latitud a_0 y que es totalmente eficiente para partículas que arriban con ángulos cenitales θ menores que un valor máximo θ_m (eficiencia total significa que la aceptación depende solamente del ángulo cenital debido a la reducción en el area perpendicular dada por $\cos(\theta)$). Esto resulta en la siguiente dependencia respecto a la declinación celeste δ :

$$\omega(\delta) \propto \cos(a_0)\cos(\delta)\sin(\alpha_m) + \alpha_m\sin(a_0)\sin(\delta),$$

donde

α_m esta dado por

$$\alpha_m = \begin{cases} 0 & \text{if } \xi > 1 \\ \pi & \text{if } \xi < -1 \\ \cos^{-1}(\xi) & \text{de otro modo} \end{cases}$$

y

$$\xi \equiv \frac{\cos(\theta_m) - \sin(a_0)\sin(\delta)}{\cos(a_0)\cos(\delta)}.$$

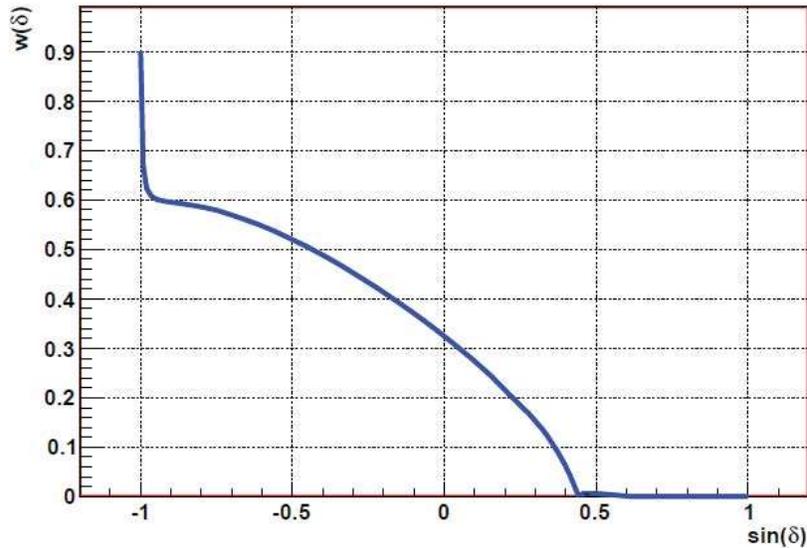


Figura 1.24: Exposición relativa del observatorio Auger como función de $\sin \delta$.

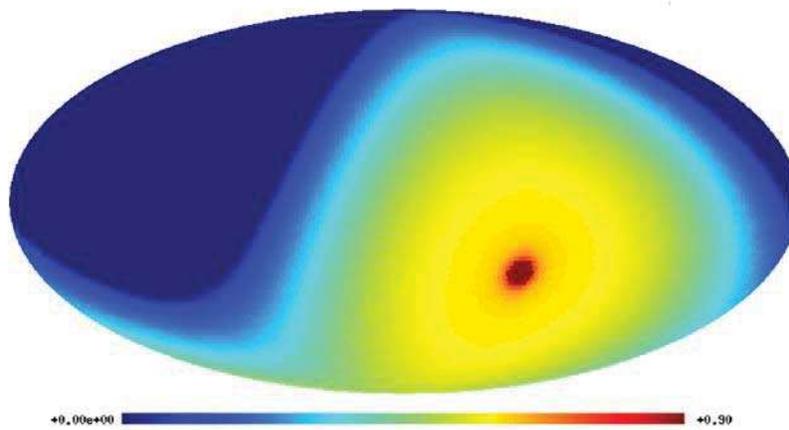


Figura 1.25: Mapa en coordenadas galácticas de la exposición relativa del observatorio Auger. La región donde la exposición es nula corresponde al hemisferio norte terrestre, en el cual el observatorio Auger no tiene acceso. La región del hemisferio sur terrestre donde el observatorio tiene máxima exposición se muestra en el círculo más denso de la proyección Aitoff.

Capítulo 2

Teoría de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos

2.1. Propagación de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos en el fondo cósmico de fotones

2.1.1. Protones

Hay tres fuentes de pérdida de energía para protones ultraenergéticos propagándose sobre distancias cosmológicas: la expansión del universo, producción de pares ($p\gamma \rightarrow pe^+e^-$) y producción de foto-piones ($p\gamma \rightarrow \pi N$), cada uno de los cuales dominando sucesivamente al incrementarse la energía del proton.

Para protones el mas importante fondo de radiación es el fondo de micro-ondas cósmico (CMB en ingles Cosmic Microwave Background) y el mas importante proceso es la foto-producción de piones en el cual un nucleon de suficiente alta energía ve, en su marco de referencia, a los fotones del fondo de micro-ondas cósmico desplazados hacia el azul como rayos γ arriba del umbral de energía para la foto-producción de piones, $E_\gamma^{\text{lab,thr}} = m_\pi + m_\pi^2/(2m_N) \simeq 160 \text{ MeV}$. La sección eficaz para este proceso tiene una pronunciada resonancia apenas arriba del umbral, correspondiente a la producción de un estado intermedio Δ^+ que inmediatamente decae en un nucleon y un pion, mientras que en el limite de altas energías este se incrementa logarítmicamente con $s = m_N^2 + 2m_N E_\gamma^{\text{lab}}$, dando lugar a producción multiple de piones. Para un fondo de fotones de energía ϵ en el marco de referencia cósmico de reposo, definido como el marco en el cual el fondo de micro-ondas cósmico es isotrópico, el umbral de energía $E_\gamma^{\text{lab,thr}}$ se traduce en un correspondiente umbral de energía del nucleon:

$$E_{\text{thr}} = \frac{m_{\pi}}{(1 - \cos \theta)\epsilon} \left(m_N + \frac{m_{\pi}}{2} \right) \simeq 6.8 \cdot 10^{19} \left(\frac{10^{-3} \text{ eV}}{\epsilon} \right) \left(\frac{2}{1 - \cos \theta} \right) \text{ eV}. \quad (2.1)$$

Las típicas energías de los fotones del fondo de micro-ondas cósmico son del orden de 10^{-3} eV, dando un valor de umbral de unas cuantas decenas de EeV (para una colisión de frente).

La interacción de este umbral con el espectro de Planck de los fotones del fondo de micro-ondas cósmico produce una curva exponencial muy pronunciada para la longitud de interacción. La combinación de la gran inelasticidad de la interacción foto-pion (la inelasticidad media va desde ~ 0.13 en el umbral hasta ~ 0.5 a altas energías, con fluctuaciones grandes) crea un muy eficiente mecanismo que reduce rápidamente la energía del nucleon y hace al universo opaco a núcleos con energía arriba de $\sim 10^{20}$ eV con escalas arriba de ~ 100 Mpc. El muy llamado corte GZK es debido exactamente a esto: el flujo en la tierra de núcleos con energía abajo del umbral, $5 \cdot 10^{19}$ eV, es debido a las contribuciones desde (casi) todo el universo, de la Fig. 2.1 la longitud de interacción con pérdidas a esta energía es del orden de 1 Gpc, mientras que doblando la longitud de interacción con pérdidas se reduce a 100 Mpc y solo una pequeña porción del universo contribuye a el flujo. Entonces este cambio por un factor de dos en la energía cambia la longitud con perdidas por casi un orden de magnitud, lo cual se traduce en casi el mismo radio entre el flujo abajo de $5 \cdot 10^{19}$ eV y arriba de 10^{20} eV si las fuentes no tienen evolución en su luminosidad y que no tengan sobre-densidad local y que no halla campo magnético.

Abajo $\sim 6 \cdot 10^{19}$ eV, el mecanismo dominante de perdida de energía para protones resulta ser la producción de pares electrones-positrones con el fondo cósmico de micro-ondas $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$, abajo del correspondiente umbral:

$$E_{\text{thr}} = \frac{m_e}{\epsilon} (m_N + m_e) \simeq 4.8 \cdot 10^{17} \left(\frac{10^{-3} \text{ eV}}{\epsilon} \right) \text{ eV}. \quad (2.2)$$

La longitud de interacción de este proceso es mucho más corto que el de producción de piones, pero por otro lado la inelasticidad es mucho menor, $\sim 10^{-3}$. Esto hace que la longitud de interacción con pérdidas de la producción de pares sea del orden de Gpc (ver Fig. 2.1). La baja inelasticidad de la producción de pares permite que en los cálculos para el tratamiento de este proceso sea tratado como una pérdida de energía continua, mientras que la producción

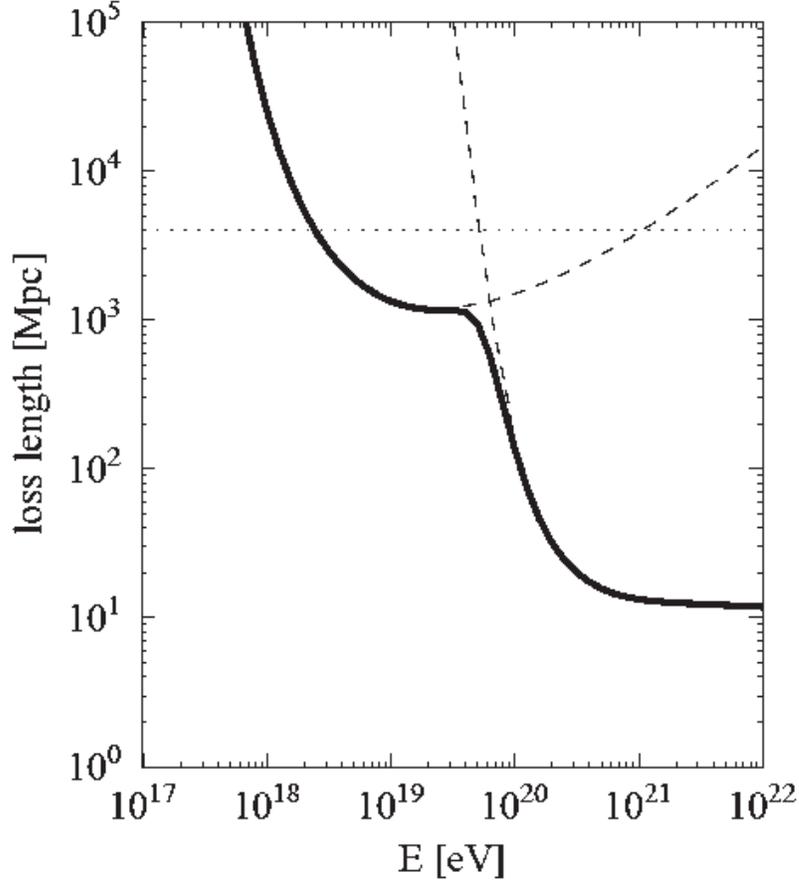


Figura 2.1: Línea sólida: Longitud de interacción con pérdidas por foto-pion y foto-producción de pares para protones [85],[86]. Las líneas discontinuas reportan las contribuciones separadas de los dos procesos. La línea punteada muestra las pérdidas por redshift.

de piones tiene que ser tratado como un proceso discreto, debido a su gran inelasticidad.

El último mecanismo importante que domina cerca y por debajo del umbral de producción de pares es el desplazamiento al rojo debido a la expansión del universo. La Fig. 2.1 muestra las longitudes de interacción con pérdidas de producción de piones y la producción de pares según lo calculado en [85].

Vale la pena subrayar que lo que ha sido nombrado como el corte GZK es en realidad un rasgo [87], así como la forma del espectro de energía alrededor de 10^{20} eV depende de muchos factores desconocidos. Las modificaciones de la forma del espectro, debido a los procesos de pérdidas anteriormente mencionados fue investigado por primera vez por Berezhinsky y Grigorieva en [85]. Ellos calcularon el factor de modificación (básicamente el espectro observado dividido por el espectro de inyección) para una distribución uniforme de fuentes hasta

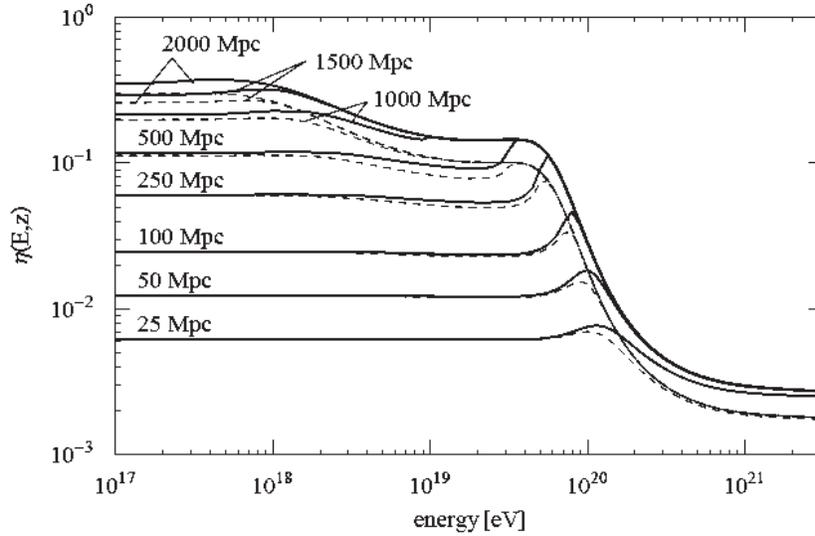


Figura 2.2: Factores de modificación como función de la energía para un espectro con muchas fuentes con $\gamma = 2.1$ (líneas sólidas) y $\gamma = 2.7$ (líneas discontinuas). Las fuentes están uniformemente distribuidas hasta las distancias indicadas.

una distancia máxima d_{max} . La Fig. 2.2 muestra los resultados de fuentes sin evolución cosmológica, $m = 0$, para algunos valores de la distancia máxima de las fuentes. Para d_{max} grande, que es el caso que nos interesa, el espectro muestra un empinamiento seguido de un aplanamiento y luego por una supresión. El aplanamiento se debe a la interacción entre los efectos producidos por los procesos de producción de pares y piones y es una característica importante de estos espectros, ya que tiene una forma específica. Se afirma que esta característica se ha observado en los datos experimentales [85], aunque todavía no está claro si este rasgo de los datos se debe a este efecto o si se debe a la transición entre los componentes galácticas y extra-galácticas.

Es importante hacer hincapié en lo que se ha dicho más arriba: lo que genéricamente se llama corte GZK es en realidad una característica ya que el espectro no termina en 10^{20} eV (ver Fig. 2.2), pero tiene una supresión de flujo que depende de muchos detalles como el espectro de inyección de los rayos cósmicos, la evolución de la luminosidad de las fuentes, la sobre-densidad local de las fuentes y la intensidad del campo magnético en el medio intergaláctico. A modo de ejemplo, incluyendo la evolución de la luminosidad, hace a las fuentes de alto desplazamiento al rojo más brillantes que las cercanas y esto mejora la supresión de flujo, mientras que una sobre-densidad local de las fuentes tiene el efecto opuesto en [87] un espectro mas plano produce una atenuación menor que uno mas empinado y la intensidad del campo magnético en el medio

intergaláctico produce muchas características interesantes, véase, por ejemplo [88].

2.1.2. Núcleos Pesados

Para los núcleos la situación es un poco diferente: el proceso de pérdidas dominante por encima de unos 10^{19} eV es la foto-desintegración con el fondo cósmico de micro-ondas y el fondo IR, debido a la resonancia dipolar gigante, seguido a menor energía por la producción de pares. El proceso de producción de foto-piones es insignificante, a excepción de núcleos ligeros a muy altas energías [89], [90]. De hecho, para un núcleo de masa atómica A y carga Z , la longitud de interacción con pérdidas de energía para la producción de piones es más o menos la misma de un nucleón con idéntico factor de Lorentz. Esto se debe al hecho de que la sección transversal de producción de piones es aproximadamente proporcional a la masa atómica A , mientras que la inelasticidad es proporcional a $1/A$. Para la producción de pares tiene un comportamiento diferente porque, si bien la inelasticidad es proporcional a $1/A$, como antes, la sección transversal es proporcional a Z^2 resultando en una longitud menor con pérdidas de energía por un factor A/Z^2 con respecto a la de un protón con el mismo factor de Lorentz. Dado que $Z \sim A/Z^2$, el radio de la producción de foto-pares y foto-piones aumenta aproximadamente linealmente con Z^8 .

Las secciones eficaces de foto-desintegración $\sigma_{A,i}(\epsilon')$ contiene esencialmente dos regímenes dependiendo de ϵ' , la energía del fotón en el marco de reposo del núcleo. A $\epsilon' < 30$ MeV hay un dominio de la resonancia gigante dipolar y la desintegración procede principalmente por la emisión de uno o dos nucleones. A altas energías, la sección eficaz está dominada por emisión multi-nucleón de núcleos pesados y es aproximadamente plano hasta a $\epsilon' \sim 150$ MeV. Una cantidad muy útil para estimar la tasa de pérdidas de energía por foto-desintegración está dada por la tasa efectiva:

$$R_A^{\text{eff}} = \frac{dA}{dt} = \sum_i iR_{A,i}. \quad (2.3)$$

Para foto-desintegración, la pérdida media fraccional de energía relativa es igual a la pérdida fraccional en el número atómico del núcleo, $E^{-1}dE/dt = A^{-1}dA/dt$, ya que la emisión de nucleones es isotrópica en el marco de reposo del núcleo. Por lo tanto durante el proceso de foto-desintegración el factor de

Lorentz del núcleo se conserva, a diferencia de los casos de producción de pares y piones que implican la creación de nuevas partículas que transportan hacia afuera la energía. El tiempo de pérdida de energía para foto-desintegración es entonces A/R_A^{eff} . La Fig. 2.3 muestra por separado las diferentes contribuciones a esta cantidad del fondo cósmico de micro-ondas, en el fondo IR y los fotones ópticos para núcleos de Fe, juntos con el total (línea continua) y la longitud de interacción con pérdidas por creación de pares.

Es evidente que el fondo óptico no tiene un efecto relevante ya que el fondo IR domina los procesos de foto-desintegración por debajo de 10^{20} eV y el fondo cósmico de micro-ondas domina por encima de 10^{20} . La tasa de creación de pares es relevante para las energías del Fe de $4 \cdot 10^{19}$ eV \div $2 \cdot 10^{20}$ eV ($\gamma \sim (1 \div 4) \cdot 10^9$), para la cual la típica energía de fotón del fondo cósmico de micro-ondas en el marco de reposo del núcleo está por encima del umbral (> 1 MeV), pero aún muy por debajo del pico de la resonancia gigante ($\sim 10 \div 20$ MeV). El efecto de pérdidas por creación de pares es reducir el factor γ del núcleo, obviamente dejando A sin cambios [90].

No debemos engañarnos por la longitud de interacción con pérdidas de la Fig. 2.3 pensando que si la longitud de pérdidas para un núcleo de Fe de 10^{20} eV es 500Mpc, entonces podemos recibir en la Tierra un núcleo de Fe que se inició muchos cientos de Mpc de distancia. Esto se debe a que la longitud de interacción correspondiente es más pequeña en un orden de magnitud y después de cada interacción el núcleo se vuelve más y más ligero y junto con esto la longitud de interacción con pérdidas por foto-desintegración se vuelve cada vez más y más corta. El resultado neto [90], como se puede ver en la Fig. 2.4, es que después de 10Mpc todas las energías que están por debajo de $2 \cdot 10^{20}$ eV y después de 100Mpc estos están por debajo de 10^{20} eV.

2.1.3. Fotones

Como en el caso de los nucleones y núcleos de ultra-energía, la propagación de fotones de ultra-energía (y electrones/positrones) se rigen también por su interacción con el fondo cósmico de fotones. Los procesos dominantes de interacción en este caso son la atenuación de los fotones ultraenergéticos debido a la producción de pares (PP) con los fotones del fondo ($\gamma\gamma_b \rightarrow e^+e^-$) y la dispersión inversa de Compton (Inverse Compton Scattering ICS) de los electrones (positrones) con los fotones del fondo.

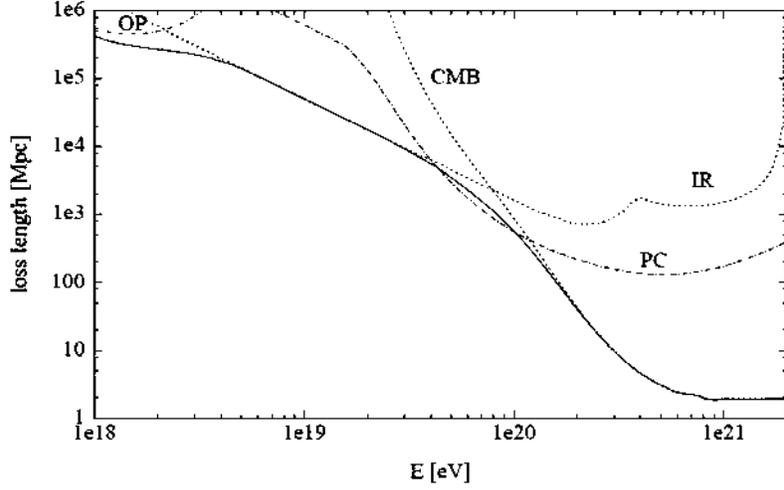


Figura 2.3: Longitudes efectivas de interacción con pérdidas por foto-desintegración del Fe con el fondo de micro-ondas (CMB), infrarred (IR) y fotones ópticos (OP), así como el total (línea sólida) y las longitudes de interacción por producción de pares (PC). Tomada de [90].

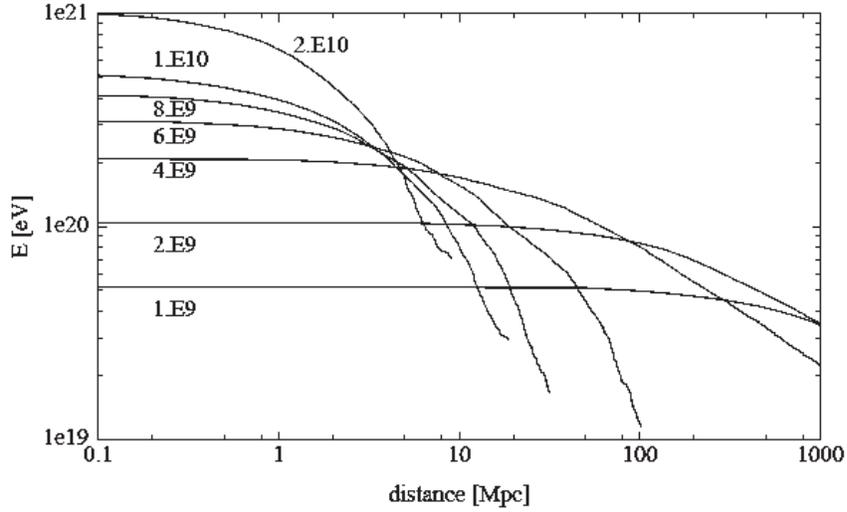


Figura 2.4: Energía media como función de la distancia de propagación para partículas que empiezan como hierro con los factores de Lorentz indicados. Tomada de [90].

El umbral de energía de los rayos γ para el PP con un fotón de energía ϵ de fondo es

$$E_{\text{thr}} = \frac{m_e^2}{\epsilon} \simeq 2.6 \cdot 10^{11} \left(\frac{\epsilon}{\text{eV}} \right)^{-1} \text{ eV}, \quad (2.4)$$

mientras que la dispersión inversa de Compton no tiene umbral. En el límite de alta energía, las secciones eficaces totales para el PP y la dispersión inversa de

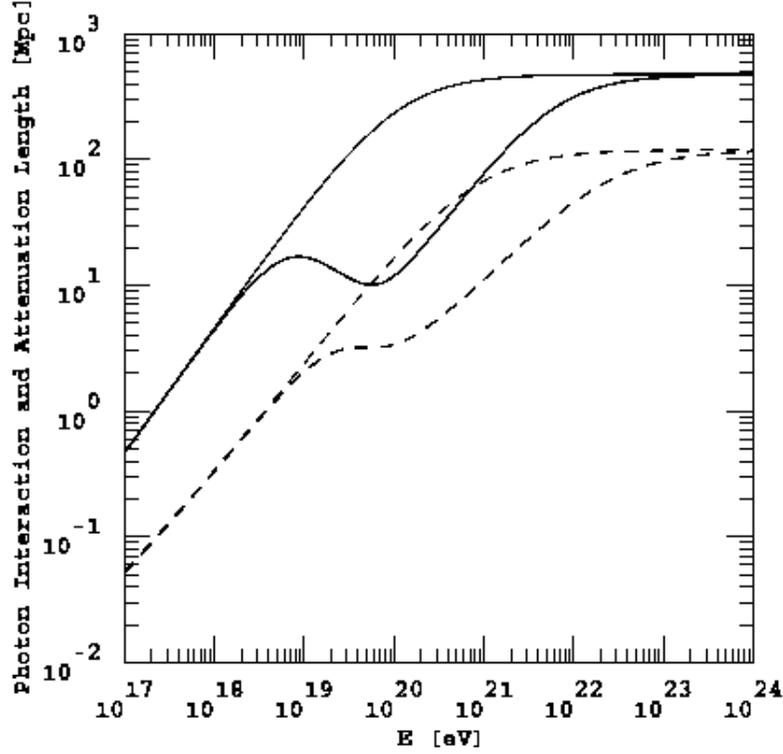


Figura 2.5: Longitudes de interacción (líneas discontinúas) y longitudes de atenuación energéticas (líneas sólidas) de rayos γ en la CMB (líneas delgadas) y en el combinado CMB y URB (líneas gruesas). Las interacciones tomadas en cuenta son sencillas y doble producción de pares. Tomada de [92].

Compton son las siguientes:

$$\sigma_{\text{PP}} \simeq 2\sigma_{\text{ICS}} \simeq \frac{3}{2}\sigma_{\text{T}}(m_e^2/s) \ln(s/2m_e^2) \quad (s \gg m_e^2). \quad (2.5)$$

Para $s \ll m_e^2$, σ_{ICS} se acerca a la sección eficaz de Thomson $\sigma_{\text{T}} = 8\pi\alpha^2/3m_e^2$ (α es la constante de estructura fina), mientras que σ_{PP} llega al máximo cerca del umbral. Por lo tanto, los blancos más eficientes para electrones y rayos γ de energía E son fotones del fondo de energía $\epsilon \simeq m_e^2/E$. Para ultra-energía este corresponde a $\epsilon \sim < 10^{-6} \text{ eV} \simeq 100 \text{ MHz}$. De este modo, el radio-fondo de fotones juega un papel importante en la propagación de rayos γ ultraenergéticos a través del espacio extra-galáctico [92]. Por desgracia, el radio-fondo universal no es muy conocido, sobre todo porque es difícil desenredar las componentes galácticas y extra-galácticas.

En el límite extremo de Klein-Nishina, $s \gg m_e^2$, ya sea el electrón o positrón producidos en el proceso $\gamma\gamma_b \rightarrow e^+e^-$ transportan la mayor parte de la energía del fotón inicial de ultra-energía. Este electrón puntero puede someterse

a ICS, cuya inelasticidad (en relación con el electrón) es cercana a 1 en el límite Klein-Nishina. Como consecuencia, el fotón dispersado es ahora la partícula puntera después de un ciclo de dos etapas que todavía lleva la mayor parte de la energía del rayo γ original, y puede poner en marcha un nuevo ciclo de interacciones PP y ICS. Esto nos lleva al desarrollo de una cascada electromagnética (EM) que desempeña un papel importante en el resultante espectro de rayos γ . Una consecuencia importante del desarrollo de una cascada EM es la profundidad de penetración efectiva de la cascada EM, que se caracteriza por la longitud de atenuación de energía de la partícula puntera (fotón o un electrón/positrón) y es considerablemente mayor que la longitud de interacción (Ver Fig. 2.5) [92].

La cascadas EM juegan un papel importante particularmente en algunos modelos exóticos de origen sw rayos cósmicos ultraenergéticos tales como el colapso o la aniquilación de defectos topológicos en el que el espectro de inyección de rayos cósmicos ultraenergéticos se prevé que sea dominado por rayos γ . Pero, aunque sólo nucleones ultraenergéticos y los núcleos son producidos en primer lugar, por ejemplo mediante la aceleración de choque convencional, cascadas EM se pueden producir por los secundarios provenientes del decaimiento de los piones que se crean en la interacciones de nucleones ultraenergéticos con el fondo de baja energía de fotones [93].

La mayor parte de la energía de cascadas EM completamente desarrolladas terminan por debajo $\sim 100 \text{ GeV}$, donde este se limita por mediciones del flujo difuso de rayos γ . Las predicciones de flujo que involucran cascadas EM son por lo tanto, una importante fuente de limitaciones de inyección ultra-energética en escalas cosmológicas.

Cabe mencionar que el desarrollo de una cascada EM depende sensiblemente de la intensidad de los campos magnéticos extra-galácticas, que es bastante incierto. Los campos magnéticos extra-galácticos normalmente inhibe el desarrollo en cascada debido al enfriamiento sincrotrón de los pares e^+e^- producidos en los procesos PP. La energía perdida a través de radiación sincrotrón no desaparece, sino que vuelve a aparecer a bajas energías y puede incluso iniciar nuevas cascadas EM.

2.1.4. Neutrinos

La propagación de neutrinos ultraenergéticos se rige principalmente por sus interacciones con el fondo de reliquia de neutrinos (en inglés Relic Neu-

trino Background RNB). Las energías de interacción son típicamente más pequeñas que las energías electro-débiles incluso para los neutrinos ultraenergéticos y las secciones eficaces están dadas por el Modelo Estándar de las interacciones electro-débiles que están bien confirmadas experimentalmente. Física más allá del Modelo Estándar no se espera que juegue un papel significativo en las interacciones ultra-energéticas de neutrinos con los fondos de baja energía de reliquia. A pesar de que la sección eficaz de neutrino-neutrino es por lo menos unos ordenes de magnitud más pequeños que los de neutrino-nucleón, las posteriores interacciones son despreciables en comparación con las interacciones con la RNB, porque la densidad de partículas RNB, $\sim 100\text{cm}^{-3}$ por familia, es de unos 10 órdenes de magnitud mayor que la densidad de bariones.

El camino libre medio de aniquilación $\nu\bar{\nu}$ es del orden de $\lambda_\nu = (n_\nu\sigma_{\nu\bar{\nu}})^{-1} \simeq 4\cdot 10^{28}$ cm, justo por encima de el tamaño actual del horizonte ($H_0^{-1} \sim 10^{28}$ cm). El neutrino es la única partícula conocida estable que se propaga a través del universo esencialmente desinhibida, incluso en las más altas energías. Esto ha llevado a la especulación de que los neutrinos podrían ser de hecho los primarios super-GZK. Sin embargo, en el modelo estándar un neutrino incidente verticalmente en la atmósfera pasaría a través de él sin inhibiciones, nunca iniciando un chubasco atmosférico extensivo. En consecuencia, para estos escenarios al trabajar, uno tiene que postular nuevas interacciones a fin de que estos neutrinos adquieran fuertes secciones eficaces arriba de 10^{20} eV.

Una situación interesante se presenta si la RNB se compone de los neutrinos masivos con $m_\nu \simeq 1$ eV: tales neutrinos constituirían la materia oscura caliente, que se espera agruparse, por ejemplo, en los cúmulos de galaxias. Todo ello puede aumentar la probabilidad de interacción para cualquier neutrino de energía dentro de la anchura de la resonancia Z^0 a $E = M_Z^2/2m_\nu = 4\cdot 10^{21}(\text{eV}/m_\nu)$ eV. Se ha sugerido que los productos finales estables de los Z-estallidos inducidos a cercanas distancias ($\sim < 50$ Mpc) de la Tierra podría explicar los rayos cósmicos de mas alta energía [94]. El problema con estas propuestas sin embargo, es que requieren un muy alto flujo de neutrinos de ultra-energía para empezar, y esto hace el Z-estallido por encima de las energías GZK muy probablemente desempeñar un papel en el contexto de escenarios de no-aceleración. Para más información ver [92].

Es importante señalar que la única fuente convencional/segura de neutrinos ultraenergéticos es el mismo efecto GZK por sí mismo. Los neutrinos son el resultado del decaimiento de los piones producidos en la interacción $p\gamma$. El flujo

sin embargo, no es muy alto y la detección es muy difícil. Para más información ver [92],[95].

2.2. Posibles fuentes astrofísicas de los Rayos Cósmicos Ultra Energéticos

El profesor Todor Stanev describe brillantemente las posibles fuentes astrofísicas de los Rayos Cósmicos Ultra Energéticos en su libro con Ref. [99]:

Una manera natural de imaginar las fuentes de los rayos cósmicos mas energéticos es extender los modelos que explican la aceleración de los rayos cósmicos y ver para mas grandes y mas luminosos objetos astrofísicos. Un requerimiento adicional es que estos objetos no pueden estar muy lejos. Si lo estuviesen, los requerimientos de la luminosidad de las fuentes crecerían tremendamente por la perdida en energía de los protones en su propagación.

El mínimo requerimiento para un lugar de aceleración es la contención de los rayos cósmicos acelerados - pensemos en protones - en el lugar. Esto nos conduce a la relación $E_{max} = \gamma e Z B R$ que relaciona la energía de aceleración máxima absoluta con la intensidad B del campo magnético en el lugar de aceleración y su dimension linear R . El factor γ es el factor de Lorentz del medio donde la aceleración se desarrolla. Hillas [100] desarrolló este requerimiento incluyendo el efecto de la velocidad media de los centros dispersados β_{sc} y se obtiene la condición

$$\left(\frac{B}{G}\right) \left(\frac{R}{pc}\right) > \left(\frac{0.2}{\beta_{sc} Z}\right) \left(\frac{E}{10^{20} eV}\right) \quad (2.6)$$

donde Z es la carga de la partícula acelerada. La Fig. 2.6 ilustra este requerimiento el cual es actualmente referido como la gráfica de Hillas.

Lugares que pueden en principio acelerar protones hasta la energía arriba de 10^{20} eV están en la banda derecha superior de la gráfica arriba de la banda sombreada. El borde inferior de la banda sombreada define fuentes que pueden acelerar núcleos de hierro arriba de 10^{20} eV. Hay solamente cuatro tipos de sistemas que pudieran ser capaces de acelerar protones arriba de 10^{20} eV: estrellas de neutrones con altos campos magnéticos de superficie excediendo 10^{13} G y dimension linear de 10

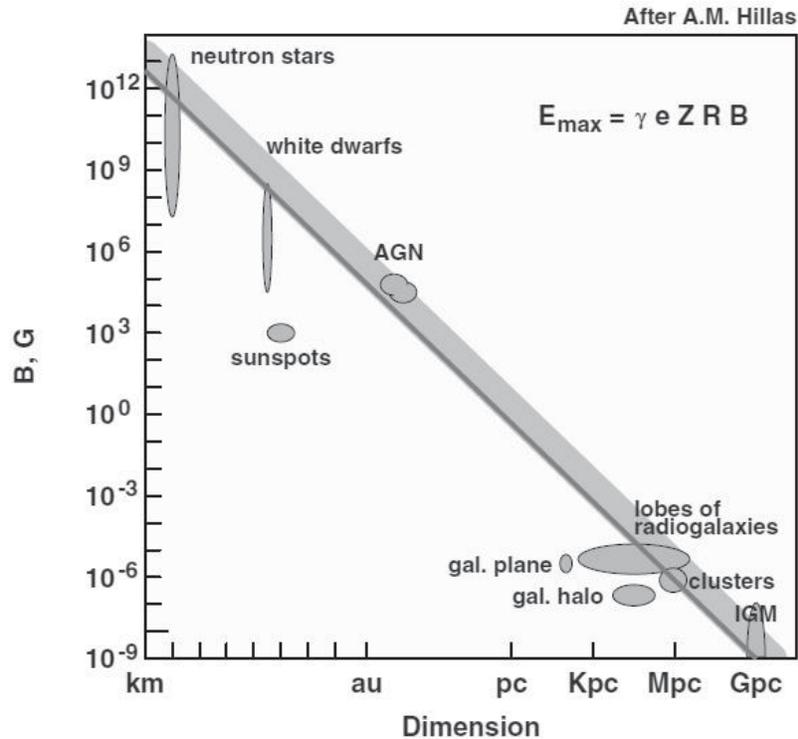


Figura 2.6: Gráfico de Hillas que muestra el tamaño y la intensidad del campo magnético de lugares que pueden acelerar protones (arriba de la banda sombreada) y núcleos de hierro hasta la energía de 10^{20} eV.

km, Núcleos Activos Galácticos, lóbulos de radio-galaxias gigantes y choques giga-parsec en el medio extra-galáctico. Vallamos a la lista de posibles fuentes identificadas en la literatura.

Choques de la formación de estructura. A muy gran escala los choques de dimensión excediendo 10 Mpc pudieran existir desde la formación de estructura debido a la atracción gravitatoria [101]. Tales choques se forman en los flujos de acreción durante la formación de estructura y puede en principio generar campos magnéticos. La energía máxima que es alcanzable en tales choques depende de la dimensión del choque. Para choques mas grandes de 50 Mpc la energía máxima puede exceder los 10^{20} eV si la intensidad media de los campos magnéticos extra-galácticos es 10^{-9} G [102] y los choques por si mismos generan campos de μG . Uno de los problemas con la aceleración en choques de gran escala pudiera ser que el proceso es lento y la pérdida de energía en la producción de pares y la foto-producción durante la aceleración pudiera restringir la energía máxima alcanzable.

Grupos de galaxias. El promedio de campos magnéticos de $5 \mu\text{G}$ y una extensión hasta de 500 kpc han sido observados [103] en grupos de galaxias. De acuerdo con Ec. 2.6 esta intensidad de campo magnético sobre un volumen enorme permite la aceleración hasta energías arriba de 10^{20} eV . Esta posibilidad ha sido examinada en detalle [104] con la conclusión de que las grandes dimensiones del sistema y la relacionada pérdida de energía limita la energía máxima en aceleración hasta cerca de 10^{19} eV .

Radio galaxias. Una de las mas atractivas sugerencias para la aceleración de rayos cósmicos ultraenergéticos es esta de las radio-galaxias. Rachen & Biermann [105] sugirieron 'hot spots' de las galaxias FR (Fanaroff-Riley) tipo II como las fuentes de los más energéticos rayos cósmicos. Las galaxias FR II son radio galaxias gigantes que exhiben dos jets hiendo en direcciones opuestas. El 'hot spot' es la terminación del choque del jet en su propagación en el medio extra-galáctico. La extensión de los jets y sus 'hot spots' están bien conocidos y pudieran alcanzar arriba de 100 kpc . El valor del campo magnético en el lugar no puede ser medido directamente, pero se estima que exceda los $10 \mu\text{G}$. Usando una aceleración eficiente las galaxias FR II pueden acelerar protones hasta $\sim 10^{21} \text{ eV}$. La pérdida de energía no se espera que sea un problema significativo ya que los hot spots son ya parte de la estructura inter-galáctica entonces no habría pérdida adiabática en la inyección de las partículas aceleradas adentro de este.

Núcleos Activos Galácticos. Todos los NAGs pudieran en principio ser fuentes de los rayos cósmicos más energéticos. El motor interno de un NAG, donde los campos magnéticos están estimados alcancen hasta 5 G en volúmenes de dimension lineal de 0.02 pc [106], pueden fácilmente contener partículas de hasta arriba de 10^{20} eV . El problema principal es otra vez la gran perdida de energía en el muy denso campo de radiación en la region central del NAG. La referencia [101] argumenta que ningún proton puede dejar la region central del NAG sin severa degradación de energía. Núcleos mas pesados pudieran ser afectados hasta mas. Una posibilidad pudiera ser que los neutrones creados en interacciones de foto-producción de los protones padres se filtrarían fuera de la region central del NAG ya que ellos no son magnéticamente contenidos [107]. Estos neutrones decaen en protones una vez que ellos están lo suficientemente lejos del NAG. Para que un neutron escape, su energía no tiene

que ser mas grande de 10^{18} eV. Los jets de NAGs son un posible lugar de aceleración de rayos cósmicos ultraenergéticos. La ventaja del jet es que los protones acelerados pueden ser inyectados con el factor de Lorentz del jet, el cual pudiera fácilmente ser del orden de 10 o mas alto. Esto disminuye la energía máxima para aceleración en el marco del jet, pero pudiera causar perdida adiabática en la transición a el espacio inter-galáctico.

Estallidos de rayos gamma. El caso extremo de aceleración en un jet es la aceleración en estallidos de rayos gamma, los cuales son erupciones breves de mayormente rayos gamma en el orden de MeVs. Su espectro se extiende a energías mas elevadas - la energía mas alta de un fotón detectado de un estallido de rayos gamma es de 20 GeV -. La duración del estallido varia de una fracción de segundo hasta cientos de segundos. Es actualmente probado que los estallidos de rayos gamma son de origen cosmológico (en promedio con un redshift $z=1$) y que son originados en jets. Su total luminosidad es 10^{53-54} ergs en el caso de emisión isotópica y para un escenario de jet este numero tiene que ser escalado decrecientemente con el ángulo de apertura del jet. Todos los modelos contemporáneos de estallidos de rayos gamma usan factores de Lorentz de los jets del orden de 100 hasta 1,000. Las primeras sugerencias [108, 109, 110] de que los estallidos de rayos gamma son las fuentes de los más energéticos rayos cósmicos se basaron en la coincidencia direccional entre los rayos cósmicos más energéticos y los más energéticos estallidos de rayos gamma detectados. Adicionalmente, el total de luminosidad de estallidos de rayos gamma coincide dentro un orden de magnitud con aquellos de los de rayos cósmicos de energía arriba de 10^{19} eV. Las dudas acerca la validez de que el origen coincidentemente con los estallidos de rayos gamma tiene que ver con las distancias cosmológicas de estos objetos. El argumento es que estallidos de rayos gamma muy distantes no pueden contribuir a los rayos cósmicos arriba de 10^{19} eV y los cercanos no ocurren muy seguido para coincidir con los requerimientos de luminosidad de las fuentes de los rayos cósmicos ultraenergéticos.

Galaxias colisionando. El movimiento de galaxias dentro de grupos, como también colisiones galaxia con galaxia, produce choques a gran escala que son idóneos para aceleración de partículas [111]. Estos choques son fácilmente visibles en radio frecuencias. Un choque de dimension de

30 kpc para las galaxias colisionantes y un campo magnético en el choque de $20 \mu\text{G}$ pudieran generar las condiciones para la aceleración arriba de 10^{20} eV. Las galaxias colisionando son entonces también idóneas candidatas para la aceleración de los rayos cósmicos más energéticos.

Hoyos negros silenciosos. La sugerencia es que los protones ultraenergéticos pueden ser acelerados en el horizonte de eventos de hoyos negros masivos girando asociados con galaxias no activas. Esta sugerencia desconecta el lugar de aceleración de rayos cósmicos ultraenergéticos de la existencia de poderosos sistemas astrofísicos en nuestro vecindario cosmológico. El modelo requiere hoyos negros de $10^9 M$ y dentro de 50 Mpc de distancia de nuestra galaxia.

Pulsares. Los pulsares son los más pequeños objetos en el gráfico de Hillas que pudieran acelerar protones hasta energías arriba de 10^{20} eV. En estos modelos no se usa aceleración por choques, sino aceleración directa en la caída fuerte en el potencial electrostático inducido en la superficie de la estrella de neutrones. Otro modelo, que es muy interesante con sus predicciones específicas es este de la referencia [112]. La sugerencia es que los iones de hierro de la superficie de una estrella de neutrones son acelerados por vientos MHD. El modelo requiere una específica intensidad del campo magnético pulsar, pero predice que el espectro de aceleración es muy plano (E^{-1}) y que los rayos cósmicos ultraenergéticos son núcleos pesados (hierro). Ya que los rayos cósmicos ultraenergéticos pudieran en este caso ser de origen galáctico, esta sugerencia elimina todos los problemas relacionados a la propagación a través de distancias extra-galácticas.

Todas las fuentes listadas arriba pueden en principio contener protones de energía alrededor y arriba de 10^{20} eV. Estas estimaciones fueron hechas en la base de los más favorables parámetros y asumiendo procesos de aceleración muy eficientes. La creación de más detallados modelos es no posible por la gran incertidumbre de los datos requeridos de entrada.

2.3. Modelos exóticos

Aunque la mayoría de los sistemas astrofísicos listados anteriormente pueden contener rayos cósmicos ultraenergéticos detectados, las aceleración hasta energías arriba de 10^{20} eV es obviamente un proceso muy improbable que requiere un espacio de parámetros extremadamente muy

favorable y muy eficientes escenarios de aceleración. La comprensión de las dificultades de extender el mecanismo de aceleración galáctico por muchos ordenes de magnitud conduce al desarrollo de modelos exóticos de física de partículas de producción 'top-down' de rayos cósmicos de las más altas energías. La idea es que los rayos cósmicos observados son productos de decaimiento de partículas X muy masivas con M_X tan alto a 10^{25} eV.

Todos los modelos top-down de rayos cósmicos ultraenergéticos tienen dos características distintivas - espectro plano de inyección y una composición de partículas diferente de los escenarios de aceleración 'bottom-up'. En los escenarios de aceleración las partículas aceleradas en una fuente e inyectadas en el medio intergaláctico son protones, núcleos cargados de masa más alta, o neutrones creados en interacciones en la fuente. En los modelos top-down las partículas masivas X decaen en una cadena de partículas elementales todas conocidas con nucleones y mesones como productos finales. Entre más numerosos mesones decaentes en neutrinos y electrones o en rayos γ dependerá de su carga. Como resultado se tiene flujos de inyección de rayos γ y neutrinos excediendo los flujos de nucleones por un factor de cerca de 30, excepto en energías cerca a M_X .

Los modelos top-down no son favorecidos actualmente después de la colaboración de Auger [113] usando los perfiles longitudinales y otras características de los chubascos para limitar la posible fracción de chubascos inducidos por gammas en la muestra de eventos. El límite para chubascos arriba de 10^{19} eV es de 2% y se incrementa a 31% a $4 \cdot 10^{19}$ eV por menor estadística. Aunque es todavía posible que los eventos más energéticos sean de eventos por gammas, esto es muy improbable. Se dará una breve descripción de los mas importantes modelos top-down que han inspirado a físicos en física de partículas por más de 10 años.

El primer calculo del espectro de inyección, el cual ha sido mejorado pero es todavía valido, fue hecho en 1983 por Hill [114] para el caso de aniquilación monopolo. Monopolos son defectos topológicos puntuales que han sido producidos en las fases más tempranas de la evolución del Universo. Un monopolo y un antimonopolo pueden formar un estado ligado y después aniquilarse. En el proceso un espectro de partículas es generado, como se muestra en la Fig. 2.7, el cual representa el espectro de Hill de rayos γ y nucleones.

El espectro mostrado en la Fig. 2.7 puede ser aproximado como $E^{-3/2}$ con un corte en la cercanía de M_X . Esto fue enfatizado casi inmediatamente por Schramm & Hill [115] que los modelos top-down siempre tienen un espectro de inyección mas plano por las propiedades de las funciones de fragmentación en QCD. El espectro plano de aceleración E^{-2} es la línea divisoria entre todos los modelos de aceleración de choque que tienen tan pronunciada ley de potencias en el espectro y los modelos top-down que tienen unos mas planos. Estudios más recientes del proceso de fragmentación que incluyen mas física de entrada y utilizan códigos contemporáneos de computación modifican el espectro de inyección [116]. El espectro no puede ser ajustado con una sola ley de potencias, pero es todavía mas plano que los respectivos en escenarios por aceleración por choques.

El espectro de inyección de neutrinos no cambia durante la propagación, el espectro de nuclones evoluciona como se mostró en la Sec. 2.1.1 y el espectro de rayos γ es fuertemente afectado por interacciones con el fondo de micro-ondas. El proceso principal para los fotones es la producción de pares $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ con los campos extra-galácticos de radiación. El umbral de energía para el proceso es $m_e^2/\epsilon/(1 - \cos\theta)$ donde ϵ es la energía del fotón de fondo y $\cos\theta$ es el ángulo entre los dos fotones. A energía más alta otros procesos como doble producción de pares $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ empiezan a dominar. Una interacción de producción de pares empieza el desarrollo de una cascada electromagnética -el electrón y el positron sufren interacciones Compton inverso con el campo de radiación e impulsan estos fotones a muy alta energía -. La Fig. 2.8 muestra las longitudes de interacción del fotón y electrón para producción de pares y para dispersión de Compton inverso.

Las secciones eficaces en la Fig. 2.8 se graficarían si fuera el caso arriba de la energía de rayos gamma de 10^{25} eV porque tales energías son típicas para escenarios top-down. Para energías de fotones así de grandes el fondo de micro-ondas es no mas el único fondo importante. El fondo de radio extra-galáctico se vuelve igualmente importante. La Fig. 2.8 muestra la longitud de interacción de rayos gamma solo con el fondo de micro-ondas (línea punteada) y con el mas bajo modelo de radio fondo de la referencia [117]. A energías de rayos gamma arriba de 10^{23} eV la sección eficaz de doble producción de pares con longitud de interacción asintótica de 120 Mpc restringe mas allá el camino libre del rayo

gamma.

La línea discontinua en la Fig. 2.8 muestra la longitud de interacción inversa de Compton para electrones en la presencia del mismo radiofondo. En la ausencia de campo magnético la cascada electromagnética llevaría partículas electromagnéticas de alta energía a un camino largo sin una significativa pérdida de energía. En la presencia de hasta el más modesto campo magnético los electrones de ultra energía perderían rápidamente energía por radiación sincrotron y la cascada sería interrumpida. La distancia para pérdida de energía de 10^{22} eV para electrones en un campo de 10^{-10} G es solamente 20 kpc. En la presencia de campos magnéticos los rayos gamma pueden alcanzar distancias menos cortas que su longitud de interacción.

El espectro de inyección es después muy modificado. A pesar de que en la inyección los rayos gamma dominan sobre los nucleones, en distancias modestas desde la inyección los nucleones de alta energía pudieran ser más abundantes como se muestran en la Fig. 2.9 la cual se extrae de las figuras 28 y 29 de la referencia [118]. En la inyección el espectro del fotón es más alto que la del espectro del nucleón por un factor de 10. A energías cercanas a aquellas observadas en la Tierra el espectro del nucleón domina en este modelo particular.

Veamos diferentes tipos de modelos top-down que pueden ser encontrados en la literatura. Hay generalmente dos casos - uno relacionado a defectos topológicos y otro relacionado a materia oscura fría -. Adicionalmente a los monopolos los escenarios por defectos topológicos incluyen muchos tipos de cuerdas cósmicas. Cuerdas cósmicas son defectos topológicos unidimensionales. La masa de las cuerdas puede ser tan alto como $3 \cdot 10^{10}$ M por parsec de longitud. Hay muchos modelos de fuentes de rayos cósmicos ultraenergéticos de cuerda cósmica. Cuerdas superconductoras [119] generan paquetes ultraenergéticos cuando su corriente eléctrica alcanza un valor crítico. Cuerdas ordinarias pueden emitir partículas X en sus cúspides, o durante su intersección y final etapas de evolución. Hay además modelos de defectos topológicos híbridos donde los monopolos están conectados con cuerdas [120].

El segundo tipo de top-down escenarios usa el decaimiento de cuasiestables masivas partículas X producidas en el universo temprano [121]. Estas partículas deben tener un tiempo de vida comparable con el tiempo de Hubble. Estas pudieran, tal vez no, ser una parte sustancial de la

materia oscura. La máxima energía alcanzable en este caso es de hecho la masa de la partícula. La referencia [118] da un detallado repaso de los modelos top-down.

Hay de hecho modelos híbridos que involucran procesos que nunca han sido observados por su muy alto umbral de energía. Uno de ellos es el modelo Z-burst [122, 123], el cual es basado en lo recientemente descubierto de oscilaciones de neutrinos que requieren neutrinos masivos. Los neutrinos masivos de reliquia, un remanente del big bang similar al fondo de micro-ondas, hasta cierto punto pudieran ser atraídos gravitacionalmente a concentraciones de materia, digamos a el super-grupo local de galaxias, dentro de 50 Mpc de nosotros. El incremento de la densidad de neutrinos hace posible la aniquilación de neutrinos ultraenergéticos ($E_\nu > 4 \cdot 10^{21} \text{eV}/m_\nu$) con los neutrinos de reliquia. La aniquilación genera bosones Z_0 que inmediatamente decaen en tres nucleones y 30 fotones con energías cercanas a los de los rayos cósmicos ultraenergéticos. Ya que la predicción no es muy lejana, los Z-bursts pudieran ser fuentes de los más energéticos rayos cósmicos. Aparte de los neutrinos de masas bajas observados por las oscilaciones observadas, los cuales pudieran limitar la densidad de neutrinos, el problema es que la posible fuente de los neutrinos ultraenergéticos no esta definida.

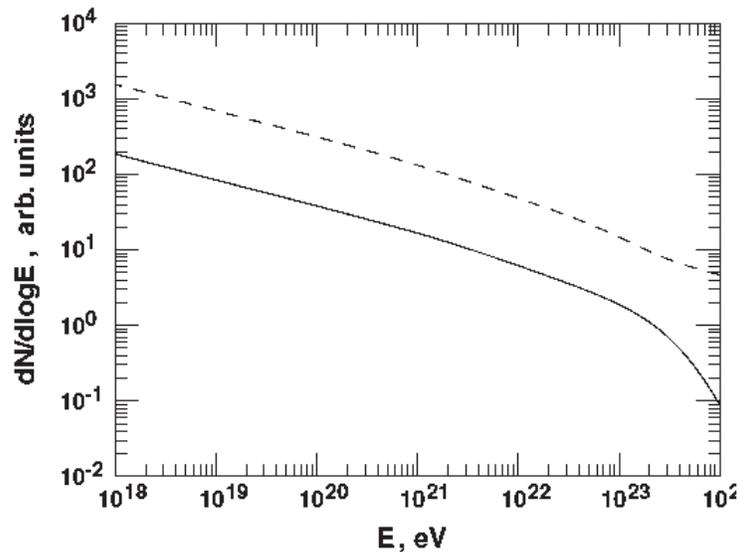


Figura 2.7: Espectro de energía de fotones (línea discontinua) y nucleones (línea sólida) calculada en la referencia [114].

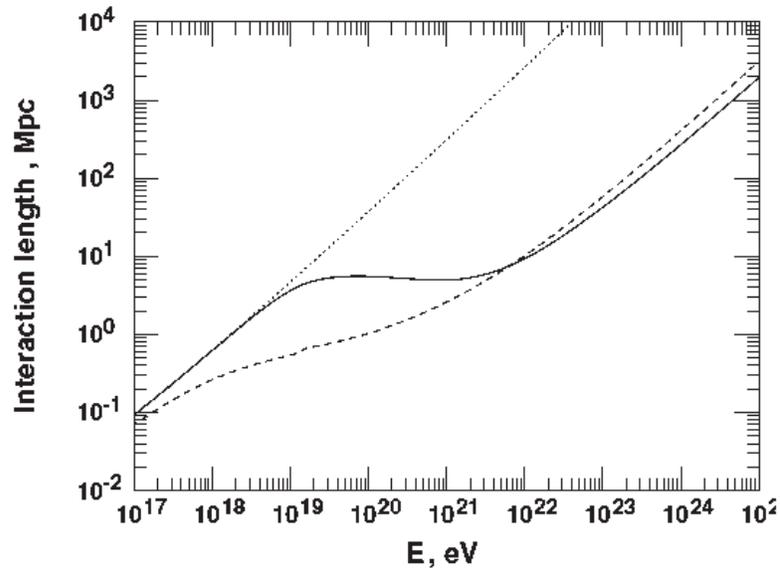


Figura 2.8: Longitudes de interacción para producción de pares por rayos gamma de alta energía (línea punteada es solamente si el fondo de micro-ondas estuviera presente y la línea sólida incluye un modelo de radio-fondo) y para la dispersión inversa de Compton de los electrones (línea discontinua).

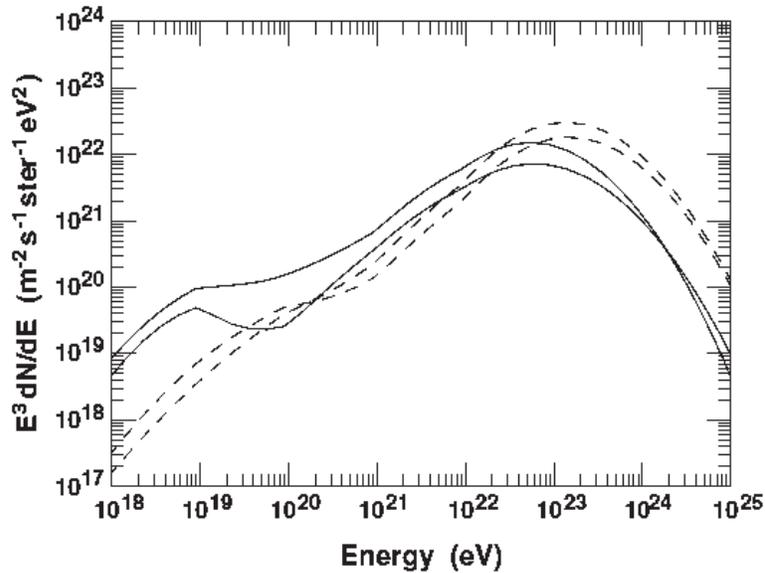


Figura 2.9: Espectro diferencial de rayos gamma (líneas discontinuas) y de nucleones multiplicado por E^3 de un modelo particular top-down para diferentes valores de campo magnético.

2.4. Astronomía de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos

La conclusion de que los rayos cósmicos ultraenergéticos son producidos fuera de la galaxia viene del conocimiento de que sus radios de giro son demasiado grandes y las partículas no pueden ser contenidas en estos. Esto significa que si los rayos ultra.energéticos son generados

en nuestro vecindario cosmológico estas no se desviarían mucho en los bajos campos magnéticos extra-galácticos. Una manera conveniente de recordar el radio de giro de las partículas con energía más alta es

$$r_g = 100 \left(\frac{E_{20}}{ZB_{-9}} \right) \text{Mpc} \quad (2.7)$$

donde Z es la carga de la partícula, E_{20} es su energía en unidades de 10^{20} eV y B_{-9} es la intensidad del campo magnético en 10^{-9} G (nG). Si el campo magnético fuera uniforme, los rayos cósmicos se curvarían a través de su propagación en la distancia D Mpc en un ángulo $\theta \approx 0.53^\circ ZDB_{-9}/E_{20}$. Para una fuente a 20 Mpc y en un campo de un nG esto daría alrededor de 10° .

La primer aproximación de los campos extra-galácticos es que estos son campos aleatorios con una escala de longitud igual a la distancia media entre galaxias (1 Mpc). En tales campos los rayos cósmicos experimentarían desplazamientos aleatorios, el R.M.S. del ángulo de deflexión sería [130]

$$\theta_{rms} = 0.35^\circ \frac{ZB_{-9}}{E_{20}} (Dl_0)^{1/2} \quad (2.8)$$

donde l_0 es la longitud de coherencia del campo aleatorio medido en Mpc así como también la distancia D . La ecuación es valida si cada uno de los dispersiones aleatorias son en pequeños ángulos de dispersión. Para una distancia de 20 Mpc y l_0 de 1 Mpc ahora el ángulo medio para protones de 10^{20} eV es menos de 2° . El promedio del ángulo de 10° corresponde a una distancia de casi un Gpc, la cual debería contener las fuentes de todos los protones extra-galácticas que nos llegan.

Aunque hay observaciones de algunos campos de micro-gauss en grupos de galaxias [103], el promedio de los campos es muy difícil de deducir por mediciones de rotación Faraday. Las estimaciones del limite superior para campos extra-galácticos van desde $3 \cdot 10^{-9}$ G a 10^{-8} G. El límite inferior se deriva de isotropía de la radiación de fondo de micro-onda y el más grande se deriva del valor medio de mediciones de la rotación Faraday de quasares distantes asumiendo una longitud de coherencia $l=1$ Mpc [124].

Hasta si se usa el límite mas alto de 10 nG los rayos cósmicos de más alta energía apuntarían dentro de algunos grados a sus fuentes dentro

de un radio de 100 Mpc. Ninguna fuente astrofísica o hasta fuentes top-down pudieran contribuir a los eventos arriba de 10^{20} eV afuera de ese radio a menos que los rayos cósmicos ultraenergéticos sean neutrinos.

2.4.1. Direcciones de arribo de los Rayos Cósmicos Ultraenergéticos

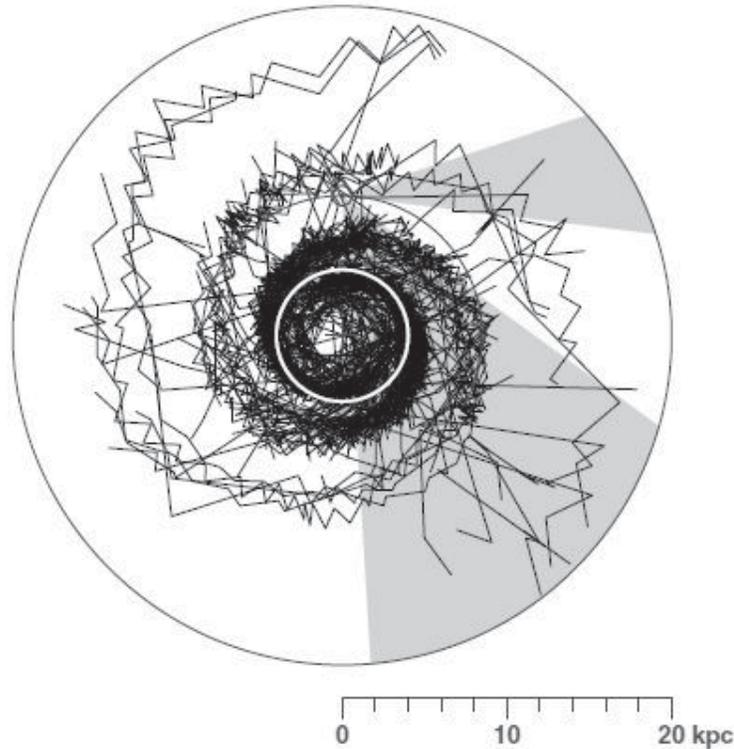


Figura 2.10: Simulación del movimiento de protones de 10^{18} eV inyectados en el plano galáctico isotrópicamente en el círculo de 4kpc (el cual es indicado con un círculo blanco) en el modelo BBS del campo magnético galáctico. Las áreas sombreadas muestran las direcciones en las cuales el experimento AGASA detecta un acceso de rayos cósmicos

Hay dos rangos de energía donde las direcciones de arribo de los más energéticos rayos cósmicos han sido recientemente observados: en la región alrededor de 10^{18} eV, donde los resultados de Fly's Eye sugieren que los rayos cósmicos galácticos empiezan a volverse desafiados por una componente más ligera extra-galáctica y en las energías arriba de $4 \cdot 10^{19}$ eV, justo antes del esperado corte GZK.

La estadística de eventos a 10^{18} eV, es lo suficientemente grande para un análisis de anisotropía. El experimento AGASA usó 114,000 chubascos de energía arriba de 10^{17} eV y encontraron una anisotropía de alrededor de 4%; había significativamente más chubascos de 10^{18} eV

proveniendo de la dirección del centro galáctico y a lo largo del brazo local galáctico que los chubascos que habían provenido de la dirección del anti-centro galáctico [131]. La oportunidad de coincidencia para tal resultado, incluyendo el número de intentos es alrededor de 0.2%. La estadística total de AGASA incrementa la significancia estadística del efecto, la cual es un exceso de 4σ en la dirección del centro galáctico y una escasez de -4σ del anti-centro galáctico. El exceso en la dirección de cygnus (a lo largo del brazo galáctico) es de algún modo más pequeño. El efecto alcanza un máximo para chubascos de energía $1 - 2 \cdot 10^{18}$ eV. Aunque esta observación hecha por primera vez por la colaboración AGASA, el resultado parece ser natural si la mayoría de los rayos cósmicos galácticos de alta energía son acelerados hacia el interior del círculo solar. La Fig. 2.10 muestra el resultado de una simulación donde protones de 10^{18} eV son inyectados isotrópicamente en el círculo de 4 Mpc del plano galáctico en el modelo BSS. En un campo de $5 \cdot 10^{-6}$ G, el radio de giro de los protones de 10^{18} eV, es alrededor de 200 pc, del orden del espesor del plano galáctico. Los protones son atrapados en el campo y empiezan a girar a lo largo de las líneas del campo magnético. Ya que hay también una componente del campo aleatoria, los protones son ocasionalmente empujados hacia fuera de los brazos galácticos y se pueden ver propagándose en líneas casi rectas.

Esta simple simulación sugiere que si una fracción grande de los rayos cósmicos son acelerados dentro del círculo solar uno puede esperar un flujo de rayos cósmicos hacia fuera y a lo largo de los brazos de espiral. El único problema es por que estos rayos cósmicos apuntan en la dirección del flujo. En las simulaciones, donde partículas cargadas giran a lo largo de las líneas del campo, estas rara vez apuntan en esta dirección. Una gran muestra de eventos podría sin embargo exhibir el patron general. Por esta razón el análisis estadístico de una gran muestra de eventos es muy valuable. Estudios similares son hechos con estadística menor por otros grupos experimentales y los resultados no son siempre compatibles con cada uno de ellos.

La situación con los eventos de las energías más altas parecen ser completamente diferentes. La Fig. 2.11 muestra las direcciones de arribo de eventos individuales de la estadística más antigua en el mundo. Los chubascos de energía arriba de 10^{20} eV son dibujados con círculos más grandes. El gráfico es para una muestra de 114 eventos que incluyen 22

de *Flys Eye*. La resolución angular media de los detectores de superficie es del orden de 3° . Uno puede ver la concentración de eventos casi exactamente en el plano super-galáctico. No todos estos eventos vienen del experimento AGASA. Hace algunos años cuando la estadística experimental era determinada por Haverah Park, la proximidad media a el plano super-galáctico era más cercano [133] y conducía a la conclusión de una asociación de los rayos cósmicos ultraenergéticos con el plano super-galáctico. En la base de que la muestra de todo el mundo de rayos cósmicos ultraenergéticos disponible en 1995, el análisis concluyó que a la energía alrededor de $4 \cdot 10^{19}$ eV, los rayos cósmicos vienen de direcciones cercanas al plano super-galáctico y no se agrupan alrededor del plano galáctico. Cuando la estadística experimental se incremento esta asociación se volvió muy remota.

Un cuidadoso examen de la Fig. 2.11 muestra otra característica -hay algunas direcciones en el cielo que contienen 2 o 3 rayos cósmicos. Este hecho fue primeramente reportado por el grupo de AGASA [134], El cual encontró un triplete y tres dobles entre los 47 eventos arriba de $4 \cdot 10^{19}$ eV. El ángulo de separación en estos grupos es menor de 2.5° , alrededor del error en la determinación de la dirección por AGASA, algunos de estos cúmulos además contienen un número de eventos ligeramente de menor energía. La probabilidad de que fuera una realización de una distribución isotrópica de dirección de arriba fue estimada menor del 1%. No hay asociación obvia de los cúmulos con una fuente potencial de rayos cósmicos, aunque hay un NAG y un par de galaxias colisionando dentro de algunos grados de un par de cúmulos. Un análisis conjunto de eventos AGASA, Haverah Park, Yakutsk y Volcano Ranch, fue realizado inmediatamente después revelando 6 dobles y 2 tripletes en la muestra de 92 eventos [135]. Ya que la resolución angular para 4 diferentes experimentos es difícil de asignar y la probabilidad de agrupamiento depende muy fuertemente con el ángulo de separación, la significancia de agrupamiento es del mismo orden que los datos de AGASA por si mismos.

Este muy interesante cuadro de isotropía a gran escala y a pequeña escala de agrupamiento cambio cuando los primeros resultados del observatorio Auger fueron reportados en la conferencia internacional de rayos cósmicos en el 2007. Con muy alta estadística, excediendo por un factor se dos al anterior grupo de datos de todo el mundo y una

mejor resolución angular, Auger no confirmó ninguna de las sugerencias mencionadas anteriormente. No excesos de eventos de la dirección del centro galáctico fue encontrado en el rango de energía alrededor de $4 \cdot 10^{18}$ eV [136] o cualquier otra dirección [137]. No agrupamiento de los eventos más energéticos en la escala de 2.5° fue descubierta [138] en un análisis de auto-correlación, excepto de un más suave efecto a más grande escala.

Un par de meses después Auger presentó un resultado que fue aceptado por la extensa comunidad astrofísica considerándolo como el inicio real de la astronomía de rayos cósmicos. Una correlación de las direcciones de arribo de los 27 más energéticos eventos de energía arriba de $5.7 \cdot 10^{19}$ eV (57EeV) con núcleos activos galácticos en un redshift menor de 0.018 del catálogo veron-cetty y el catálogo veron [139] (VC). 19 de los 27 eventos venían de direcciones en menos de 3.1° de uno de los NAGs del catálogo cuando solamente 5 coincidencias eran esperadas de una distribución isotrópica en la dirección de arribo de los rayos cósmicos ultraenergéticos [140],[141]. Cinco de los no correlacionados eventos venían de una latitud galáctica menor de 12° . Esto puede entenderse como el más grande ángulo de dispersión de los rayos cósmicos ultraenergéticos en los intensos campos magnéticos alrededor del plano galáctico. Las direcciones de arribo de estos eventos se muestran con círculos en la Fig. 2.12.

Cerca de una mitad de los eventos están dentro de 15° del plano supergaláctico y hay un gran grupo de eventos muy cercano a la radio-galaxia Cen-A. Sorpresivamente no hay eventos provenientes de cúmulo de virgo [142] que esta en el borde del campo de visión de Auger. La colaboración de Auger no proclamó que los NAGs eran las fuentes de los eventos más energéticos. La mayor proclamación fue la fuerte anisotropía y la correlación con objetos astrofísicos que pudieran tener la misma estructura a gran escala de las fuentes reales.

Como seguido pasa, el alto nivel de interés en el resultado de Auger trajo muchas preguntas y algo de controversia. La primera fue el análisis en las direcciones de arribo de HiRes [117] que no encontraron ninguna correlación usando los NAGs de Auger o más búsquedas generales. El campo de visión de HiRes es diferente de Auger, pero hay ciertas áreas comunes.

Hay muchas otras preguntas acerca de la naturaleza de la correlación

que no son fácil de responder. Por que lo eventos de Auger se correlacionan con objetos astrofísicos a la distancia alrededor de 70 Mpc mientras que se esperan contribuciones de fuentes hasta 200 Mpc para energías arriba de 60 EeV. Una posible explicación es que Auger sobreestima la energía de los eventos alrededor de 25%, justamente la incertidumbre en la reconstrucción de la energía. Tal corrección haría el espectro de energía de Auger más consistente con el de HiRes.

La correlación con NAGs dentro de 3.1° es consistente con la dispersión en el campo magnético galáctico de protones y nos hace creer que los 27 rayos cósmicos ultraenergéticos son de hecho protones. Por otro lado, el $\langle X_{max} \rangle$ de Auger es más consistente con núcleos pesados que se hubieran dispersado mucho más en la galaxia. Esta es otra posible controversia que pudiera ser resuelta después de que Auger examine los valores de X_{max} de los eventos que se correlacionen con NAGs cercanos.

Otros estudios analizaron las propiedades de los NAGs en el catálogo VC, la mayoría de ellos son sistemas de baja energía que no se espera que aceleren rayos cósmicos a tales altas energías.

A pesar de que muchas preguntas razonables son hechas por diferentes científicos, la correlación observada es un gran paso hacia la astronomía de rayos cósmicos. El observatorio Auger ha probado que los rayos cósmicos más energéticos no son isotrópicos y que se correlacionan con una distribución de materia cercana en el universo, como se espera en ciertos fundamentos teóricos. Se espera que el incremento rápido de la estadística de Auger y el continuo análisis resolverán la mayoría de estas cuestiones pronto.

2.4.2. Rayos Cósmicos Ultraenergéticos y campos magnéticos cósmicos

La influencia de los campos magnéticos astrofísicos en la propagación de rayos cósmicos es un tema que es muy relevante para la astronomía de rayos cósmicos ultraenergéticos. Si asumimos que el campo magnético promedio galáctico es alrededor de $1 \mu\text{G}$ y este se extiende hasta 20 kpc del centro galáctico (el cual es una sobrestimación) entonces el ángulo de dispersión de un proton de 10^{20} eV pudiera ser alrededor de 10° . El campo disminuye con la distancia galactocéntrica y posiblemente invierte su dirección en los diferentes brazos galácticos, así que el real ángulo de dispersión es mucho menor. La figura Fig. 2.13 da una idea

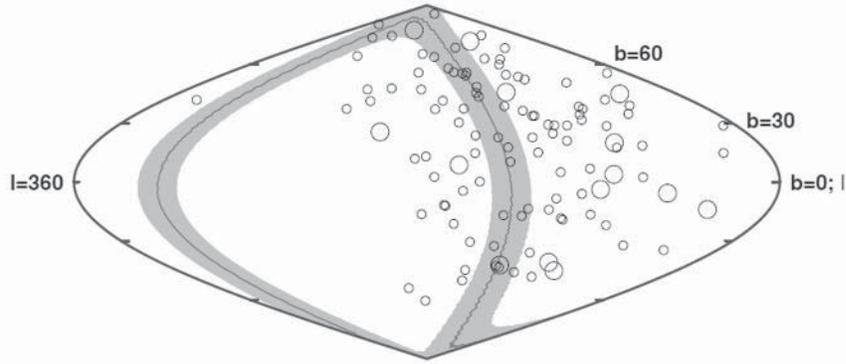


Figura 2.11: Direcciones de arribo de una muestra de 114 eventos de rayos cósmicos con energía arriba de $4 \cdot 10^{19}$ eV. Eventos de energía arriba de 10^{20} eV están dibujados con círculos mas grandes. La banda sombreada muestra el plano super-galáctico. El dibujo esta centrado en el anti-centro galáctico (el centro galáctico se divide en dos lados en $b=0^\circ, l=0, 360^\circ$).

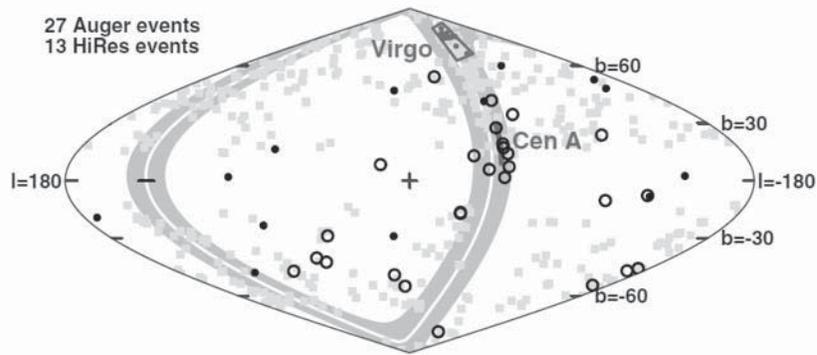


Figura 2.12: Direcciones de arribo de los 27 mas energéticos eventos de Auger (círculos) y los 13 eventos de HiRes (puntos) en coordenadas galácticas. El gráfico es centrado en el centro galáctico. Las posiciones del cluster de Virgo y de Cen A también se indican. La banda sombreada muestra la latitud super-galáctica $|b_{SGP}| < 10^\circ$. Los cuadro grises muestran los AGNs del catálogo Veron-Cetty y catálogo Veron dentro de $z=0.018$ con latitud galáctica mayor de 12° .

de la magnitud de la deflección en un modelo particular de campo.

El modelo BSS con $0.3 \mu\text{G}$ en la componente z fue escogido como ilustración porque este genera los mayores ángulos de dispersión. La longitudes totales de las flechas corresponden a protones de energía 10^{19} eV y la primer patada en la trayectoria (cuando es visible) corresponden a protones de 10^{20} eV. Protones de energías intermedias se dispersan entre estos dos escenarios. Note que esta figura es un resultado de rastreo hacia atrás de antiprotones desde la Tierra y la dirección de dispersión es la opuesta que experimentarían partículas dirigiéndose hacia la Tierra desde el espacio extra-galáctico. El cálculo no se muestra para direcciones cerca del centro galáctico por la incertidumbre de la inten-

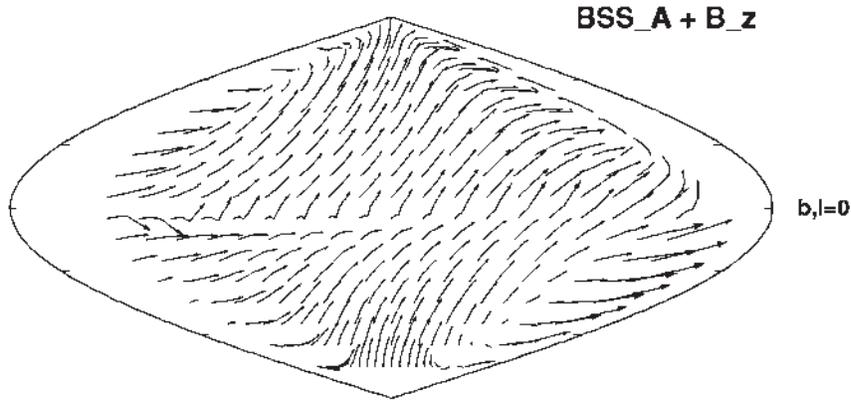


Figura 2.13: Dispersión de antiprotones emitidos en la Tierra en el campo magnético galáctico en el modelo BBS con la adición de una componente normal de $0.3 \mu G$ a el plano galáctico. El gráfico es centrado en el anti-centro galáctico

alidad del campo y su forma en esta región.

La componente aleatoria de los campos galácticos no puede contribuir mucho a el cambio de las direcciones de rayos cósmicos ultraenergéticos como en Ec. 2.8 con l_0 de menos de 100 pc. Su mas importante contribución es manchar la imagen regular mostrada en la Fig. 2.13. Si los rayos cósmicos ultraenergéticos fuesen protones emitidos por unas cuantas fuentes fuera de la galaxia, estas preservarían la dirección en general de las fuentes, aunque este pudiera ser ligeramente sesgado por el campo magnético galáctico. La detección de hasta la más pequeña estadística mostraría los grados de dispersión como función de la rigidez de los rayos cósmicos ultraenergéticos y ayudaría a revelar la fuente.

Si los rayos cósmicos ultraenergéticos fuesen núcleos pesados, su rigidez sería menor y estos podrían ser afectados más por los campos magnéticos galácticos. Núcleos de hierro de energía total de 10^{20} eV pudieran comportarse casi como protones de 10^{18} , Fig. 2.10.

Un pregunta interesante es la extensión del campo magnético y la posible existencia de un halo magnético en nuestra galaxia. Los datos en tal halo son inconsistentes, aunque la velocidad del viento galáctico pudiera estar limitado cerca de 20 km/s por la baja anisotropía de los rayos cósmicos de la galaxia. La más extrema sugerencia para las dispersiones de rayos cósmicos ultraenergéticos en el halo fue hecha en la referencia [125], esta basada en la observación de que el campo magnético en el brazo local apunta hacia adentro y hacia afuera del centro galáctico como lo hacen los campos en otras muchas galaxias espirales. Si uno

postula la existencia de un halo con la estructura de una espiral de Parker (similar a la del sistema solar) y una extensión a distancias del orden de 1 Mpc, todos los antiprotones rastreados hacia atrás desde la Tierra pudieran curvarse en la dirección del polo norte. De manera contraria, rayos cósmicos inyectados en este sistema en posiciones cercanos a el polo galáctico norte parecerían a nosotros casi como un flujo isotrópico. Los rayos cósmicos ultraenergéticos pueden en esta manera estar conectados a M87, la más poderosa radio galaxia cercana en el super-grupo de Virgo a cerca de 15° lejos de polo galáctico norte.

Por las cada vez más grandes longitudes de camino involucrados, las dispersiones de los protones en los campos magnéticos extra-galácticos pudieran ser importantes si sus intensidades estén cerca, o mas altas que 1 nG. Hay algunos efectos adicionales a el ángulo de deflexion. El más importante, que ciertamente existe en cierto nivel, es la incrementada longitud de camino y asociado tiempo de retraso por la dispersión en el campo aleatorio. El tiempo de retraso Δt esta definido como la diferencia entre el tiempo de propagación en el campo magnético y el tiempo de propagación de la luz. Este se deriva de

$$\Delta t \approx 30 \left(\frac{ZB_{-9}}{E_{20}} \right)^2 \left(\frac{D}{\text{Mpc}} \right)^2 l_0 \text{ years} \quad (2.9)$$

sin tomar en cuenta la perdida de energía de los protones, lo cual aparte de bajar la energía también incrementara su tiempo de decaimiento. El incremento en la longitud de camino es proporcional a Δt y también incrementa significativamente la perdida de energía. Para una fuente a una distancia de 70 Mpc el tiempo de retraso excedería 10^5 años. Tal enorme tiempo de retraso presenta problemas en identificar las fuentes de los rayos cósmicos ultraenergéticos por que esto es similar a las duraciones de estado alto de los núcleos activos galácticos. Es posible que una fuente estuviera activa hace 10^5 años y usada para acelerar rayos cósmicos hasta la ultra-energía y que ahora nosotros no los podamos reconocer. El peor efecto para los rayos cósmicos ultraenergéticos es que sean acelerados por estallidos de rayos gama. Hasta para campos magnéticos de intensidad $0.1B_{-9}$ el tiempo de retraso de 1500 años pudiera hacer la identificación de las fuentes imposible.

Pero hasta sin contar la perdida de energía, el tiempo de retraso por si mismo limita las distancias desde las cuales los rayos cósmicos pueden

alcanzarnos dentro de tiempo de Hubble. Para campos magnéticos aleatorios de 1 nG y distancias de 100 Mpc, solamente protones de energía arriba de $5 \cdot 10^{17}$ eV pueden propagarse a nosotros dentro de 10^{10} años. Uno puede voltear el argumento y calcular la distancia de fuentes para los cuales los rayos ultraenergéticos pueden alcanzarnos en tiempo de Hubble - el horizonte de rayos cósmicos -. La Fig. 2.14 muestra los resultados de un calculo el cual cuenta para la perdida de energía de los protones en propagación [126].

El horizonte R_{50} esta definido como la distancia en la cual el numero de partículas manteniendo mas del 50% de su energía de inyección se decrece por un factor de e . A energías de 10^{20} eV el horizonte rastrea cercanamente la perdida de distancia por energía de los protones a energía mas baja, sin embargo, esto es significativamente mas pequeño hasta para el campo magnético mas bajo asumido. En el caso $10B_{-9}$ el horizonte empieza a disminuirse aproximadamente en la posición del corte GZK, aunque ninguna de las partículas tiene retraso de tiempo del orden de tiempo de hubble. La disminución es debida a la perdida de energía incrementada en producción de pares y la expansión cosmológica. La restricción del tiempo de Hubble incidirá en alguna forma a energía mas baja que la que puede ser estimada con Ec. 2.9 y es imposible de calcular con la técnica de Monte Carlo usada para la Fig. 2.14.

La suposición de campos magnéticos extra-galácticos regulares conduce a diferentes efectos dependiendo de las posiciones relativas de la fuente y el observador y en la dirección del campo magnético. La Fig. 2.15 muestra dos ejemplos para el cambio en el espectro de inyección de protones en direcciones opuestas.

Una fuente de rayos cósmicos es posicionada en el origen del sistema de coordenadas a la mitad de una pared magnética de espesor de 3 Mpc que coincide con el plano yz .

El campo magnético de la pared tiene una intensidad $B_{reg} = 10nG$, apunta en la dirección z y exponencialmente se disminuye afuera de la pared. Esto es acompañado por un campo magnético aleatorio de intensidad $B_{reg} / 2$. La fuente inyecta protones isotrópicamente de ultraenergía en un espectro de inyección E^{-2} con un corte exponencial, como se muestra con un histograma sombreado en la Fig. 2.15. Los protones están seguidos en este ambiente tomando en cuenta todas las perdidas de energía hasta que estos crucen una esfera de radio de 20 Mpc. Su

espectro de energía es estudiado como función de la posición de salida. La Fig. 2.15 muestra el espectro de salida en dos partes. La parte (a) (enfrente) es adentro de la pared magnética en z positivo alrededor de $y=0$, $x=0$ y la parte (b) (al lado) es en dirección perpendicular a el muro magnético a $y=0$, $z=0$. Los espectros de energía arriba de $3 \cdot 10^{20}$ eV son casi idénticos pero menos parecidos con respecto al espectro de inyección por la perdida de energía por foto-producción. A energía más baja, sin embargo el espectro es muy diferente. Las partículas de energía más baja que salen hacia el camino frontal se propagan a lo largo de las líneas del campo magnético. Partículas que han sido inyectadas en casi cualquier dirección son magnéticamente contenidas en la pared, giran hacia adelante y atrás a lo largo de las líneas del campo y salen hacia la parte frontal. Entonces el exceso a 10^{19} en este lado, comparado a la inyección es cerca de dos ordenes de magnitud. Estas partículas tienen en promedio gran Δt excediendo 10^8 años en comparación con el tiempo de propagación de la luz de $6.5 \cdot 10^7$ años.

Partículas que salen hacia la parte de a lado tienen que moverse a lo largo de las líneas del campo magnético. Las partículas de máxima energía no son muy afectadas por el campo magnético, mientras que a mas baja energía este movimiento esta limitado a un numero pequeño de protones que han sido asistidos por el campo magnético.

Dos observadores localizados en estas posiciones pudieran nunca coincidir con la luminosidad de la fuente y la forma del espectro de inyección a energías abajo de 10^{20} eV. El observador A (localizado en la parte (a)) pudiera aclamar una luminosidad alta y un espectro de inyección empinado con un índice espectral cercano a -4 . El observador B insistiría en una luminosidad mas baja por muchos ordenes de magnitud y un muy plano espectro E^{-1} . La figura subraya la necesidad de mas alta estadística arriba de 10^{20} eV, la cual puede ser usada para una buena estimación de la luminosidad, la forma de espectro de inyección y la posición de la fuente.

Todos estos argumentos han sido desarrollados para fuentes estáticas de rayos cósmicos que continuamente emiten rayos cósmicos ultraenergéticos. Muchos de los modelos, sin embargo, sugieren inyección con dependencia del tiempo. El caso extremo es otra vez el escenario de estallidos de rayos gama. Los estallidos de rayos gama inyectarían rayos cósmicos ultraenergéticos solo durante un periodo extremadamente corto de

tiempo. El final de alta energía del espectro de inyección alcanzaría al observador con el mas pequeño tiempo de retraso. La parte más baja del espectro de energía se dispersaría por mas tiempo. El resultado final es un espectro con dependencia del tiempo en la posición del observador.

2.5. Estátus actual sobre el conocimiento del campo magnético

En el presente no entendemos ni siquiera el carácter de las fuentes de los rayos cósmicos ultraenergéticos y su luminosidad. Hay algunas contradicciones en la escasa estadística de tales eventos.

La normalización del flujo cercano a 10^{19} eV varia por cerca de 30-40% de la derivada por diferentes experimentos. Esto no esta mas arriba del error sistemático de los experimentos pero se requieren errores en la dirección opuesta para hacer los datos compatibles.

Mientras algunos experimentos no ven las obvias características del corte GZK en el espectro medido, HiRes y Auger encuentran el espectro consistente con el corte GZK además de muy pocos eventos super-GZK. La estadística es, sin embargo, muy baja y la forma exacta de este rasgo no esta todavía establecida.

Algunos experimentos miden un cambio de la composición de los rayos cósmicos de pesado a ligero en el rango de arriba de 10^{18} eV. El observatorio de Auger encuentra la composición química de los más energéticos eventos consistentes con núcleos medianamente pesados, tales como el carbon y el oxígeno.

La mera existencia de eventos super-GZK, los cuales han sido observados por todos los experimentos, es un fenómeno muy interesante. Su comprensión esta más allá de lo complicado de la incertidumbre en la distribución de la dirección de arribo de los rayos cósmicos ultraenergéticos. Mientras que Auger encuentra una correlación de la distribución con la materia extra-galáctica cercana, HiRes no lo hace.

Algunos argumentos han sido recientemente desarrollados acerca de la naturaleza de los rayos cósmicos ultraenergéticos. El primero viene de la forma del perfil del chubasco de las energías más altas ($3 \cdot 10^{20}$ eV) detectado por Fly's Eye y mostrado en la Fig. 2.17. Aunque este es un evento simple, su forma esta bien medida y no es consistente con las

expectaciones de chubascos de rayos gamma [127] bajo cualquiera de las suposiciones para su desarrollo. El perfil del evento pudo ser generado por un chubasco de proton, pero es mas consistente con chubascos iniciados por núcleos pesados. La Fig. 2.17 muestra una comparación del perfil del chubasco observado con expectativas para diferentes rayos cósmicos.

El esperado perfil para rayos gamma en la Fig. 2.17 incluye interacciones de rayos gamma en el campo geomagnético y el cambio de los procesos electromagnéticos (efecto LPM) a muy alta energía. Es muy importante notar esto, si las colisiones hadrónicas son mas suaves que el modelo de interacción usado para este resultado, chubascos iniciados por proton o fierro los dos se moverán a una menor profundidad. El perfil del chubasco de rayos gamma puede solamente moverse a unas profundidades atmosféricas mas grandes. El perfil de chubasco de rayos gamma puede solamente moverse a unas profundidades mas grandes si las partículas primarias no interactúan con el campo geomagnético.

En 2002 los grupos Haverah Park [128] y el de AGASA [129] vieron sus estadísticas para identificar chubascos iniciados por rayos gamma. El grupo de Haverah Park se concentró en la distribución de ángulo cenital de los chubascos detectados, el cual es diferente para chubascos hadrónicos y electromagnéticos. El resultado fue un límite superior de cerca de 50% para la fracción rayos gamma en el flujo cósmico arriba de 10^{19} eV. El grupo de AGASA intentó identificar chubascos electromagnéticos por su baja fracción de muones. El limite arriba de 10^{19} eV es de 28%, y arriba de $10^{19.5}$ es un mas débil 67 %. El experimento de Auger impuso el mas fuerte límite de 2% arriba de 10^{19} eV usando perfiles de chubascos inducidos por fotones. Estos resultados excluyen modelos en los cuales todos los rayos cósmicos ultraenergéticos son rayos gamma pero dejan algún espacio para todos los posibles modelos de fuentes, especialmente arriba de 10^{20} eV, donde un análisis estadístico no puede ser hecho.

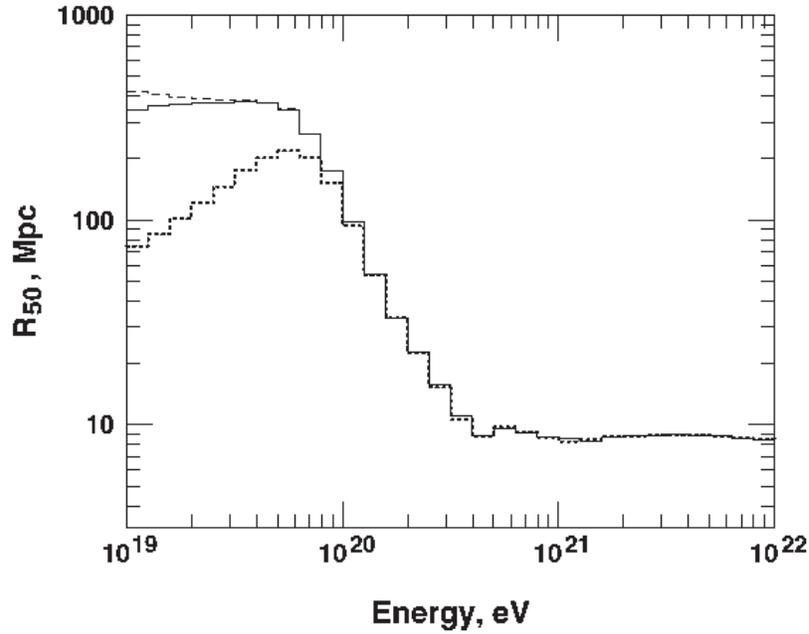


Figura 2.14: Horizonte de rayos cósmicos ultraenergéticos como función de la energía y la intensidad del campo aleatorio magnético extra-galáctico. Vea el texto para la definición del horizonte R_{50} . El histograma con línea sólida es para B_{-9} , el punteado para $10B_{-9}$ y el discontinuo para $0.1 B_{-9}$.

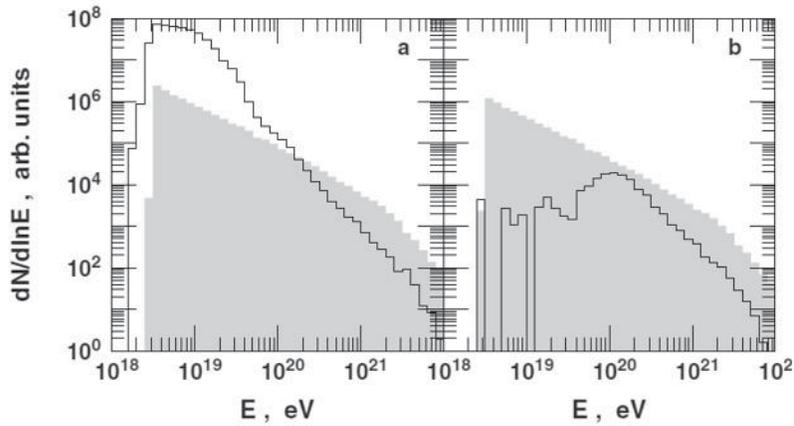


Figura 2.15: Espectro de rayos cósmicos ultraenergéticos a 20 Mpc de su fuente. El area sombreada muestra el espectro de inyección. La parte (a) muestra partículas saliendo de la esfera de 20 Mpc dentro de la pared magnética. El lado (b) muestra partículas saliendo en la dirección normal de la pared. Vea el texto para una descripción completa de la geometría.

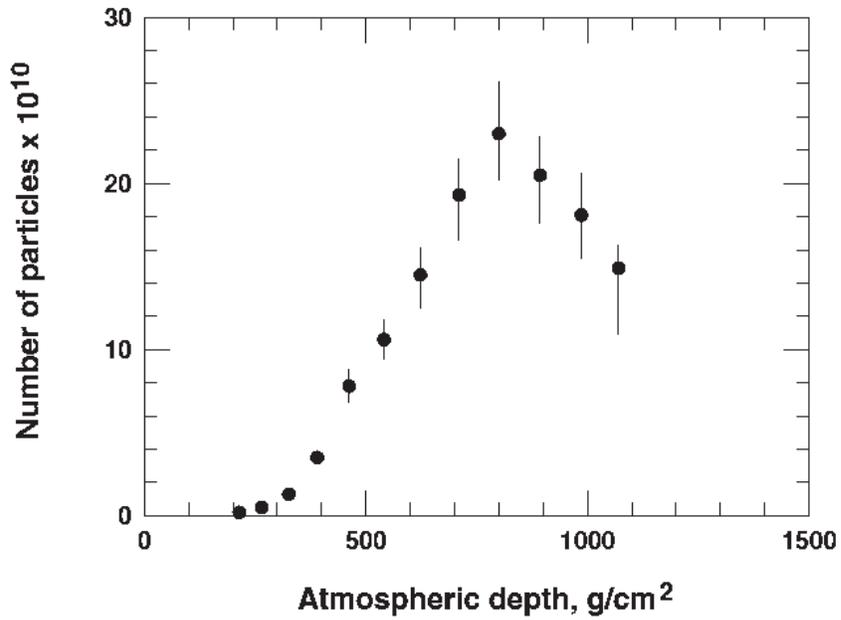


Figura 2.16: Perfil del chubasco del rayo cósmico de la más alta energía detectado por Fly's Eye. Note que el número de electrones al máximo excede $2 \cdot 10^{11}$.

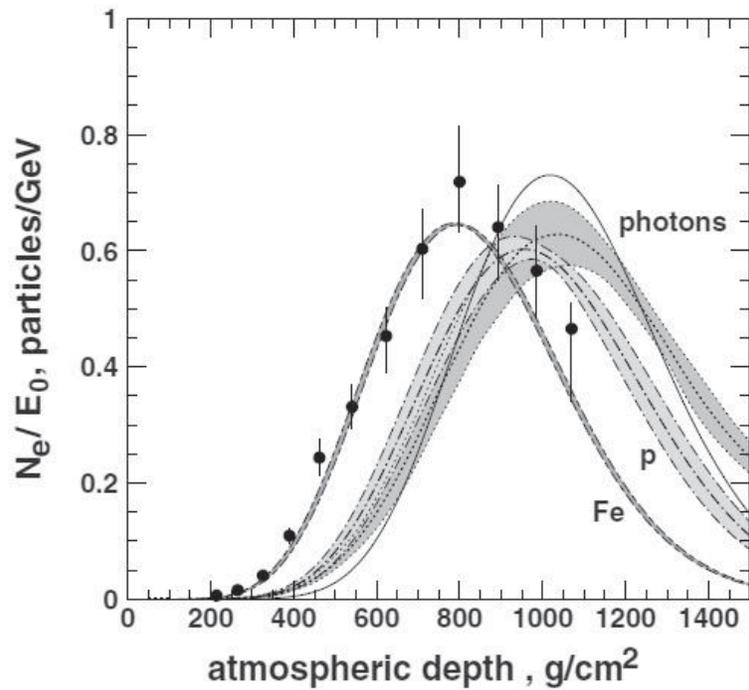


Figura 2.17: Perfil del chubasco de la más alta energía comparado a las expectativas de los chubascos iniciados por hierro, proton y rayo gamma. Las bandas muestran los anchos esperados de los respectivos perfiles de chubascos

Capítulo 3

Estudios relevantes de Anisotropía y Correlación.

3.1. Estudios de anisotropía intrínseca de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos

Una manera de medir la anisotropía de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos ultraenergéticos es diseñando métodos estadísticos, sin el uso de catálogos, a través de los cuales el grado de anisotropía se puede medir al comparar cuantitativamente los eventos experimentales ultraenergéticos detectados con grupos de eventos isotrópicos simulados por Monte Carlo. Para esto primeramente se escoge o se diseña una función de correlación de 2 ó 3 puntos que genere distribuciones con todas las combinaciones posibles de eventos. Este ejercicio se hace tanto para los datos experimentales detectados así como para miles de realizaciones de eventos isotrópicos generados por Monte Carlo obteniéndose al final dos histogramas, uno de los datos experimentales y, otro normalizado, de los datos simulados. Para cuantificar la significancia primeramente se procede a calcular el siguiente parámetro:

$$\sum_P^{data} = \sum_{i=1}^N \ln \Psi(n_{obs}^i | n_{exp}^i), \quad (3.1)$$

donde n_{obs} y n_{exp} son el número de eventos observados y esperados en el bin número i y Ψ es la función de Poisson. La significancia P se obtiene al comparar el resultante \sum_P^{data} con la distribución de los \sum_P obtenida de realizar muestras isotrópicas por Monte Carlo Fig. 3.1.

El análisis más reciente de anisotropía intrínseca [185] utilizó los 100 más

energéticos eventos (con energía mayor a 43 EeV) con ángulo cenital menor a 60 grados y detectados por la red superficial del Observatorio Auger en el periodo del 1 de Enero del 2004 al 31 de Marzo del 2009. Adicionalmente, el análisis requirió que los chubascos atmosféricos de los eventos ultraenergéticos hayan sido reconstruidos al menos por cinco detectores superficiales con señal activa y en una configuración tal que estén rodeando al correspondiente con mayor señal medida. Y, finalmente, el núcleo de chubasco reconstruido estuviera contenido dentro de un triángulo equilátero de detectores con señal activa.

Aplicando funciones de correlación de 2 y 3 puntos se midió la anisotropía intrínseca que se muestra en la Fig. 3.2. El rango de energías va desde 43 EeV (con 100 eventos arriba de esta energía) hasta 73 EeV (20 eventos). Los cuadrados rellenos se refieren a la función de 2 puntos mientras que los círculos se refieren a la función de 3 puntos. La mínima significancia respecto a la isotropía se observa que ocurre a 52 EeV (70 eventos). En esta energía la probabilidad P se refiere a que los datos reales hallan sido una realización de fondo isotrópico y sus valores son $P=0.26\%$ usando la función de dos puntos y $P=0.56\%$ usando la función de 3 puntos.

3.1.1. Correlación de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos con Núcleos Activos Galácticos

Usando datos colectados desde el 2004, cuando entró en operaciones el Observatorio Auger, hasta Agosto del 2007 (los cuales son reportados en [145, 146]), la colaboración de este observatorio presentó la correlación entre las direcciones de arribo de rayos cósmicos ultraenergéticos de energías que exceden 55 EeV con las posiciones de Núcleos Activos Galácticos NAG's publicados en la XII edición del catálogo de cuasares y núcleos activos galácticos realizado por Véron-Cetty y Véron [147] (catálogo VCV). La hipótesis nula de isotropía fue rechazada con un 99% de nivel de confianza usando una prueba estadística basada en la distribución binomial aplicada a los primeros eventos detectados y subsecuentemente confirmada con los posteriores datos. La correlación con objetos extra-galácticos cercanos es consistente con los rayos cósmicos de las más distantes fuentes habiendo perdido energía en concordancia con la supresión del flujo visto en el espectro de energía medido [148, 149, 150] y las expectativas del corte GZK. Sin embargo, la correlación con el catálogo VCV no fue suficiente para identificar fuentes individuales o una correlación con una clase específica de objeto astrofísico. El catálogo VCV es una compilación de NAGs que no se puede con-

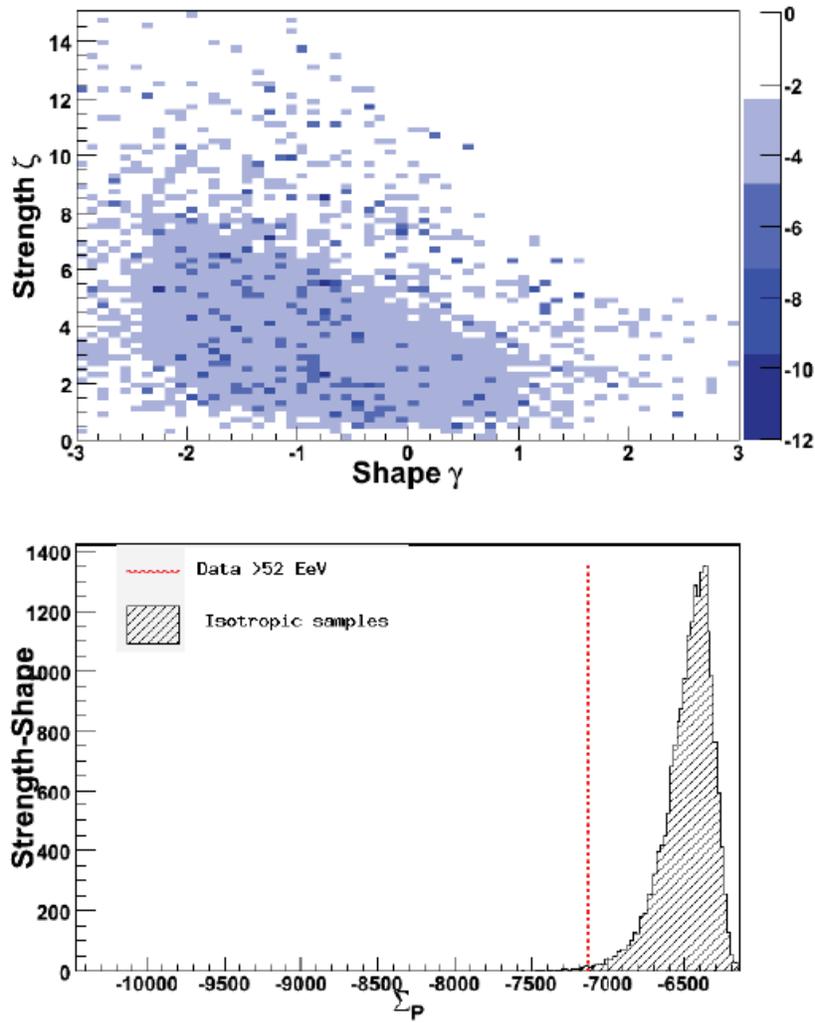


Figura 3.1: Arriba: Para cada bin sombreado en azul de “shape“ y “strength“ (nombres de las variables) se grafica el logaritmo natural de la probabilidad de Poisson de tripletes observados con respecto de los esperados de realizaciones por Monte Carlo isotrópicas. Abajo: La distribución de \sum_P para $2 \cdot 10^4$ realizaciones isotrópicas se muestra en el histograma. La significancia se calcula contando el número de realizaciones isotrópicas por Monte Carlo que se encuentren a la izquierda de los datos (línea punteada discontinua).

siderar todavía completo ni homogéneo. Adicionalmente, estas galaxias activas siguen una distribución de materia a gran escala y eso incluye otros candidatos astrofísicos, no sólo los NAG’s y sus subclases. Análisis que comparan los datos de Auger [145, 146] con objetos extra-galácticos cercanos han sido reportados en [151, 158, 159, 160, 161, 162, 152, 153, 154, 155, 156].

Para realizar esta correlación se usó la función de distribución binomial para lo cual el análisis se ejecutó en dos etapas. Primeramente, se minimizó la distribución binomial acumulativa $P = \sum_{j=k}^N C_j^N p^j (1-p)^{N-j}$, en donde N es el número total de eventos de la muestra, p es la probabilidad de expectación de

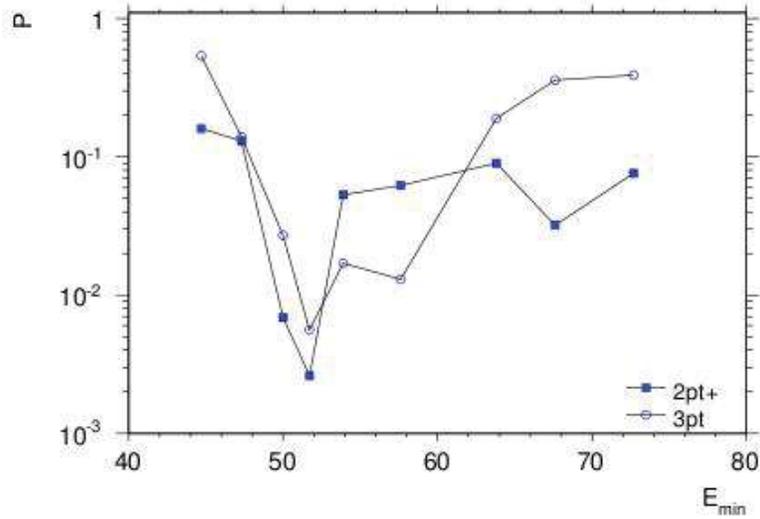


Figura 3.2: Significancia de la anisotropía de los eventos más energéticos como función de la energía mínima, E_{\min} . Los cuadros rellenos (círculos) son las probabilidades calculadas usando una función de 2 puntos (3 puntos). La mayor desviación respecto a la isotropía se encuentra alrededor de 52 EeV.

que sea detectado un evento bajo condiciones isotrópicas y k es el número de eventos detectados por el Observatorio Auger. Tomando como parámetros libres la energía de corte, la máxima distancia de las fuentes del catálogo y la separación angular que se proyecta de cada uno de los puntos del catálogo que están dentro de la distancia máxima, se barrió el dominio de dichos parámetros usando algoritmos computacionales hasta encontrar el valor mínimo de la probabilidad P . Los valores de minimización fueron $\psi = 3.1^\circ$, $z_{max} = 0.018$ ($D_{max} = 75$ Mpc), y $E_{th} = 55$ EeV. Para fijar estos parámetros se utilizaron datos recolectados en el periodo 1 de Enero del 2004 hasta el 26 de Mayo del 2006. Es importante mencionar que en este periodo se habían colectado 14 eventos con energía mayor a $E_{th} = 56$ EeV, de los cuales 8 eventos estaban correlacionados con NAG's ubicados dentro de un radio de $D_{max} = 75$ Mpc. La predicción isotrópica esperaba sólo 2.9 eventos correlacionados.

En una segunda etapa, ya con los parámetros fijos $\psi = 3.1^\circ$, $z_{max} = 0.018$ ($D_{max} = 75$ Mpc), y $E_{th} = 55$ EeV se revisaron los datos del periodo 27 de Mayo del 2006 al 31 de Agosto del 2007 y se encontraron 13 eventos con energía $55 \geq E_{th}$ (Tabla 3.1). De estos eventos, 9 de ellos estaban correlacionados con las posiciones de algún NAG del catálogo siendo que solo se esperaban 2.7 eventos correlacionados. La probabilidad de que esto ocurriera debido a un flujo isotrópico sería de 2×10^{-4} por lo que la hipótesis de que estos rayos cósmicos fueran originado por fuentes distribuidas isotrópicamente fue desechada en ese entonces.

Cuadro 3.1: Recopilación de la correlación dentro 3.1° entre rayos cósmicos con $E \geq 55$ EeV y NAGs en el catálogo VCV con redshift $z \leq 0.018$. N es el número total de rayos cósmicos detectados. k es el número de eventos correlacionados. k_{iso} es el numero eventos correlacionados esperados si el flujo fuese isotrópico. P es la probabilidad acumulativa binomial de detectar k eventos si la distribución de las fuentes fuese isotrópica. Dos probabilidades no se muestran ya que incluyen datos del periodo I, en el cual se fijaron los parámetros para optimizar la función binomial acumulativa.

Periodo	Fecha	Exposición km ² sr y	N	k	k_{iso}	P
I	1 Enero del 2004 - 26 Mayo del 2006	4390	14	8	2.9	–
II	27 Mayo del 2006 - 31 Agosto del 2007	4500	13	9	2.7	2×10^{-4}
III	1 Septiembre del 2007 - 31 Diciembre del 2009	11480	42	12	8.8	0.15
Total	1 Enero del 2004 - 31 Diciembre del 2009	20370	69	29	14.5	–
II+III	27 Mayo del 2006 - 31 Diciembre del 2009	15980	55	21	11.6	3×10^{-3}

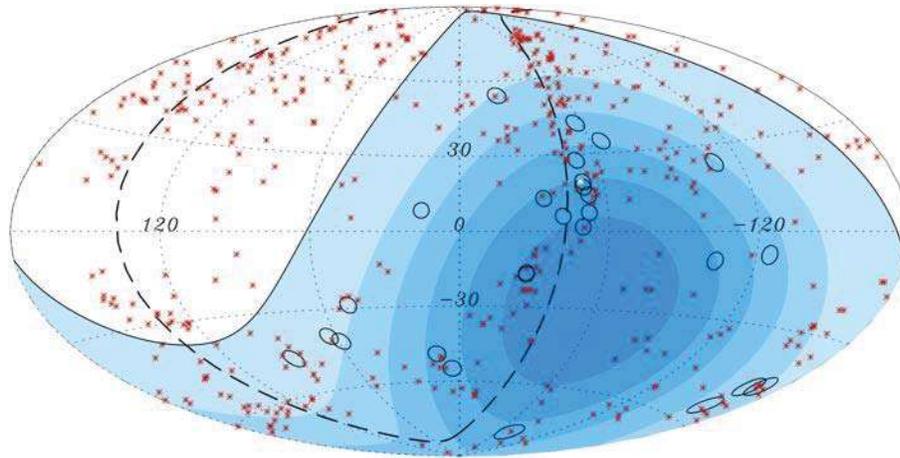


Figura 3.3: Proyección de Aitoff de la esfera celeste en coordenadas galácticas. Los círculos de radio 3.1° se centran en las direcciones de arribo de los 27 rayos cósmicos mas energéticos. Las posiciones de los 472 NAG's (312 dentro de la exposición del observatorio) con corrimiento al rojo menor a $z \leq 0.018$ ($D < 75$ Mpc) se muestran en asteriscos rojos. La línea continua representa el límite de exposición del Observatorio Pierre Auger. La línea punteada representa el plano super-galáctico. Centauro A que es el NAG más cercano a nosotros se muestra con un punto blanco.

Posteriormente, en el periodo III (1 de Septiembre del 2007 al 31 Diciembre del 2009) se detectaron 42 eventos Tabla 3.1. De estos eventos 12 de ellos estaban correlacionados con las posiciones de algún NAG del catálogo siendo que se esperaban 8.8 eventos correlacionados. La probabilidad de que esto ocurriera debido a un flujo isotrópico sería de 0.15 por lo que la hipótesis de que estos rayos cósmicos fueran originados por fuentes distribuidas isotrópicamente no es desechada por completo lo que nos lleva a un dilema ya que se pierde la clara anisotropía mostrada por los eventos de los dos primeros periodos (Tabla 3.1).

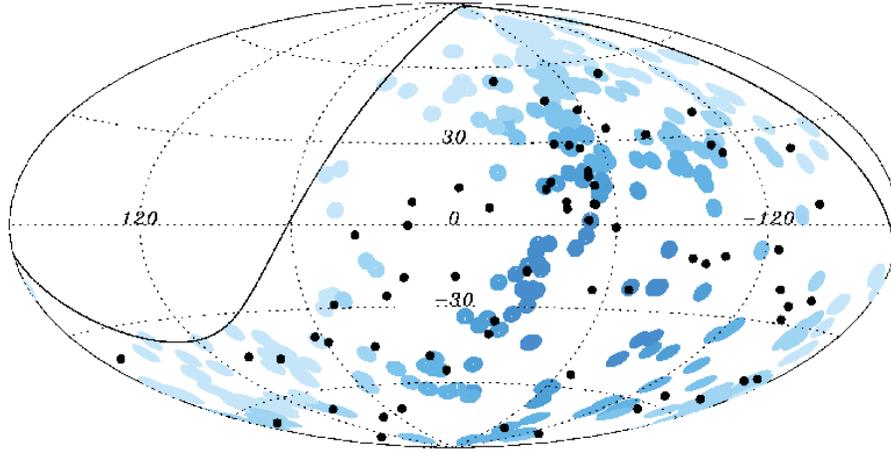


Figura 3.4: Las 69 direcciones de arribo de los eventos con energía $E \geq 55$ EeV detectados por el Observatorio Pierre Auger recolectados hasta el 31 de Diciembre del 2009, los cuales están representados por los puntos negros en una proyección Aitoff del cielo en coordenadas galácticas. La línea sólida representa el campo de vision del observatorio. Los círculos azules de radio 3.1° están centrados en las posiciones de los 318 NAGs del catálogo VCV que se sitúan dentro de los 75 Mpc y que están dentro del campo de vision del observatorio. El azul más oscuro indica la mayor exposición relativa. La fracción de exposición del cielo cubierta por los círculos azules es del 21 %.

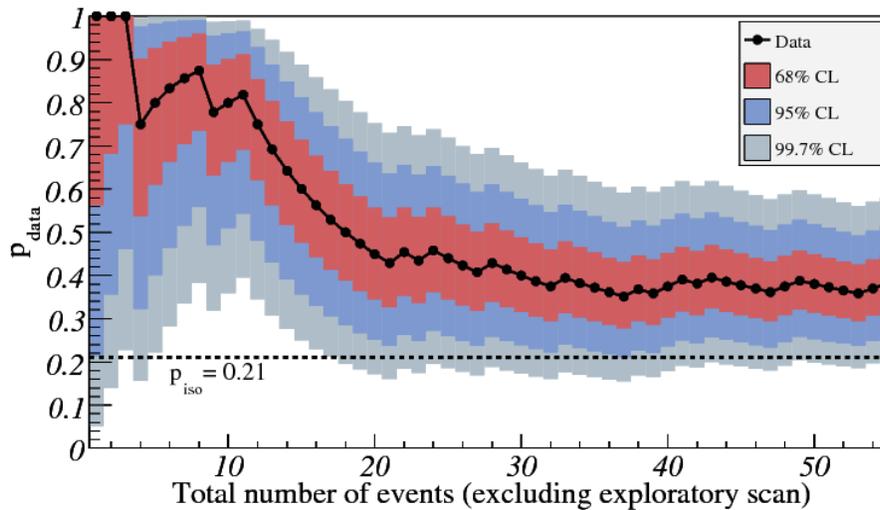


Figura 3.5: El valor más probable para el grado de correlación $p_{\text{data}} = k/N$ es representado en puntos negros como función del numero total de eventos ordenados temporalmente (excluyendo aquellos en el periodo I). Los intervalos de niveles de confianza 68 %, 95 % y 99.7 % se presentan como bandas de colores. La línea punteada horizontal muestra el valor isotrópico $p_{\text{iso}} = 0.21$. El estimado actual de la señal es $(0.38^{+0.07}_{-0.06})$.

3.2. Correlación cruzada de los rayos cósmicos y cerca con objetos extra-galácticos

Se presenta a continuación el resultado de un análisis directo de correlación-cruzada entre las direcciones de llegada de los rayos cósmicos y las posi-

ciones de los objetos en los catálogos 2MRS y Swift-BAT que se encuentran a menos de 200 Mpc. Cada dirección de llegada de un rayo cósmico forma una pareja con cada objeto de los catálogos. Como estimador de la correlación-cruzada se utiliza el exceso fraccional (en relación a lo esperado en el caso isotrópico) de pares que tienen separaciones angulares menores a un ángulo ψ . Esto está dado por $n_p(\psi)/n_p^{\text{iso}}(\psi) - 1$, donde $n_p(\psi)$ denota el número de pares con un ángulo de separación menor que ψ . Existe mayor desviación respecto a la isotropía si las direcciones de llegada se correlacionan con las regiones con mayor densidad de objetos.

En la Fig. 3.6 se presenta el exceso relativo de pares usando los datos (puntos negros) en el caso de las galaxias 2MRS (izquierda) y Swift-BAT NAGs (derecha). Las bandas en el gráfico contienen la dispersión al 68 %, 95 % y el 99.7 % de los conjuntos simulados, con el mismo número de eventos, asumiendo rayos cósmicos con distribución isotrópica. Los paneles superiores muestran los resultados usando todas las direcciones de llegada de los rayos cósmicos con $E \geq 55$ EeV colectados entre el 1 de Enero del 2004 al 31 de Diciembre del 2009: 69 eventos de rayos cósmicos en el caso de correlación con el Swift-BAT NAGs, y 57 eventos de rayos cósmicos en el caso de correlación con las galaxias del catálogo 2MRS (para el cual latitudes galácticas $|b| < 10^\circ$ fueron excluidos). Los paneles inferiores muestran los resultados excluyendo las direcciones de llegada de los rayos cósmicos colectados durante el período I en la Tabla 3.1 que se utilizaron para optimizar el corte de energía para la correlación VCV en ese período: 55 rayos cósmicos se emplearon en el caso de la correlación con el catálogo Swift-BAT, y 46 rayos cósmicos en el caso de la correlación con galaxias en el catálogo de 2MRS. Las características de los gráficos son semejantes si el período I se excluye.

Se observa una correlación por encima de las expectativas isotrópicas en todos los casos. Note, sin embargo, que la existencia de correlación-cruzada no implica que las direcciones de llegada se distribuyan en el cielo de la misma manera que los objetos bajo estudio. Los catálogos de objetos astronómicos que se han utilizado aquí son conjuntos de flujo limitado. Un análisis similar que confronta las direcciones de llegada con una sub-muestra de volumen limitado del catálogo 2MRS se reportó en la referencia [176].

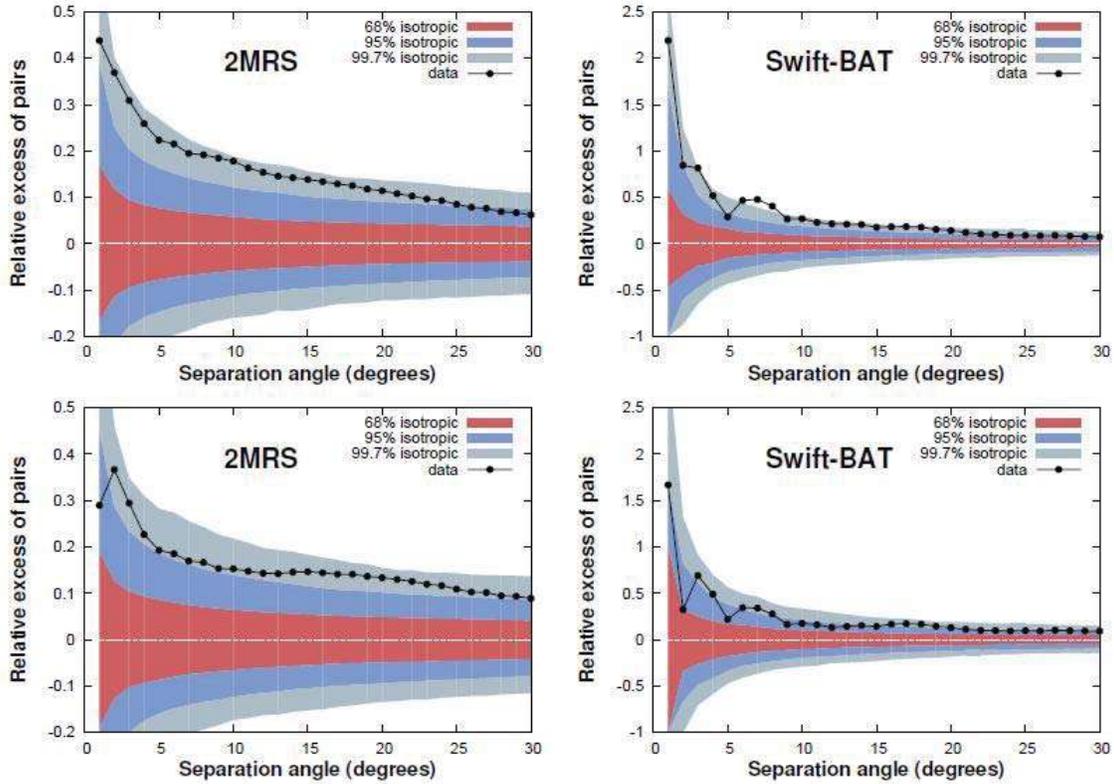


Figura 3.6: La correlaci3n-cruzada entre las direcciones de llegada de los rayos c3smicos medidos por el Observatorio Pierre Auger con $E \geq 55$ EeV y las posiciones de las galaxias 2MRS (izquierda) y Swift-BAT NAG (derecha) que se encuentran a menos de 200 Mpc. En el caso de las latitudes gal3cticas de 2MRS (tanto de las galaxias y rayos c3smicos) se excluyen en $|b| < 10^\circ$. Los gr3ficos en los paneles superiores utilizan todos los rayos c3smicos con $E \geq 55$ EeV. Los gr3ficos en los paneles inferiores excluyen los datos colectados durante el periodo I de la Tabla 3.1 que se utilizaron para elegir el umbral de energ3a y el desplazamiento hacia el rojo que maximizan la correlaci3n con objetos VCV en ese periodo. Las bandas corresponden a la dispersi3n de 68% , 95% y el 99.7% esperado para un flujo isotr3pico.

3.3. Pruebas estadísticas con mapas de densidad alisados.

3.3.1. Alisado de mapas de densidad

Se probaron algunos modelos espec3ficos para el origen de los rayos c3smicos de la m3s alta energ3a basados en los objetos astron3micos de cat3logos considerados en la secci3n anterior. Se construyeron los mapas de probabilidad de las direcciones de llegada de rayos c3smicos que se espera de estos objetos pesados por su flujo en la longitud de onda electromagn3tica relevante al respectivo estudio y por el factor de atenuaci3n esperado por el efecto GZK. Los mapas son construidos por la superposici3n de distribuciones gaussianas centradas en cada posici3n de los objetos con una anchura angular fija σ . Para cada modelo,

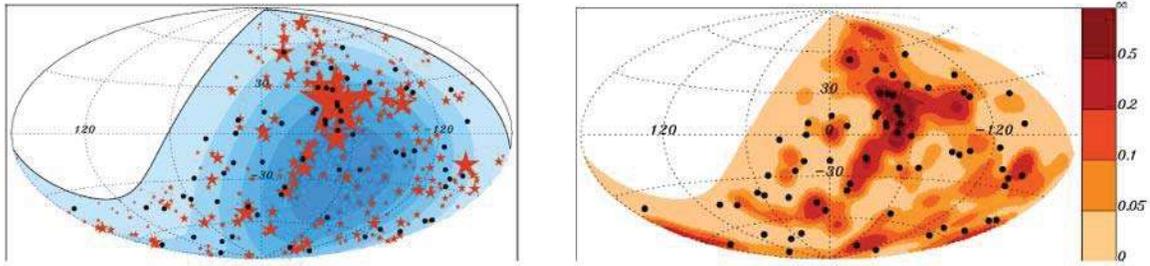


Figura 3.7: Izquierda: Mapa del cielo en coordenadas galácticas con los NAGs del catálogo Swift-BAT graficado con estrellas de color rojo cuyas áreas son proporcionales a los pesos asignados. La línea continua representa el campo de visión del Observatorio Auger Sur. Las bandas de color tienen una igual exposición integrada y los colores oscuros de fondo indican mayor exposición relativa. Derecha: Mapa de la densidad derivado del mapa de la izquierda, se alisa con una escala angular $\sigma = 5^\circ$. Las 69 direcciones de llegada de los rayos cósmicos con energía $E \geq 55$ EeV detectados por el Observatorio Pierre Auger se representan como puntos negros.

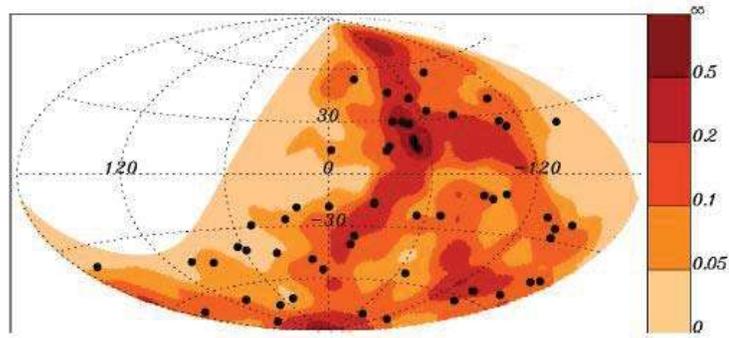


Figura 3.8: Mapa de densidad de rayos cósmicos para galaxias 2MRS de flujo-pesado, que se alisa con una escala angular $\sigma = 5^\circ$. Los puntos negros corresponden a las direcciones de llegada de los rayos cósmicos con energía $E \geq 55$ EeV detectados por el Observatorio Pierre Auger. Latitudes galácticas con $|b| < 10^\circ$ se excluyen tanto para las galaxias y los eventos de rayos cósmicos.

el mapa de densidad tiene dos parámetros libres: el ángulo de suavizado, σ , y una fracción isotrópica, f_{iso} . El ángulo de suavizado es empleado para tomar en cuenta las típicas (pero desconocidas) desviaciones magnéticas en las trayectorias de rayos cósmicos. La adición de una fracción isotrópica, es una manera de considerar las trayectorias de rayos cósmicos que se han desviado por amplios ángulos por los cambios grandes y/o encuentros con campos magnéticos intensos.

Una fracción isotrópica grande también podría indicar que el modelo no está usando un conjunto de objetos que incluya todas las fuentes de rayos cósmicos que pudieron contribuir. El flujo perdido aportado por las fuentes relativa-

mente más débiles por debajo de cierto límite usado en un estudio puede ser estimado si se asume un modelo para la distribución de luminosidad. Por ejemplo, en un modelo de flujo pesado basado en objetos con una distribución de luminosidad descrito por una función de Schechter [177], con la profundidad característica de 130 Mpc, tomando en consideración los efectos GZK con un umbral de energía de 60 EeV, la fracción del flujo perdido se estima que es del orden de 35 % [160]. Las fuentes débiles no se esperan que estén distribuidas isotrópicamente, y por lo tanto una fracción isotrópica no puede ser una representación exacta para la distribución de ese flujo perdido. Una alternativa a la adición de una fracción isotrópica, cuando la selección de efectos como función de la distancia se conoce, consiste en dividir la densidad observada de las galaxias a una distancia dada por la función de selección [178, 179]. Un posible inconveniente de este enfoque es que se asigne a las galaxias no observadas los mismos lugares donde se observan las galaxias brillantes, y esto puede introducir un sesgo.

No se van a asumir valores específicos a la fracción isotrópica y los ángulos de suavizado introducidos en los modelos, sino más bien utilizar los datos para determinar el mejor ajuste de los valores de estos parámetros.

Los mapas suavizados se describen por una función $F(\hat{\mathbf{n}})$, de tal manera que su valor en una dirección dada $\hat{\mathbf{n}}$ es proporcional a la probabilidad de detectar un rayo cósmico en esa dirección, de acuerdo con el modelo. Escribimos la función $F(\hat{\mathbf{n}})$ como:

$$F(\hat{\mathbf{n}}) = \frac{\varepsilon(\hat{\mathbf{n}})\mu(\hat{\mathbf{n}})}{I} \left[\frac{f_{\text{iso}}}{\Omega} + (1 - f_{\text{iso}}) \frac{\phi(\hat{\mathbf{n}})}{\langle \phi \rangle} \right]. \quad (3.2)$$

Los dos términos en la suma entre paréntesis son la componente isotrópica (parametrizada por f_{iso}) y la contribución de los objetos astronómicos. $\Omega = \int d\Omega \mu(\hat{\mathbf{n}})$ es el ángulo sólido subtendido por la región del cielo cubierta por el estudio. $\mu(\hat{\mathbf{n}})$ es la función máscara del catálogo, que se desvanece en las regiones del cielo que deben ser eliminadas (por ejemplo, la región a lo largo del plano galáctico, en el caso del catálogo 2MRS) y corresponde a la unidad en otra parte. El flujo proveniente de los objetos en el catálogo está representado por el término

$$\phi(\hat{\mathbf{n}}) = \sum_{i=1}^{N_{\text{cat}}} w(z_i) e^{-\frac{d(\hat{\mathbf{n}}_i, \hat{\mathbf{n}})^2}{2\sigma^2}}, \quad (3.3)$$

donde $d(\hat{\mathbf{n}}_i, \hat{\mathbf{n}})$ es el ángulo entre la dirección de la fuente $\hat{\mathbf{n}}_i$ y la dirección de interés $\hat{\mathbf{n}}$. La suma se extiende sobre todos los objetos en el catálogo, N_{cat} . El parámetro libre σ nos permite considerar la resolución angular del observatorio y las deflexiones experimentadas por rayos cósmicos bajo el método simplificado de un alisado gaussiano. Un peso $w(z_i)$ es atribuido a la i -ésima fuente con un corrimiento al rojo z_i . Se asume un peso proporcional a el flujo ϕ_i de la fuente, medido en un rango dado de longitudes de onda (rayos X para Swift-BAT e IR cercanos para 2MRS). Se multiplica este por un factor de atenuación debido a la supresión GZK, evaluada como una fracción de eventos producidos arriba de un umbral de energía los cales son capaces de alcanzarnos desde una fuente con un corrimiento al rojo z y con una energía todavía encima del mismo umbral [160]. Se usa un factor de supresión que corresponde a la composición del protón. La supresión es comparable para núcleos de hierro pero es más fuerte para núcleos de masa intermedia. El flujo en la Eq. 3.2 se divide por su promedio $\langle \phi \rangle = \int d\Omega \mu(\hat{\mathbf{n}}) \phi(\hat{\mathbf{n}})$ para normalización. El término frente a los paréntesis cuadrados en la Eq. 3.2 es una normalización de la ecuación en conjunto. $\varepsilon(\hat{\mathbf{n}})$ es la exposición relativa del Observatorio Pierre Auger, derivada analíticamente de consideraciones geométricas. La constante I se escoge de tal manera que la integral $F(\hat{\mathbf{n}})$ sea igual a la unidad.

Se ilustra en la Fig. 3.7 la construcción de los mapas de alisado con el catálogo Swift-BAT de NAGs. Las estrellas rojas en el panel izquierdo de la Fig. 3.7 están centradas en las posiciones de NAGs y el área de cada estrella es proporcional al peso de su NAG, determinado por el flujo de rayos X y la exposición relativa del observatorio y el efecto GZK.

El correspondiente mapa de densidad se muestra en el panel derecho de la misma figura, alisado con una escala angular $\sigma = 5^\circ$. Ninguna fracción isotrópica es construida dentro de este mapa para ilustrar las características de los objetos en el catálogo. Se muestra el mapa de densidad obtenido para el catálogo 2MRS en la Fig. 3.8. Características comunes pueden verse en los dos mapas.

3.3.2. Prueba de verosimilitud

Para cada modelo, diferentes valores del ángulo de suavizado σ y fracción isotrópica f_{iso} , se evalúa el logaritmo de la verosimilitud de la muestra de datos:

$$\mathcal{LL} = \sum_{k=1}^{N_{\text{data}}} \ln F(\hat{\mathbf{n}}_k), \quad (3.4)$$

donde $\hat{\mathbf{n}}_k$ es la dirección del k -ésimo evento.

Se consideran los modelos basados en objetos 2MRS y Swift BAT-ponderados por su flujo en las respectivas longitudes de onda. Los paneles superiores de la Fig. 3.9 muestra los resultados usando todas las direcciones de llegada de rayos cósmicos con $E \geq 55$ EeV.

Los paneles inferiores muestran los resultados excluyendo los rayos cósmicos colectados durante el período I en la Tabla 3.1, los cuales se utilizaron para optimizar el corte de energía en la correlación VCV en ese período. Los valores de mejor ajuste de (σ, f_{iso}) son aquellos que maximizan la probabilidad de la muestra de datos y se indican con puntos negros. Se muestran los contornos de los intervalos de confianza del 68 %, 95 %, y 99.7 %. Los valores de mejor ajuste de (σ, f_{iso}) son $(1.5^\circ, 0.64)$ para 2MRS y $(7.8^\circ, 0.56)$ para Swift-BAT utilizando todos los datos. Con los datos del período I excluidos, los parámetros de mejor ajuste son $(1.5^\circ, 0.69)$ para 2MRS y $(1.5^\circ, 0.88)$ para Swift-BAT. Nótese, por ejemplo, que el valor de mejor ajuste de f_{iso} para el modelo Swift-BAT se incrementa de 0.56 a 0.88 y σ disminuye de 7.8° a 1.5° si los datos en el período I son excluidos. Se necesitan más datos para discernir si se trata de una correlación, con ángulos pequeños, de una serie de eventos con las regiones de muy alta densidad de este modelo como la región en la dirección a la radio-galaxia Centauro A, el objeto con el mayor peso en la Fig. 3.7) que ocultaría una fracción potencial más grande correlacionada (por lo tanto un menor f_{iso}) a grandes escalas angulares.

Encontrar los valores de σ y f_{iso} que maximizan el log-verosimilitud no asegura que el modelo se ajuste bien a los datos. Para probar la compatibilidad entre los datos y el modelo, se generan conjuntos simulados con el mismo número de direcciones de llegada de los datos, en la Fig. 3.10 se comparan las distribuciones isotropica y del modelo de la media de log-verosimilitud ($\mathcal{LL}/N_{\text{data}}$) con el valor obtenido de los datos.

Los datos son compatibles con el modelo y difieren de las expectativas promedio isotrópicas. La fracción, f , de realizaciones isotrópicas que tienen una probabilidad mayor que los datos es $2 \cdot 10^{-4}$ en el caso del modelo basado en Swift-BAT NAGs, y $4 \cdot 10^{-3}$ con el modelo basado en galaxias 2MRS. Estos va-

lores de f se obtienen con los parámetros σ y f_{iso} que maximizan la probabilidad del catálogo correspondiente con todos los eventos con energía mayor de 55 EeV (puntos negros en el panel superior de la Fig. 3.9). Con los mismos parámetros, y los datos del período I excluido, se encuentra que $f \approx 0.02$ en ambos modelos. Estas cifras son a posteriori y no representan un nivel de confianza de la anisotropía.

La prueba de verosimilitud es sensible e independiente de que los puntos de datos se encuentren en una región de alta densidad del modelo. Métodos complementarios pueden ser aplicados que prueben la proporcionalidad general entre la distribución del cielo de las direcciones de llegada y las predicciones del modelo. Por ejemplo en la Ref. [176], se ha desarrollado un método basado en mapas de densidad alisados que simultáneamente realizan las distribuciones de llegada de los eventos, tanto teóricos como experimentales, así como la correlación y las propiedades de agrupación intrínseca de los datos experimentales en comparación con los modelos. Estas pruebas aún no son concluyentes con los datos actuales. La dispersión dentro de las predicciones de diferentes modelos disminuye al aumentar el número de eventos. Por ejemplo, el ancho de los histogramas de la Fig. 3.10 disminuye como $1/\sqrt{N}$. Esta dispersión se reducirá en un factor de dos si la anisotropía es justificada por datos a futuro. También debería ser posible con datos futuros reducir el rango de escenarios astrofísicos viables. La colaboración HiRes ha informado [180] que sus datos con energías por encima de 57 EeV son incompatibles a un nivel de confianza del 95 % con un modelo trazador de materia basado en galaxias 2MRS con ángulos de alisado menores de 10° . El análisis realizado en [180] tiene el ángulo de suavizado como el único parámetro libre. La comparación de resultados entre los dos observatorios es especialmente difícil en torno al umbral de energía GZK. Las direcciones de llegada de Auger son compatibles con los modelos de distribución de materia local basados en galaxias 2MRS para ángulos de alisado de unos pocos grados y fracciones de correlación de alrededor de 40 % ($f_{\text{iso}} \approx 0.6$ es necesario para el mejor ajuste).

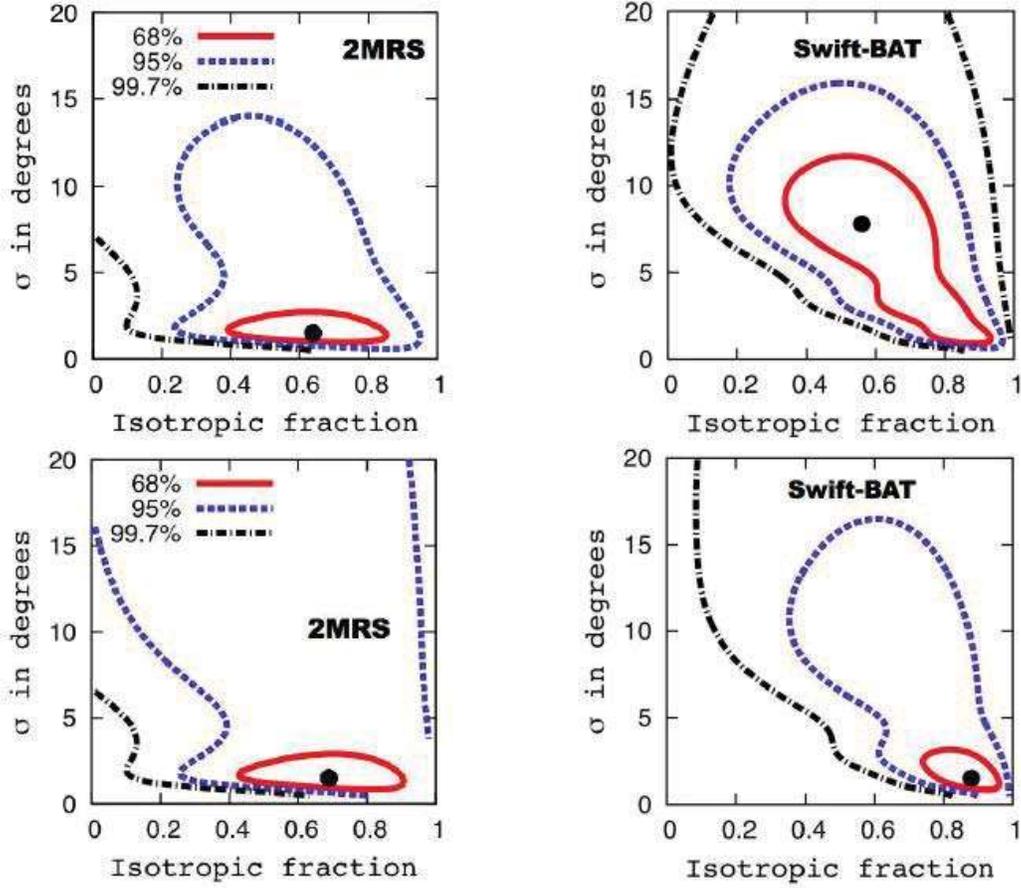


Figura 3.9: Intervalos de confianza para los parámetros σ y f_{iso} derivados de la función de verosimilitud usando las direcciones de llegada de rayos cósmicos con $E \geq 55$ EeV para los dos modelos considerados: las galaxias 2MRS (izquierda) y Swift-BAT NAGs (derecha). El par de parámetros que maximizan la verosimilitud se indican con un punto negro. Los gráficos en la parte superior utilizan todos los datos. Los gráficos en la parte inferior excluyen los datos colectados durante el período I en la Tabla 3.1, que se utilizan para elegir el umbral de energía que maximiza la correlación con los objetos VCV en ese período. En el caso de las latitudes galácticas 2MRS (tanto para las galaxias y rayos cósmicos) se excluyen regiones con $|b| < 10^\circ$.

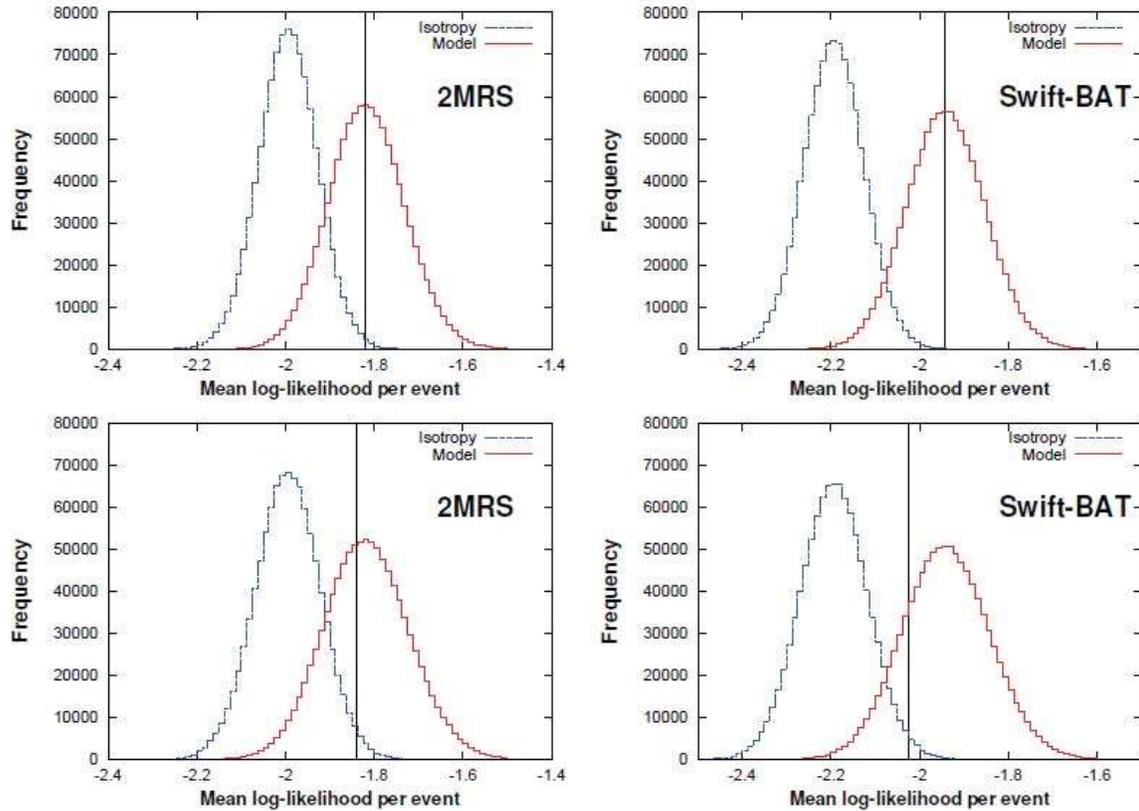


Figura 3.10: Distribuciones de la media log-verosimilitud por evento para direcciones de llegada isotrópicas (azul, histogramas con línea discontinua) y para las predicciones del modelo (rojo, histograma con línea continua). Los parámetros de los modelos basados en las galaxias 2MRS (izquierda) y AGNs Swift-BAT (derecha) son los que maximizan la verosimilitud con todos los datos, es decir, $(1.5^\circ, 0.64)$ para 2MRS y $(7.8^\circ, 0.56)$ para el Swift-BAT. El valor del log-verosimilitud de los datos es indicado por una línea vertical negra. Los gráficos en la parte superior utilizan todos los datos, y los de la parte inferior excluyen los datos colectados durante el período I.

Capítulo 4

Correlación entre Rayos Cósmicos Ultraenergéticos y NAGs de la XIII edición del catálogo Veron Cetty y el catálogo Swift-BAT usando pesos por distancia y por flujo

4.1. Metodología

En este capítulo se extenderá el análisis de correlación entre objetos extragalácticos de catálogos y las direcciones de arribo de los rayos cósmicos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Pierre Auger. En el presente análisis no sólo se toma en cuenta el número de coincidencias de eventos detectados con posiciones de NAGs de un determinado catálogo sino que se involucran, adicionalmente, dos factores: las distancias de las fuentes potenciales y sus respectivos flujos de emisión en el espectro de rayos X duros.

El estudio preliminar, en su última actualización [183], de correlación de las direcciones de arribo de los eventos ultraenergéticos (eventos colectados desde 2004 hasta finales del 2009) mostró una tendencia de anticorrelación y si son incluídos los eventos recientes a finales del 2011 esto se exagera lo que pudiera generar la falsa idea que la correlación entre rayos ultraenergéticos y NAGs pudiera estar pérdida. Como se verá a continuación la correlación todavía sobrevive moderadamente y no sólo eso sino que los resultados muestran rasgos interesantes de las galaxias activas correlacionadas.

La metodología para medir la correlación de las direcciones de arribo de los eventos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Pierre Auger es la

siguiente:

1. Se generan realizaciones por Monte Carlo de N eventos, donde N es el tamaño de la muestra de datos detectados de los cuales su significancia se quiere medir, se usan coordenadas ecuatoriales así que un evento generado por Monte Carlo consiste de un par de números que representan la declinación y la ascensión recta. Se asegura que los angulos de declinación de la muestra de datos por Monte Carlo sigan una distribución dada por el campo de visión promediado por el tiempo de exposición del Observatorio Auger Sec. 1.6, evaluada a la latitud media de -35° , asumiendo una aceptación azimutal de 60° y promediada sobre todo un día sidereal.
2. De los N eventos generados por Monte Carlo se cuenta el número de eventos correlacionados con alguna fuente del catálogo en cuestión que no esten más alla de una distancia angular que se fijará previamente en un análisis de minimización de la significancia utilizando los primeros 14 eventos ultraenergéticos detectados. En caso que halla dos o más fuentes del catálogo que satisfagan al anterior criterio, se seleccionará a la fuente con el menor valor de redshift o lo que es lo mismo escoger a la más cercana a la Tierra.
3. Se evaluan los parámetros R_d y R_f con las siguientes expresiones:

$$R_d = \frac{\sum_{i=1}^k \frac{e(\theta_i)}{d_i^2}}{\sum_{i=1}^{N_{cat}} \frac{e(\theta_i)}{d_i^2}} \quad (4.1)$$

$$R_f = \frac{\sum_{i=1}^k e(\theta_i) flux_i}{\sum_{i=1}^{N_{cat}} e(\theta_i) flux_i} \quad (4.2)$$

donde θ_i y d_i son los ángulos de declinación (se utilizan coordenadas ecuatoriales) y la distancia respectivamente del i -ésimo objeto correlacionado en el catálogo. θ_j y d_j son el ángulo de declinación y la distancia respectivamente del j -ésimo objeto del catálogo (j va desde 1 hasta el total número de objetos del catálogo N_{cat} para un determinado corte en el redshift), k es el número de objetos del catálogo de NAGs que se correlacionan con la realización Monte Carlo de N eventos, $e(\theta_i)$ es la exposición relativa del Observatorio Pierre Auger.

4. Se repiten los pasos 1 a 3 miles de veces para obtener distribuciones isotrópicas de R_d y R_f mediante simulación Monte Carlo.

5. Se evalúan los radios de correlación $R_{d_{data}}$ y $R_{f_{data}}$ para la muestra de datos detectados.
6. Usando las distribuciones de R_d y R_f se calculan las probabilidades de manera independiente al posicionar los respectivos parámetros $R_{d_{data}}$ y $R_{f_{data}}$ de la muestra de datos con sus correspondientes histogramas de los cuales las significancias resultan de calcular las áreas en donde cortan a las colas de las distribuciones. Estos valores miden que tanto la muestra de datos detectados son el producto de una configuración de las fuentes distribuidas isotrópicamente.

En la Fig. 4.2 se muestra el histograma generado por Monte Carlo para realizaciones de $N=27$ eventos pesados por las distancias y en la Fig. 4.1 se muestra el histograma respectivo con pesos por flujo; en ambos histogramas se muestra también una flecha apuntando hacia abajo que representa la sumatoria pesada de la muestra de datos detectados.

Para el análisis de correlación que asigna pesos por distancia a las fuentes correlacionadas se utilizó un catálogo compuesto conformado por la fusión de los catálogos Veron Cetty 13E y el “Swift BAT 58-Month Hard X-ray Survey“. Para este último se excluyeron los objetos astrofísicos listados que forman parte de nuestra galaxia. Adicionalmente se corrigieron los redshifts de fuentes cercanas con $z \leq 0.02$ ya que el catálogo Veron Cetty 13E es de baja resolución lo que las contribuciones en el parámetro R_d para fuentes cercanas no serían muy precisas a 4 decimales. Los redshifts corregidos fueron tomados de la base de datos de objetos astrofísicos NASA/IPAC [187].

Para el análisis de correlación que asigna pesos por flujo a las fuentes correlacionadas se utilizó sólo el catálogo “Swift BAT 58-Month Hard X-ray Survey“ ya que este sólo cuenta con la información concerniente a los flujos medidos de rayos X de las fuentes listadas.

En la Fig. 4.14 se muestra los eventos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Auger en una proyección Aitoff en coordenadas super-galácticas y también los objetos astrofísicos del catálogo compuesto: Veron Cetty 13E + Swift-BAT.

En la Fig. 4.12 se muestra los eventos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Auger en una proyección Aitoff en coordenadas super-galácticas y también los objetos astrofísicos del catálogo Swift-BAT.

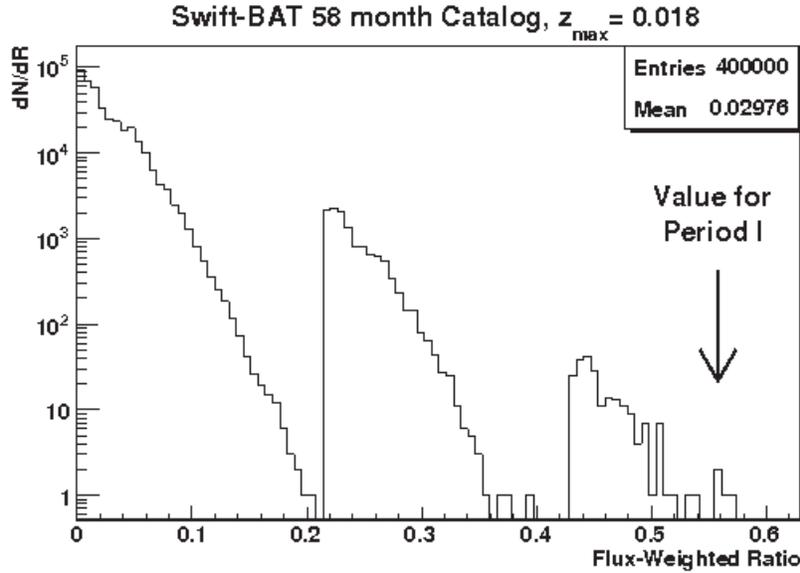


Figura 4.1: Histograma conformado por las sumatorias pesadas por flujo de eventos correlacionados con objetos del catálogo Swift BAT. El histograma contiene 400,000 entradas de sumatorias pesadas por flujo que surgen a partir de realizaciones isotrópicas ficticias hechas por Monte Carlo. La flecha apuntando hacia abajo representa la sumatoria pesada por flujo de eventos detectados reales ultraenergéticos correlacionados. El área donde corta al histograma representa la significancia o probabilidad de que los datos experimentales detectados por el Observatorio Auger hallan tenido un origen por fuentes distribuidas isotrópicamente.

Cuadro 4.1: Resumen del número de rayo cósmicos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Auger.

Periodo	Fecha	Exposición (km ² sr y)	N
I	1 Enero del 2004 - 26 Mayo del 2006	4390	14
II	1 Enero del 2004 - 31 Agosto del 2007	4500	27
III	1 Septiembre del 2007 - 31 Diciembre del 2009	11480	42
IV	1 Enero del 2010 - 21 Diciembre del 2011	20905	34
Total	1 Enero del 2004 - 21 Diciembre del 2011	41275	103

4.2. Correlación simple con NAGs basada sólo en el número de eventos correlacionados

En este análisis el objetivo es continuar con la misma metodología empleada en la correlación Auger de los eventos mas energéticos del observatorio Auger con las posiciones de núcleos activos galácticos del catalogo compuesto descrito anteriormente conformado por los catalogos Veron Cetty 13E + Swift BAT.

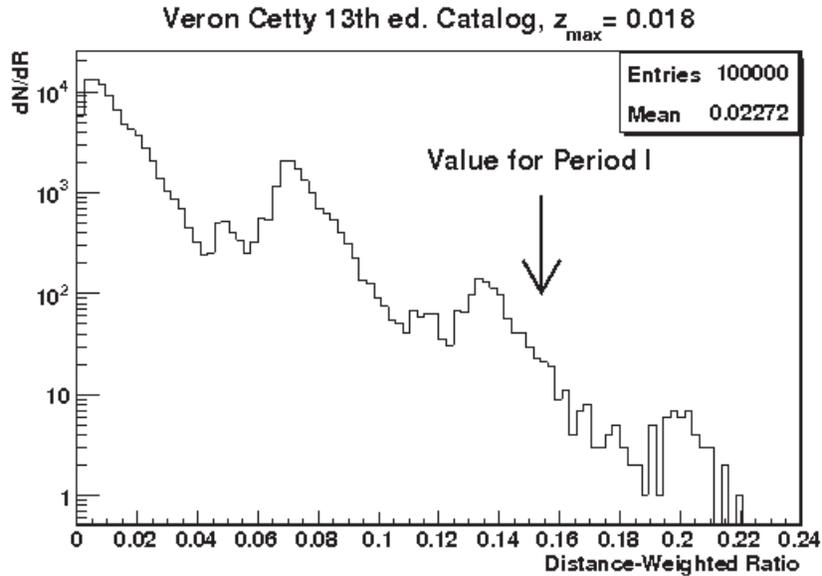


Figura 4.2: Histograma conformado por las sumatorias pesadas por distancia de eventos correlacionados con objetos del catálogo compuesto: Veron Cetty edición XIII + Swift BAT. El histograma contiene 100,000 entradas de sumatorias pesadas por distancia que surgen a partir de realizaciones isotrópicas ficticias hechas por Monte Carlo. La flecha apuntando hacia abajo representa la sumatoria pesada por distancia de eventos detectados reales ultraenergéticos correlacionados. El área donde corta al histograma representa la significancia o probabilidad de que los datos experimentales detectados por el Observatorio Auger hallan tenido un origen por fuentes distribuidas isotrópicamente.

Primeramente utilizando los primeros 14 eventos detectados en el Observatorio Auger se minimizó la probabilidad P_0 con respecto al ángulo de correlación, esto con el fin de fijar este parámetro y de esta manera calcular la evolución de P_0 con respecto a los subsecuentes eventos. El ángulo de minimización resulta ser de 3.2° , Fig. 4.3.

Una vez fijado el parámetro de la distancia angular a 3.2° se procedió a calcular la probabilidad P_0 como función de los subsecuentes eventos. En la Fig. 4.4 se muestra P_0 como función de los eventos, al final con los eventos acumulados hasta el 21 de Diciembre del 2012 se obtiene una significancia del 10%.

De la Fig. 4.5 se puede observar que la mayoría de los redshifts utilizados para fijar la distancia angular corresponden a fuentes lejanas, si este fuera el caso estas fuentes tendrían que ser fuentes muy intensas. Pero que tal si se priorizan las fuentes cercanas sobre las lejanas aplicando un corte arbitrario en el redshift de $z \leq 0.009$. Aplicando este corte arbitrario al realizar la minimización de la probabilidad P_0 se obtiene un nuevo valor de 6.6° para la distancia angular utilizando los primeros 14 eventos Fig. 4.6.

Al utilizar este nuevo valor de 6.6° de distancia angular la correlación alcanza un valor de 1% con los eventos acumulados hasta el 21 de Diciembre del 2011 Fig. 4.7.

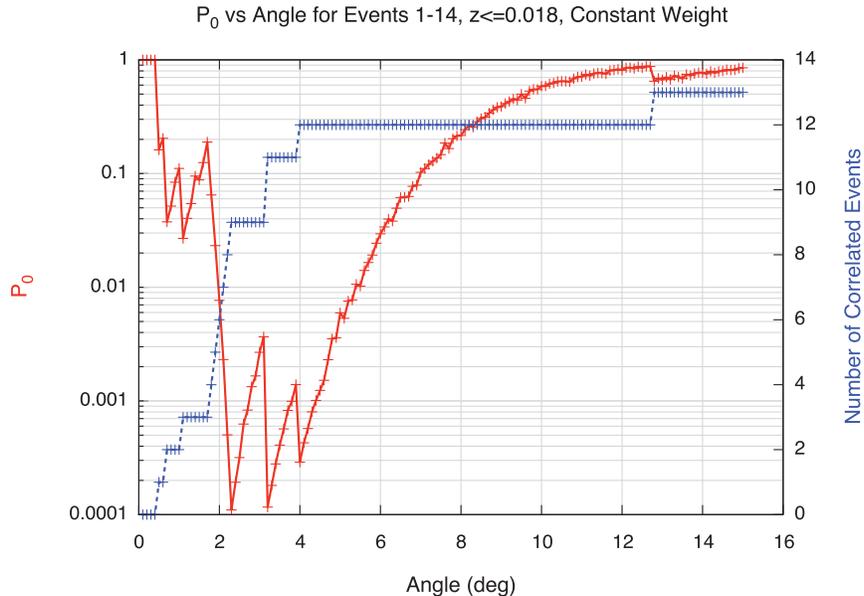


Figura 4.3: La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función de la distancia angular para los primeros 14 eventos ultraenergéticos. La línea azul (eje derecho) representa el número de eventos correlacionados como función también de la distancia angular. El ángulo que minimiza a P_0 es 3.2° . El máximo redshift es de $z \leq 0.018$ (75 Mpc).

4.3. Correlación con el catálogo compuesto usando pesos dependientes de la distancia

Este estudio ya es parte de lo nuevo que aporta esta tesis al incluir el peso por distancia a las fuentes correlacionadas del catálogo como se planteó en la metodología al principio del capítulo Sec. 4.1.

Primeramente Fig. 4.8 se fijó la distancia angular que minimiza la probabilidad P_0 utilizando los primeros 14 eventos detectados por el Observatorio Auger. El ángulo obtenido es 6.6° que corresponde al mismo ángulo obtenido anteriormente (cuando se aplicó $z \leq 0.009$) pero ahora sin aplicar ningún corte arbitrario en el redshift.

Se muestra en la Fig. 4.9 la probabilidad P_0 como función de los eventos. Al final con los eventos acumulados hasta el 21 de Diciembre del 2011 se obtiene una probabilidad del 3%. Cabe mencionar que fueron excluidos los primeros 14

P_0 vs Number of Events for Events 15-103, Angle=3.2, $z \leq 0.018$, Constant Weight

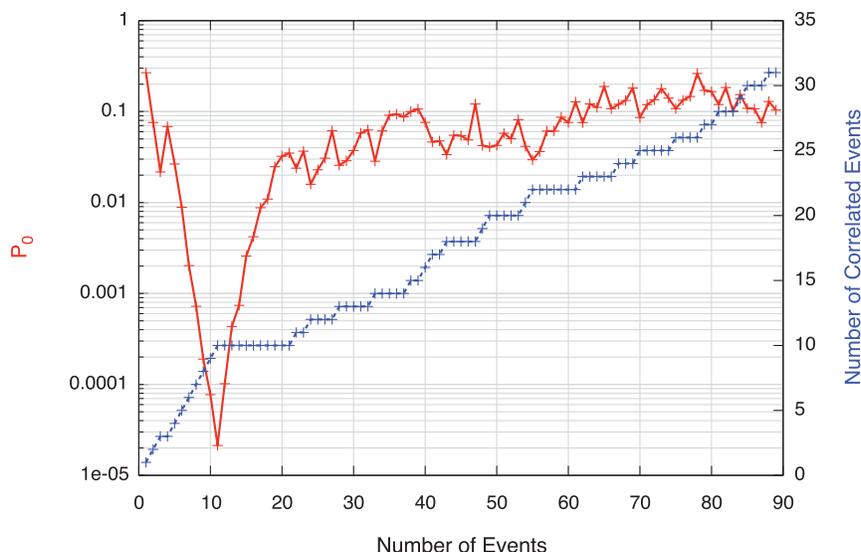


Figura 4.4: La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función del número de eventos. La línea azul (eje derecho) representa el número de eventos correlacionados como función también del número de eventos. La probabilidad P_0 calculada con los eventos acumulados detectados hasta el 21 de Diciembre del 2011 es del 10 %. Los primeros 14 eventos ultraenergéticos fueron excluidos en este gráfico puesto que estos sirvieron para fijar la distancia angular en el cálculo de la desviación respecto a la isotropía de los subsecuentes 89 eventos.

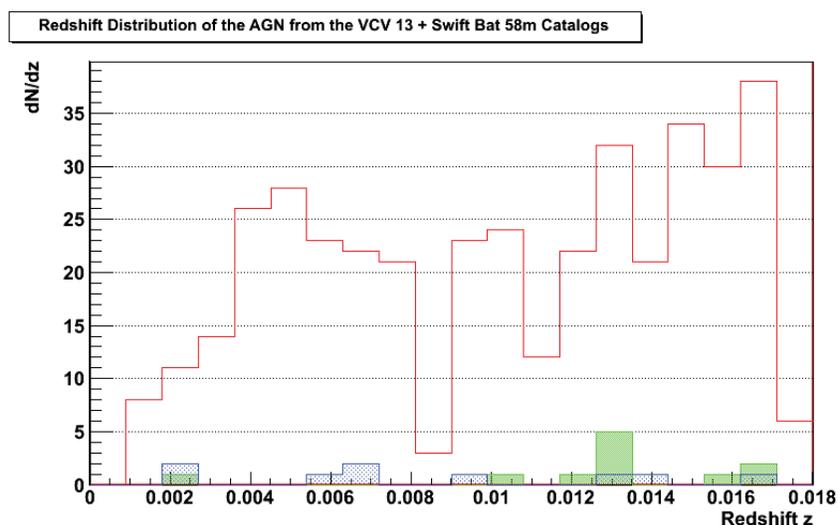


Figura 4.5: Se muestra en rojo la distribución de redshifts del catalogo compuesto: Veron 13E + Swift BAT. En verde se muestra la distribución de los 11 redshifts de NAGs correlacionados de los 14 primeros eventos detectados con $E \geq 55$ EeV. En verde se muestra la distribución de los 9 redshifts de NAGs correlacionados de los 13 subsecuentes eventos detectados con $E \geq 55$ EeV.

eventos utilizados para fijar la distancia angular.

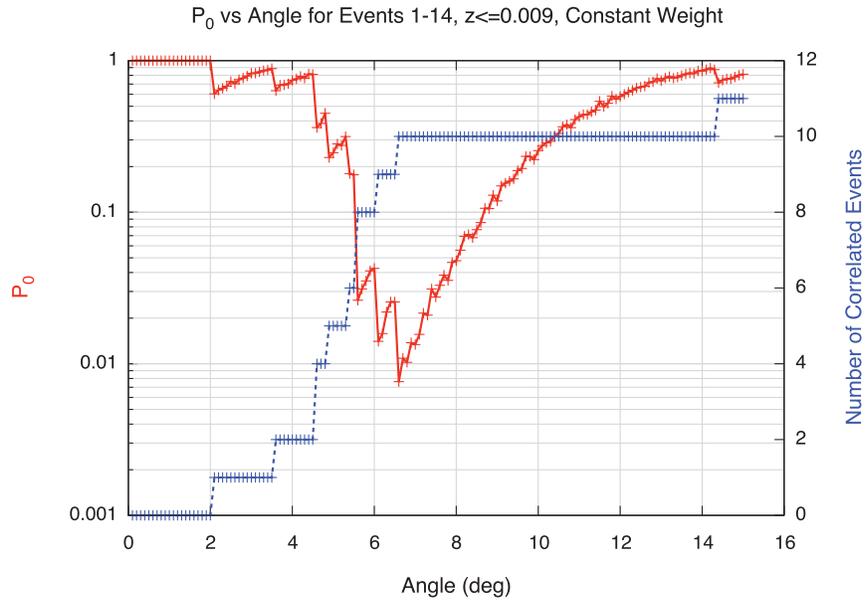


Figura 4.6: La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función de la distancia angular para los primeros 14 eventos ultraenergéticos. La línea azul (eje derecho) representa el número de eventos correlacionados como función también de la distancia angular. El ángulo que minimiza a P_0 es 6.6° . El máximo redshift es de $z \leq 0.009$ (37.5 Mpc).

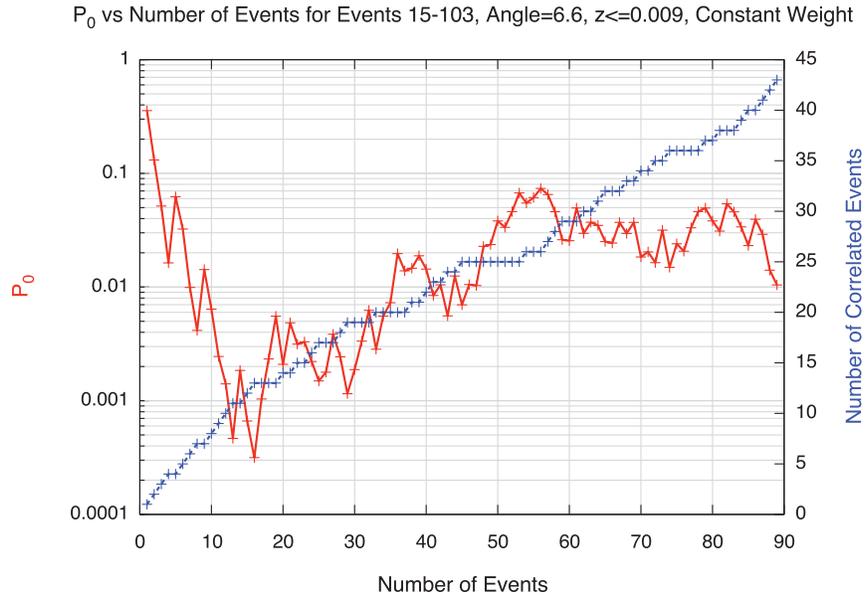


Figura 4.7: La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función del número de eventos. La línea azul (eje derecho) representa el número de eventos correlacionados como función también del número de eventos. La probabilidad P_0 calculada con los eventos acumulados detectados hasta el 21 de Diciembre del 2011 es del 1%. Los primeros 14 eventos ultraenergéticos fueron excluidos en este gráfico puesto que estos sirvieron para fijar la distancia angular en el cálculo de la desviación respecto a la isotropía de los subsecuentes 89 eventos.

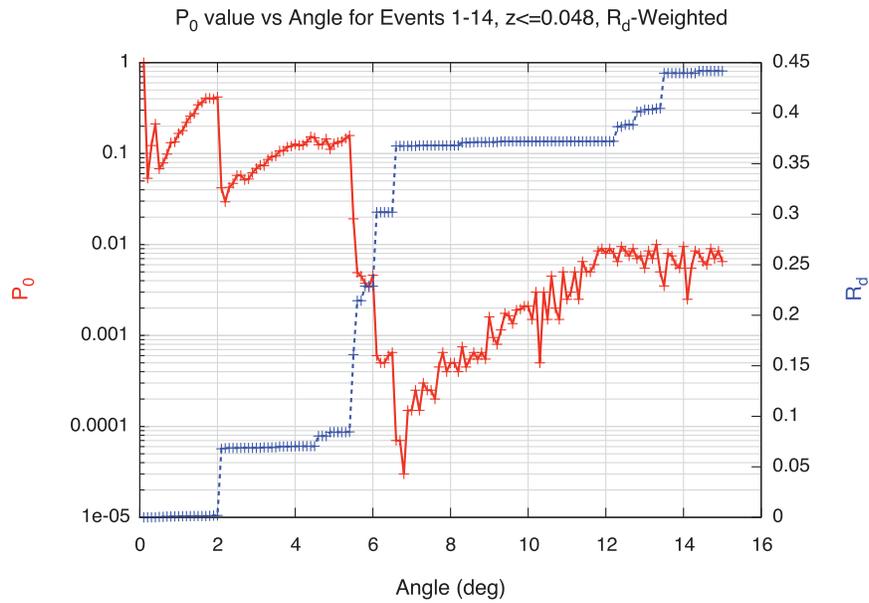


Figura 4.8: La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función de la distancia angular para los primeros 14 eventos ultraenergéticos. La línea azul (eje derecho) representa el parámetro R_d como función también de la distancia angular. El ángulo que minimiza a P_0 es 6.6° . El máximo redshift es de $z \leq 0.048$ (200 Mpc).

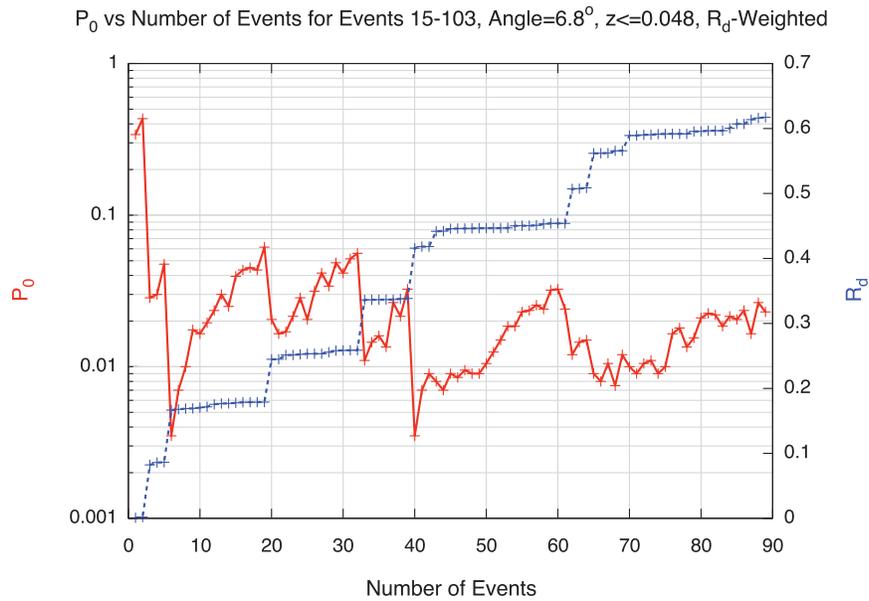


Figura 4.9: La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función del número de eventos. La línea azul (eje derecho) representa el parámetro R_d como función también del número de eventos. La probabilidad P_0 calculada con los eventos acumulados detectados hasta el 21 de Diciembre del 2011 es del 3%. Los primeros 14 eventos ultraenergéticos fueron excluidos en este gráfico puesto que estos sirvieron para fijar la distancia angular en el cálculo de la desviación respecto a la isotropía de los subsecuentes 89 eventos.

4.4. Correlación con el catálogo Swift-BAT usando pesos dependientes del flujo

Al realizar los cálculos de correlación utilizando la metodología que asigna pesos por flujo a las fuentes correlacionadas y procediendo de manera análoga al minimizar la probabilidad utilizando los primeros 14 eventos P_0 Fig. 4.10, se obtuvo que la distancia angular de minimización es de 8.5° .

En la Fig. 4.11 se muestra la probabilidad P_0 como función de los eventos, al final con los eventos acumulados hasta el 21 de Diciembre del 2011 la probabilidad calculada es de 3%.

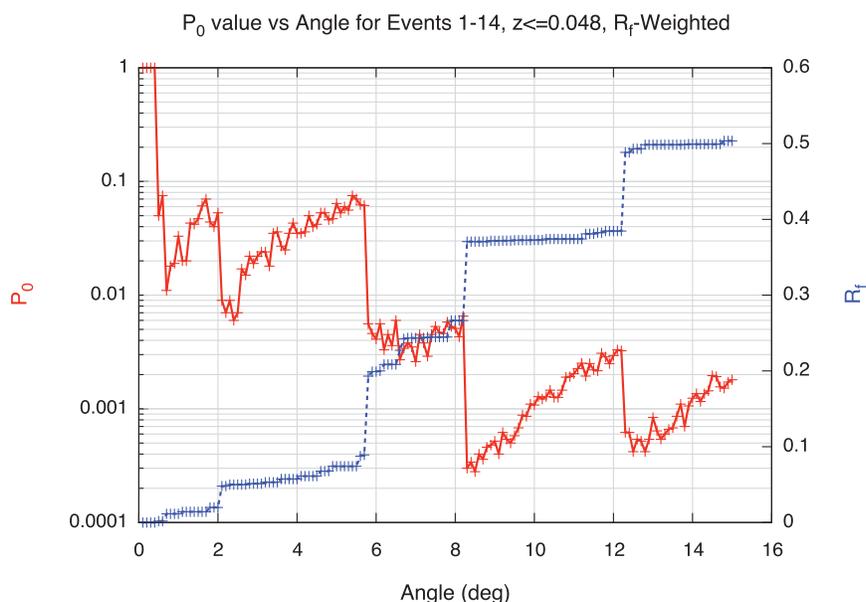


Figura 4.10: La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función de la distancia angular para los primeros 14 eventos ultraenergéticos. La línea azul (eje derecho) representa el parámetro R_f como función también de la distancia angular. El ángulo que minimiza a P_0 es 8.5° . El máximo redshift es de $z \leq 0.048$ (200 Mpc).

4.5. Objetos astrofísicos del catálogo compuesto correlacionados con los rayos cósmicos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Auger

Los 97 objetos correlacionados del catálogo compuesto con los eventos más energéticos detectados por el observatorio Auger se muestran en la Tabla 4.2. Por su cercanía y su vez por su contribución al parámetro R_d , los objetos astrofísicos más destacados son: NGC 5128 (Centaur A) con 3.7 Mpc, Circinus con 4.2 Mpc,

P_0 vs Number of Events for Events 15-103, Angle=8.5°, $z \leq 0.048$, R_f -Weighted

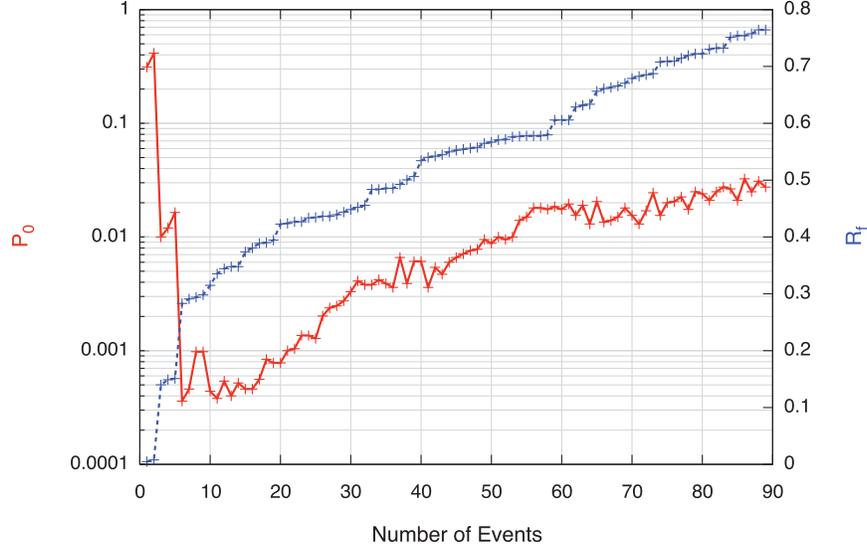


Figura 4.11: La línea roja (eje izquierdo) muestra la probabilidad P_0 como función del número de eventos. La línea azul (eje derecho) representa el parámetro R_f como función también del número de eventos. La probabilidad P_0 calculada con los eventos acumulados detectados hasta el 21 de Diciembre del 2011 es del 3%. Los primeros 14 eventos ultraenergéticos fueron excluidos en este gráfico puesto que estos sirvieron para fijar la distancia angular en el cálculo de la desviación respecto a la isotropía de los subsecuentes 89 eventos.

NGC 5253 con 3.7 Mpc, NGC 4945 con 4.0 Mpc, NGC 3621 con 6.8 Mpc y NGC 625 con 3.8 Mpc.

Cuadro 4.2: Resumen de los 97 eventos ultraenergéticos con $E \geq 55$ EeV correlacionados dentro de 6.6° con NAGs del **catálogo compuesto (Swift-Bat 58m + Veron Cetty 13E)** usando pesos inversamente proporcionales a sus distancias al cuadrado con redshift $z \leq 0.048$; $\delta(^{\circ})$ es la distancia angular entre los rayos cósmicos ultraenergéticos y sus NAGs correlacionados. La columna *Cat* indica el catálogo del cual el NAG fué tomado: 1= solo Swift-Bat 58m; 2=ambos Swift-Bat 58m y Veron Cetty 13E; 3= sólo Veron Cetty 13E.

ID	E (EeV)	$\delta(^{\circ})$	Cat	z	Flujo de rayos X duros $10^{-12} \text{ erg}/(s \text{ cm}^2)$	Nombre	ΔR_d
1	65.0	5.0	3	0.03600	38.700	2MASXi J1802473-145454	0.00005
2	79.0	5.5	1	0.00100	-1.000	NGC 5253	0.06448
3	64.0	5.6	3	0.00145	267.630	Circinus Galaxy	0.02752
4	83.0	4.8	3	0.00370	96.990	NGC 6300	0.00425
5	60.0	4.5	1	0.00300	-1.000	NGC 5643	0.00708
6	81.0	6.0	1	0.00100	-1.000	NGC 625	0.06409
7	68.0	3.2	1	0.01300	-1.000	Q 2207+0122	0.00032
8	55.0	5.7	3	0.00183	1379.670	Cen A	0.01929
9	55.0	5.5	1	0.00700	-1.000	NGC 7135	0.00132
10	56.0	3.6	1	0.01200	-1.000	UGC 11630	0.00038
11	80.0	3.6	1	0.02100	-1.000	IGR J07565-4139	0.00015
12	82.0	5.4	1	0.00900	-1.000	MARK 607	0.00070
13	58.0	4.6	3	0.00370	96.990	NGC 6300	0.00425

Continúa en la siguiente página

Cuadro 4.2 – Continúa en la siguiente página

ID	E (EeV)	$\delta(^{\circ})$	Cat	z	Flujo de rayos X duros $10^{-12} \text{erg}/(\text{s cm}^2)$	Nombre	ΔR_d
14	78.0	6.5	3	0.00188	300.970	NGC 4945	0.01772
15	80.0	4.7	1	0.00700	-1.000	NGC 7479	0.00089
16	66.0	4.4	1	0.00700	-1.000	NGC 1266	0.00114
17	66.0	2.3	3	0.00183	1379.670	Cen A	0.01929
18	142.0	4.9	1	0.00400	-1.000	MCG -04.30.010	0.00400
19	57.0	1.6	1	0.01300	-1.000	Q 2207+0122	0.00032
20	68.0	0.9	3	0.00183	1379.670	Cen A	0.01929
21	61.0	1.6	1	0.00700	-1.000	NGC 2907	0.00127
22	77.0	6.0	1	0.00700	-1.000	SDSS J03043-0659	0.00119
23	64.0	3.5	3	0.01600	22.660	WKK 4438	0.00024
24	87.0	2.2	1	0.00700	-1.000	NGC 7135	0.00132
25	68.0	0.6	3	0.00618	242.760	NGC 5506	0.00147
26	77.0	5.0	1	0.00400	-1.000	MCG -04.30.010	0.00400
27	66.0	5.8	1	0.00700	-1.000	NGC 2325	0.00132
28	73.0	4.9	1	0.01800	-1.000	IC 1417	0.00019
29	93.0	6.5	3	0.00779	297.360	NGC 2110	0.00097
30	62.0	4.8	1	0.00800	-1.000	F 348	0.00098
31	66.0	3.4	1	0.02700	-1.000	IRAS 16355-2049	0.00009
32	115.0	2.6	1	0.02600	-1.000	IC 5310	0.00009
33	73.0	6.0	3	0.02443	47.520	WKK 1263	0.00010
34	58.0	6.4	3	0.00188	300.970	NGC 4945	0.01772
35	63.0	5.6	3	0.02776	11.110	ESO 553- G 043	0.00008
36	82.0	2.1	1	0.00300	-1.000	NGC 5643	0.00708
38	55.0	5.4	1	0.00800	-1.000	F 348	0.00098
39	56.0	6.2	1	0.00700	-1.000	NGC 7743	0.00094
40	99.0	1.1	1	0.02500	-1.000	ESO 208-G34	0.00010
42	61.0	6.1	1	0.00500	-1.000	NGC 5084	0.00253
43	71.0	6.5	1	0.00500	-1.000	ESO 540-G14	0.00253
44	68.0	5.2	1	0.02600	-1.000	ESO 113-G10	0.00009
45	66.0	5.4	3	0.01350	53.120	Mrk 1210	0.00028
46	71.0	4.7	3	0.03600	38.700	2MASXi J1802473-145454	0.00005
47	84.0	4.0	1	0.00100	-1.000	NGC 5253	0.06448
48	57.0	3.2	1	0.04500	-1.000	NVSS J19207-3831	0.00003
49	72.0	4.6	1	0.02000	-1.000	MCG -05.51.008	0.00015
50	67.0	4.3	1	0.01900	-1.000	MARK 938	0.00017
52	70.0	4.4	1	0.00700	-1.000	NGC 2907	0.00127
53	57.0	6.3	1	0.01000	-1.000	MARK 1092	0.00060
54	65.0	1.8	1	0.00100	-1.000	NGC 5253	0.06448
55	61.0	2.7	1	0.00500	-1.000	NGC 613	0.00258
56	84.0	5.1	1	0.02500	-1.000	ESO 208-G34	0.00010
57	66.0	5.7	1	0.00200	-1.000	NGC 3621	0.01614
58	71.0	5.9	1	0.01500	-1.000	IC 4597	0.00029
59	56.0	5.2	1	0.00400	-1.000	NGC 1097	0.00403
60	57.0	5.8	3	0.01450	21.900	NGC 3035	0.00028
61	66.0	5.9	3	0.03730	20.040	2MASX J20005575-1810274	0.00005
62	57.0	1.0	1	0.01700	-1.000	ESO 18-G09	0.00018
63	57.0	3.3	1	0.01300	-1.000	NGC 833	0.00035
64	57.0	5.4	1	0.02400	-1.000	MCG -04.16.001	0.00011
65	64.0	5.0	1	0.03500	-1.000	RXS J02595-2422	0.00005
66	61.0	4.3	1	0.02600	-1.000	IC 1867	0.00007
67	66.0	3.7	3	0.01600	22.660	WKK 4438	0.00024
68	61.0	5.2	1	0.00400	-1.000	MARK 1308	0.00338
69	57.0	2.4	1	0.01500	-1.000	MARK 945	0.00025
71	67.0	5.8	1	0.00900	-1.000	PADOVA 1	0.00055
72	79.0	3.4	1	0.00500	-1.000	NGC 2442	0.00221
73	69.0	4.7	3	0.00779	297.360	NGC 2110	0.00097
74	56.0	3.6	1	0.04100	-1.000	PKS 1637-77	0.00003
75	71.0	6.4	1	0.03900	-1.000	NPM1G+24.0470	0.00001
76	60.0	1.7	3	0.00145	267.630	Circinus Galaxy	0.02752
77	69.0	5.0	1	0.01100	-1.000	ESO 512-G20	0.00053
78	74.0	3.9	1	0.00700	-1.000	XMM J00329-4309	0.00131
79	87.0	6.2	3	0.00145	267.630	Circinus Galaxy	0.02752
80	57.0	5.5	1	0.01800	-1.000	PKS 0056-572	0.00019
81	62.0	2.5	1	0.01600	-1.000	ESO 202-G23	0.00025

Continúa en la siguiente página

Cuadro 4.2 – Continúa en la siguiente página

ID	E (EeV)	$\delta(^{\circ})$	Cat	z	Flujo de rayos X duros $10^{-12}erg/(s cm^2)$	Nombre	ΔR_d
82	66.0	6.4	1	0.00400	-1.000	NGC 1672	0.00373
83	63.0	5.4	2	0.02579	27.740	2MASX J07394469-3143024	0.00010
84	66.0	2.8	1	0.00200	-1.000	NGC 3621	0.01614
85	66.0	2.5	3	0.03600	38.700	2MASXi J1802473-145454	0.00005
86	103.0	5.4	3	0.00771	30.130	NGC 2992	0.00103
87	58.0	4.4	1	0.01500	-1.000	IC 1813	0.00029
88	59.0	6.1	1	0.00800	-1.000	NGC 5597	0.00097
89	60.0	3.1	1	0.01300	-1.000	NGC 5990	0.00031
90	67.0	5.2	1	0.02700	-1.000	PC 0026+0535	0.00007
91	65.0	5.6	1	0.02800	-1.000	IRAS 16382-0613	0.00007
93	56.0	1.3	1	0.00400	-1.000	NGC 1097	0.00403
94	60.0	4.7	1	0.03400	-1.000	IRAS 20253-8152	0.00005
95	80.0	6.1	3	0.00796	84.440	NGC 3081	0.00100
96	78.0	5.5	1	0.02500	-1.000	ESO 208-G34	0.00010
97	65.0	4.8	1	0.02700	-1.000	IRAS 16355-2049	0.00009
98	68.0	2.2	1	0.00400	-1.000	MCG -06.21.005	0.00404
99	56.0	2.4	1	0.00300	-1.000	NGC 5643	0.00708
101	76.0	3.5	1	0.00300	-1.000	NGC 1808	0.00717
102	62.0	3.6	1	0.00500	-1.000	NGC 613	0.00258
103	69.0	5.9	1	0.00700	-1.000	XMM J00329-4309	0.00131

4.6. Objetos astrofísicos del catálogo Swift-BAT correlacionados con los rayos cósmicos ultraenergéticos detectados por el Observatorio Auger

Los 87 objetos correlacionados del catalogo Swift-BAT con los eventos mas energéticos detectados por el observatorio Auger se muestran en la Tabla 4.3, la cual resulta al haber aplicado el método que asigna pesos por flujo a las fuentes correlacionadas. Por su luminosidad en emisión de rayos X y por su fuerte contribución al parámetro R_f , los objetos astrofísicos más destacados son: Centauro A con $1379.7 \cdot 10^{-12} erg/(s cm^2)$, Circinus con $267.6 \cdot 10^{-12} erg/(s cm^2)$, NGC 4549 con $301.0 \cdot 10^{-12} erg/(s cm^2)$, NGC 2110 con $297.4 \cdot 10^{-12} erg/(s cm^2)$, NGC 5506 con $242.8 \cdot 10^{-12} erg/(s cm^2)$ y IC 4329A con $289.6 \cdot 10^{-12} erg/(s cm^2)$.

Cuadro 4.3: Resumen de los 87 eventos ultraenergéticos con $E \geq 55$ EeV correlacionados dentro de 8.5° con NAGs del **catálogo Swift-Bat 58-month usando pesos proporcionales a sus flujos de rayos X** con redshift $z \leq 0.048$; $\delta(^{\circ})$ es la distancia angular entre los rayos cósmicos ultraenergéticos y sus NAGs correlacionados. La columna *Cat* indica el catálogo del cual el NAG fué tomado: 1= solo Swift-Bat 58m; 2=ambos Swift-Bat 58m y Veron Cetty 13E; 3= sólo Veron Cetty 13E.

Evento Número	E (EeV)	$\delta(^{\circ})$	Cat	z	Flujo de rayos X duros $10^{-12}erg/(s cm^2)$	Nombre	ΔR_f
1	65.0	1.8	3	0.03700	41.080	2E 1739.1-1210	0.00372

Continúa en la siguiente página

Cuadro 4.3 – *Continúa en la siguiente página*

Evento Número	E (EeV)	$\delta(^{\circ})$	Cat	z	Flujo de rayos X duros $10^{-12} \text{erg}/(s \text{ cm}^2)$	Nombre	ΔR_f
2	79.0	8.2	3	0.00183	1379.670	Cen A	0.13206
3	64.0	5.6	3	0.00145	267.630	Circinus Galaxy	0.02288
4	83.0	6.7	3	0.01329	113.090	ESO 103-035	0.00966
5	60.0	1.1	2	0.01626	27.850	IC 4518A	0.00267
6	81.0	6.0	2	0.02520	69.850	ESO 297-018	0.00672
8	55.0	5.7	3	0.00183	1379.670	Cen A	0.13206
9	55.0	6.6	3	0.00868	173.580	NGC 7172	0.01678
11	80.0	5.9	3	0.04000	50.900	2MASS J07594181-3843560	0.00491
12	82.0	2.8	2	0.01282	14.680	MCG -01-09-045	0.00126
13	58.0	7.2	3	0.01329	113.090	ESO 103-035	0.00966
14	78.0	6.5	3	0.00188	300.970	NGC 4945	0.02824
15	80.0	4.3	3	0.01632	68.690	NGC 7469	0.00485
16	66.0	7.7	2	0.01360	37.240	NGC 1194	0.00306
17	66.0	2.3	3	0.00183	1379.670	Cen A	0.13206
18	142.0	6.8	3	0.02502	92.580	ESO 506-G027	0.00890
19	57.0	7.8	3	0.02661	31.750	Mrk 520	0.00216
20	68.0	0.9	3	0.00183	1379.670	Cen A	0.13206
21	61.0	7.7	3	0.00796	84.440	NGC 3081	0.00803
22	77.0	8.5	2	0.00504	31.220	NGC 1052	0.00275
23	64.0	2.7	2	0.01800	46.470	WKK 4374	0.00423
24	87.0	4.5	3	0.00868	173.580	NGC 7172	0.01678
25	68.0	0.6	3	0.00618	242.760	NGC 5506	0.02042
26	77.0	4.0	3	0.02502	92.580	ESO 506-G027	0.00890
27	66.0	6.1	3	0.02480	37.790	ESO 490-IG026	0.00362
29	93.0	6.5	3	0.00779	297.360	NGC 2110	0.02601
30	62.0	3.8	3	0.01135	76.040	IC 5063	0.00687
31	66.0	4.9	2	0.02800	84.380	Oph Cluster	0.00804
32	115.0	2.9	3	0.04770	14.730	PKS 2331-240	0.00140
33	73.0	6.0	3	0.02443	47.520	WKK 1263	0.00428
34	58.0	6.4	3	0.00188	300.970	NGC 4945	0.02824
35	63.0	5.3	3	0.04208	15.200	ESO 553- G 022	0.00142
36	82.0	2.9	2	0.01626	27.850	IC 4518A	0.00267
38	55.0	3.9	3	0.01135	76.040	IC 5063	0.00687
39	56.0	5.4	3	0.02578	17.970	Mrk 335	0.00084
40	99.0	3.0	3	0.04050	21.950	ESO 209- G 012	0.00206
42	61.0	1.7	3	0.01654	28.760	MCG -03-34-064	0.00267
43	71.0	8.0	2	0.02223	47.800	NGC 235A	0.00456
44	68.0	3.2	3	0.04702	50.460	Fairall 9	0.00451
45	66.0	5.4	3	0.01350	53.120	Mrk 1210	0.00402
46	71.0	4.7	3	0.03600	38.700	2MASXi J1802473-145454	0.00356
47	84.0	2.2	3	0.01605	289.610	IC 4329A	0.02796
49	72.0	3.8	3	0.03730	20.040	2MASX J20005575-1810274	0.00187
51	57.0	7.6	2	0.00623	35.850	ESO 005- G 004	0.00680
52	70.0	5.2	3	0.00796	84.440	NGC 3081	0.00803
53	57.0	8.0	3	0.03504	61.890	2MASX J05054575-2351139	0.00590
54	65.0	4.2	3	0.01605	289.610	IC 4329A	0.02796
55	61.0	7.7	3	0.01910	59.490	NGC 526A	0.00575
56	84.0	5.0	3	0.04050	21.950	ESO 209- G 012	0.00206
57	66.0	7.4	3	0.01251	25.500	NGC 3393	0.00244
58	71.0	5.2	3	0.03100	53.280	2MASX J16481523-3035037	0.00514
59	56.0	6.7	3	0.01629	28.560	ESO 417- G 006	0.00276
60	57.0	5.8	3	0.01450	21.900	NGC 3035	0.00191
61	66.0	5.9	3	0.03730	20.040	2MASX J20005575-1810274	0.00187
62	57.0	5.2	2	0.03672	16.540	2MASX J07473839-7325533	0.00133
63	57.0	2.0	3	0.01360	83.060	NGC 788	0.00723
64	57.0	7.6	2	0.00992	20.630	MCG -05-14-012	0.00198
65	64.0	6.8	3	0.01448	41.950	ESO 548-G081	0.00397
66	61.0	8.3	2	0.02698	12.300	Mrk 595	0.00090
67	66.0	5.1	2	0.01800	46.470	WKK 4374	0.00423
68	61.0	0.5	3	0.01882	13.690	MCG -01-30-041	0.00117
69	57.0	8.0	2	0.01887	9.590	MCG -02-02-095	0.00086
72	79.0	5.0	2	0.01335	21.090	NGC 2788A	0.00176
73	69.0	4.7	3	0.00779	297.360	NGC 2110	0.02601
76	60.0	1.7	3	0.00145	267.630	Circinus Galaxy	0.02288

Continúa en la siguiente página

Cuadro 4.3 – Continúa en la siguiente página

Evento Número	E (EeV)	$\delta(^{\circ})$	Cat	z	Flujo de rayos X duros $10^{-12} \text{erg}/(s \text{ cm}^2)$	Nombre	ΔR_f
77	69.0	4.6	3	0.04461	32.370	2MASX J15115979-2119015	0.00306
78	74.0	5.0	3	0.01176	19.580	NGC 424	0.00189
79	87.0	6.2	3	0.00145	267.630	Circinus Galaxy	0.02288
80	57.0	6.7	3	0.04702	50.460	Fairall 9	0.00451
81	62.0	6.0	2	0.03649	23.950	2MASX J03502377-5018354	0.00224
82	66.0	7.0	2	0.04030	26.860	ESO 121-IG 028	0.00237
83	63.0	7.7	3	0.04000	50.900	2MASX J07594181-3843560	0.00491
84	66.0	8.4	3	0.01067	87.100	NGC 3281	0.00842
85	66.0	4.4	3	0.03700	41.080	2E 1739.1-1210	0.00372
86	103.0	5.4	3	0.00771	30.130	NGC 2992	0.00276
87	58.0	6.3	3	0.01695	20.680	IC 1816	0.00200
88	59.0	7.7	3	0.00618	242.760	NGC 5506	0.02042
89	60.0	5.6	2	0.03790	17.980	2MASX J16174158+0607100	0.00134
91	65.0	7.2	3	0.02448	66.960	NGC 6240	0.00527
92	58.0	7.2	3	0.01788	88.820	IRAS 05078+1626	0.00505
93	56.0	4.1	3	0.01629	28.560	ESO 417- G 006	0.00276
95	80.0	6.1	3	0.00796	84.440	NGC 3081	0.00803
96	78.0	6.6	3	0.04050	21.950	ESO 209- G 012	0.00206
98	68.0	7.8	3	0.00849	197.950	MCG -05-23-016	0.01912
99	56.0	3.8	2	0.01626	27.850	IC 4518A	0.00267
101	76.0	5.2	3	0.03506	37.110	PICTOR A	0.00353
102	62.0	8.1	2	0.02520	69.850	ESO 297-018	0.00672

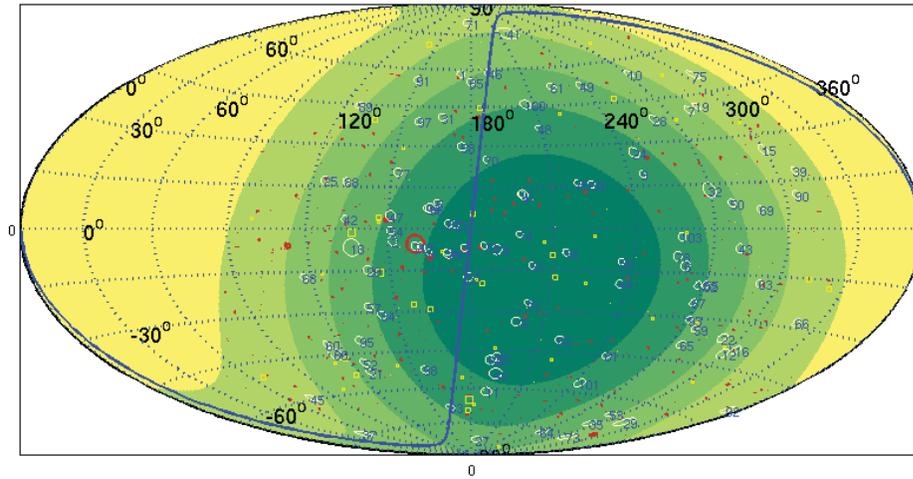


Figura 4.12: Las 103 direcciones de arribo de rayos cósmicos con energía $E \geq 55$ EeV detectados por el Observatorio Pierre Auger recolectados desde el 1 de Enero del 2004 hasta el 21 de Diciembre del 2011, los cuales están representados por los círculos blancos en una proyección Aitoff del cielo en coordenadas super-galácticas. Los cuadros amarillos representan los eventos con energía entre 42 y 55 EeV. La línea azul sólida representa el plano galáctico. Los círculos rojos son proporcionales al flujo en rayos X y representan a las posiciones de los NAGs del catalogo Swift BAT 58-Month Hard X-ray Survey que se sitúan dentro de un radio de 200 Mpc y que están dentro del campo de vision del observatorio.

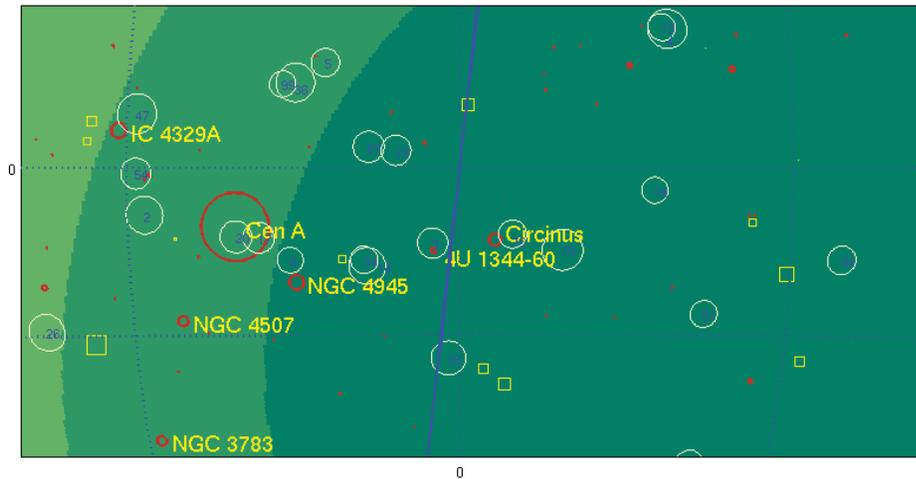


Figura 4.13: Acercamiento en la región central de la Fig. 4.12 que muestra los objetos astrofísicos más relevantes.

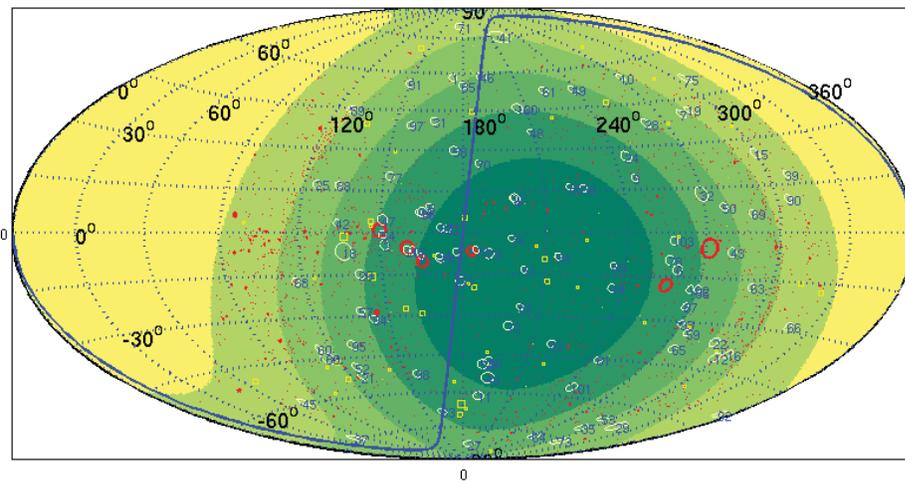


Figura 4.14: Las 103 direcciones de arriba de rayos cósmicos con energía $E \geq 55$ EeV detectados por el Observatorio Pierre Auger recolectados desde el 1 de Enero del 2004 hasta el 21 de Diciembre del 2011, los cuales están representados por los círculos blancos en una proyección Aitoff del cielo en coordenadas super-galácticas. Los cuadros amarillos representan los eventos con energía entre 42 y 55 EeV. La línea azul sólida representa el plano galáctico. Los círculos rojos son inversamente proporcionales al cuadrado de la cercanía y representan a las posiciones de los NAGs del catalogo Veron Cetty 13E que se sitúan dentro de un radio de 200 Mpc y que están dentro del campo de vision del observatorio.

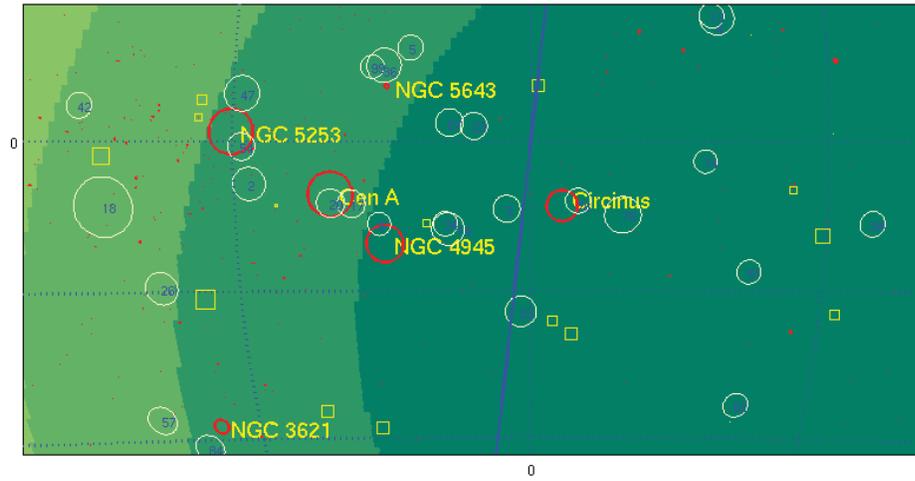


Figura 4.15: Acercamiento en la región central de la Fig. 4.14 que muestra los objetos astrofísicos mas relevantes.

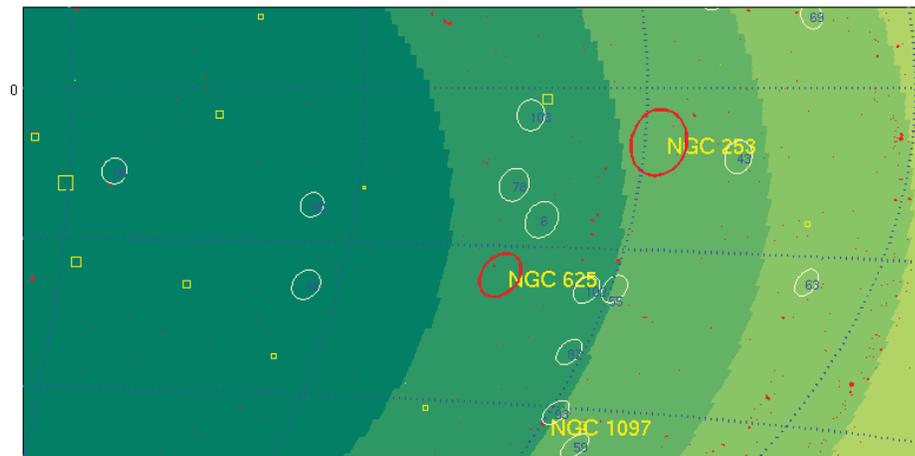


Figura 4.16: Acercamiento en la región periférica de la Fig. 4.14 que muestra los objetos astrofísicos mas relevantes.

Capítulo 5

Análisis de agrupamiento en cúmulos de los eventos ultraenergéticos del Observatorio Pierre Auger

5.1. Descripción del método

Se uso la distribución binomial [184] para calcular la significancia estadística de las acumulaciones de eventos observados en sus direcciones de llegada de los mas energéticos rayos cósmicos observados por el Observatorio Auger hasta el final del 2011. Se asume una distribución isotrópica como nuestra hipótesis nula; es importante recalcar que la isotropía se asume para todas las escalas de energía. Esta prueba binomial va bien para muestras pequeñas e incorpora de manera natural la dependencia de la significancia con la energía de los eventos.

Entonces, dado un numero de eventos observados N_E con energías mas altas E sobre todo el cielo, la significancia S se define como la probabilidad de que N_{obs} o mas eventos sean observados dentro de un círculo con apertura δ . Esta significancia representa la probabilidad de que un dado cúmulo de eventos resulte de una fluctuación de una distribución isotrópica de los N_E eventos observados con energías mayores que E . La significancia se calcula de la siguiente formula:

$$S(\delta, E) = 1 - \sum_{k=0}^{N_{obs}-1} \frac{N_E!}{k!(N_E - k)!} p_\delta^k (1 - p_\delta)^{N_E - k} \quad (5.1)$$

donde p_δ es la probabilidad que un simple evento ocurra adentro del círculo sobre una proyección bidimensional del cielo, suponiendo flujo isotrópico. Evaluamos el valor de p_δ por integración directa de la exposición relativa del

Observatorio Auger, ver Fig. 5.1, sobre la superficie del círculo plasmado en la proyección bidimensional del cielo.

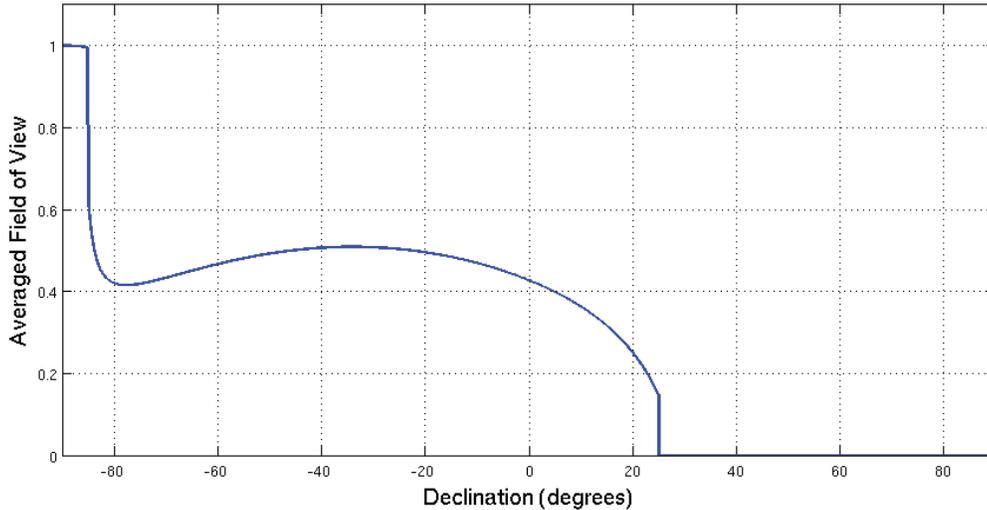


Figura 5.1: Exposición relativa del Observatorio Pierre Auger en coordenadas ecuatoriales, la cual varía solamente con la declinación como se muestra en el gráfico.

Se aplica la prueba estadística para encontrar cúmulos de eventos, con específicas multiplicidades desde 2 a 6, que ocurren en los datos experimentales con desviaciones significativas de la isotropía para todos los eventos con energías mas altas de 55 EeV.

El procedimiento detallado que se uso para encontrar cúmulos significativos de eventos es el siguiente:

1. Encontrar todos los cúmulos con una multiplicidad en el rango de 2-6 dentro de todos los eventos de Auger con $E > 55$ EeV.
2. Calcular el centro de gravedad de cada uno de los cúmulos y su respectivo ángulo δ_o del centroide a el más lejano evento. Si el ángulo es menor que 1.0 grados se asigna directamente este valor mínimo ya que este es el valor de resolución angular del Observatorio Auger para eventos de superficie [186].
3. Calcular la significancia usando Eq. 5.1 de todas las combinaciones de eventos anteriormente generados.
4. Agrupar los cúmulos en orden decreciente de S y agruparlos en una tabla.
5. Remover los cúmulos con al menos un evento en común empezando desde la parte alta de la tabla (hecha en el paso anterior) hacia abajo priorizando los valores mas bajos de S .

6. Finalmente se hace eliminación de cúmulos con $-\lg S > 2.5$.

5.2. Ventajas del método.

El método presente de análisis de agrupamiento en cúmulos fue diseñado para encontrar regiones muy focalizadas con alta probabilidad para realizar búsquedas de potenciales fuentes.

El método de agrupamiento en cúmulos tiene otra virtud en cuanto a que agrupa a los eventos en clusters con determinada multiplicidad, en este método no se permite compartir eventos entre los grupos. Esto trae una gran ventaja ya que en regiones con alta densidad de eventos detectados el método los separa en base a un parámetro estadístico lo que permite discernir el número posible de fuentes en esa región complicada de alta acumulación. Esto se aplica por ejemplo a la región cercana de Centauro A donde en su vecindario existe una concentración de eventos muy complicada lo que puede sugerir que este NAG pudo haberlos generado, pero como se verá más adelante al aplicar el método propuesto, los resultados sugieren que no todos los eventos están asociados a esta posible fuente sino que de manera alternativa proponen una configuración de varias posibles fuentes en esa región.

5.3. Análisis para datos experimentales

Al aplicar el método de los cúmulos a la muestra de datos experimentales se obtuvieron 10 centroides (Tabla 5.1) para el periodo 2004-2009 y 18 centroides para el (Tabla 5.2) periodo 2004-2011. En las Fig. 5.2 y Fig. 5.3 se muestran graficados los eventos ultraenergéticos en círculos junto con los centroides graficados en cuadrados para los dos periodos 2004-2009 y 2004-2011 respectivamente. Es importante mencionar que estos centroides representan puntos con vecindades locales con máxima anisotropía, los cuales en conjunto, forman un patrón único incipiente de las fuentes de los rayos cósmicos ultraenergéticos.

De los 17 centroides arrojados por el método se puede observar que todos cúmulos son de multiplicidad 2 (dobletes) excepto por uno de multiplicidad 3 (triplete) el cual tiene la particularidad de que no es el más significativo en comparación a los demás. Es importante observar la región cercana a Centauro A ($RA=201.37^\circ$, $dec=-43.02^\circ$) en donde hay una acumulación de eventos en donde

el método los separa asociándolos a diferentes cúmulos (ver centroides 1,3,6 y 9 en Tabla 5.2) y solamente el centroide de uno de estos cúmulos coincide con la posición de centauro A (centroide 7 en Tabla 5.2) lo que hace concluir que esta región con alta densidad de eventos detectados tiene más de una fuente.

En el siguiente Cap. 6 se hará un cotejo de los centroides de cúmulos obtenidos en este análisis con las posiciones de las galaxias más relevantes obtenidas en el Cap. 4 anterior con el fin de concluir y converger en una propuesta de configuración de fuentes de rayos cósmicos ultraenergéticos con alto potencial.

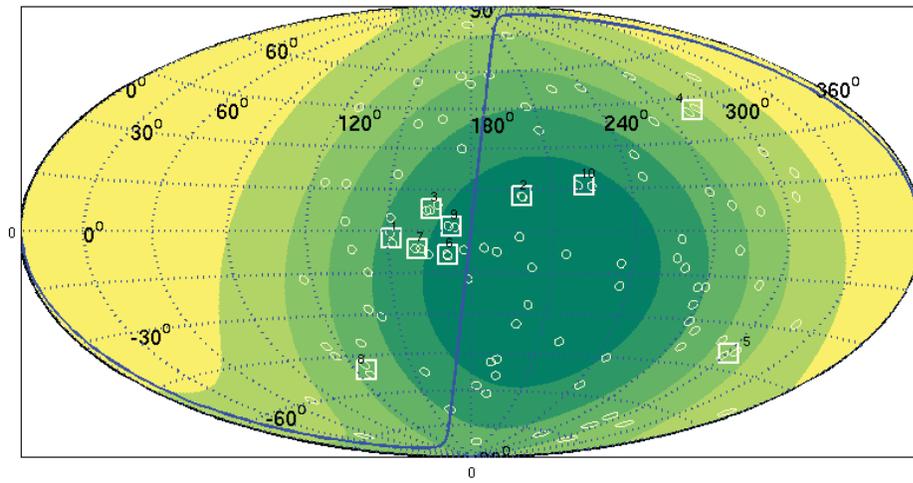


Figura 5.2: Gráfico de una proyección de Aitoff de la bóveda celeste que contiene las direcciones de arriba de los 69 eventos ultraenergéticos (recolectados desde principios del 2004 hasta finales del 2009) de los detectores de superficie SD con energía mayor a 55 EeV representados en círculos. Adicionalmente están graficados los centroides de los cúmulos correspondientes a los números listados en la tabla Table 5.1. La línea sólida azul representa el plano galáctico. Las cinco zonas coloreadas representan las distintas intensidades de la exposición del Observatorio Auger.

Cuadro 5.1: Centroides generados por el análisis de agrupamiento en cúmulos de los 69 eventos ultraenergéticos del Observatorio Pierre detectados desde el 1o. de Enero del 2004 hasta el 31 de Diciembre del 2009.

Indice	Eventos	RA($^{\circ}$)	Dec($^{\circ}$)	RA_{gal}	Dec_{gal}	RA_{SG}	Dec_{SG}	Mult.	$\delta_o(^{\circ})$	-LogS
1	2,54	201.7	-34	311.2522	28.2998	151.1878	-2.3542	2	1.8863	3.3853
2	4,13	268.15	-60.75	332.4981	-16.7038	198.7128	12.5215	2	1.0000	4.5704
3	5,36	222.5	-43.55	324.6383	14.2685	166.4624	8.5690	2	1.5884	3.6927
4	7,19	331.45	0.85	61.1678	-41.3498	283.6561	40.6828	2	2.0652	3.3869
5	12,16	53.35	-6	191.6258	-46.1208	301.7435	-39.6803	2	1.8333	3.5343
6	14,34	201.5	-55.1	307.9049	7.4377	171.4751	-8.5008	2	1.0000	4.5362
7	17,20	200.55	-44.3	308.7191	18.2258	160.8225	-6.1752	2	1.0309	4.4401
8	21,52	145.2	-18.3	252.0675	25.2106	126.3414	-50.3632	2	1.8988	3.4093
9	23,67	218.65	-52.65	318.3582	7.1043	173.0446	1.7550	2	1.2367	4.1543
10	30,38	310.8	-54.35	343.6294	-37.8484	222.4739	16.2421	2	2.5696	2.9019

Cuadro 5.2: Centroides generados por el análisis de agrupamiento en cúmulos de los 103 eventos ultraenergéticos del Observatorio Pierre detectados desde el 1o. de Enero del 2004 hasta el 21 de Diciembre del 2011.

Indice	Eventos	RA($^{\circ}$)	Dec($^{\circ}$)	RA_{gal}	Dec_{gal}	RA_{SG}	Dec_{SG}	Mult.	$\delta_o(^{\circ})$	-LogS
1	2,54	201.7	-34	311.2522	28.2998	151.1878	-2.3542	2	1.88635	3.0393
2	4,13	268.15	-60.75	332.4981	-16.7038	198.7128	12.5215	2	1	4.2214
3	5,36,99	221.523	-43.019	324.2271	15.0619	165.6320	8.2329	3	2.45742	4.2254
4	7,19	331.45	0.85	61.1678	-41.3498	283.6561	40.6828	2	2.06518	3.0410
5	12,16	53.35	-6	191.6258	-46.1208	301.7435	-39.6803	2	1.83334	3.1878
6	14,34	201.5	-55.1	307.9049	7.4377	171.4751	-8.5008	2	1	4.1872
7	17,20	200.55	-44.3	308.7191	18.2258	160.8225	-6.1752	2	1.03088	4.0913
8	21,52	145.2	-18.3	252.0675	25.2106	126.3414	-50.3632	2	1.89881	3.0633
9	23,67	218.65	-52.65	318.3582	7.1043	173.0446	1.7550	2	1.23667	3.8060
10	30,38	310.8	-54.35	343.6294	-37.8484	222.4739	16.2421	2	2.56958	2.5591
11	1,85	80.55	-15.9	13.8487	6.9095	177.0278	56.7033	2	2.16618	2.8433
12	55,102	26.564	-30.5625	232.1421	-77.5240	268.9125	-18.7509	2	1.46718	3.4739
13	56,96	121.87	-55.5035	269.7107	-12.2169	191.2385	-47.8438	2	1.07535	4.0609
14	57,84	168.5	-29.132	278.5825	29.0920	141.4117	-29.3769	2	2.46589	2.5870
15	60,86	151.865	-9.434	249.8048	36.0090	114.8479	-42.7217	2	1.90385	3.0981
16	76,79	217.18	-68.8915	311.5388	-7.6612	187.0207	-6.5895	2	2.35982	2.7873
17	6,78	14.8655	-39.344	295.6486	-77.6706	258.3521	-10.7246	2	2.43383	2.6087

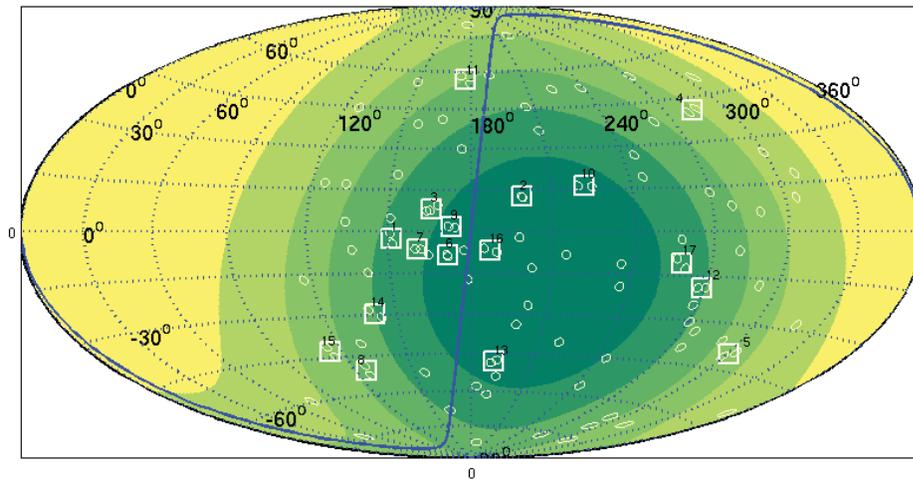


Figura 5.3: Gráfico de una proyección de Aitoff de la bóveda celeste que contiene las direcciones de arribo de los 103 eventos ultraenergéticos (recolectados desde principios del 2004 hasta finales del 2011) de los detectores de superficie SD con energía mayor a 55 EeV representados en círculos. Adicionalmente están graficados los centroides de los cúmulos correspondientes a los números listados en la tabla Tabla 5.2. La línea sólida azul representa el plano galáctico. Las cinco zonas coloreadas representan las distintas intensidades de la exposición del Observatorio Auger.

Capítulo 6

Discusión y conclusiones

En el Cap. 4 en general se exploró la extensión del análisis de correlación entre los eventos ultraenergéticos detectados por Auger y objetos extra-galácticos cercanos de los catálogos Veron Cetty Edición XIII y el Swift BAT 58-Month Hard X-ray Survey.

La metodología fue añadir pesos por distancia o por flujo a las fuentes al hacer la sumatoria de los eventos correlacionados con los de los catálogos. Al incluir estos pesos los rasgos anisotrópicos salen a la luz puesto que la configuración espacial de los eventos detectados es un reflejo de la distribución de sus fuentes.

Los resultados obtenidos fueron relevantes ya que los valores de significancia fueron de 0.030 y 0.027 (ver Fig. 4.9, Fig. 4.11) al usar los métodos propuestos que asignaban pesos por distancia y flujo respectivamente a las fuentes correlacionadas de los catálogos.

Los resultados también revelaron los objetos extragalácticos correlacionados siendo los mas relevantes Centauro A, Circinus y NCG 4945, los cuales destacan sobre los demás por su cercanía y por ser muy luminosos en rayos X duros.

Por otro lado en el Cap. 5 se realizó otro análisis en paralelo en el cual se buscaron centroides de cúmulos de eventos significativos de diversa multiplicidad. Los resultados en general muestran sólo cúmulos significativos de pares de eventos muy juntos y un solo triplete de eventos. Las coordenadas de estos 17 centroides se enumeran en la Tabla 5.2.

Al comparar los resultados del análisis de correlación Cap. 4 y del análisis de agrupamiento en cúmulos Cap. 5, es posible asociar las potenciales fuentes de

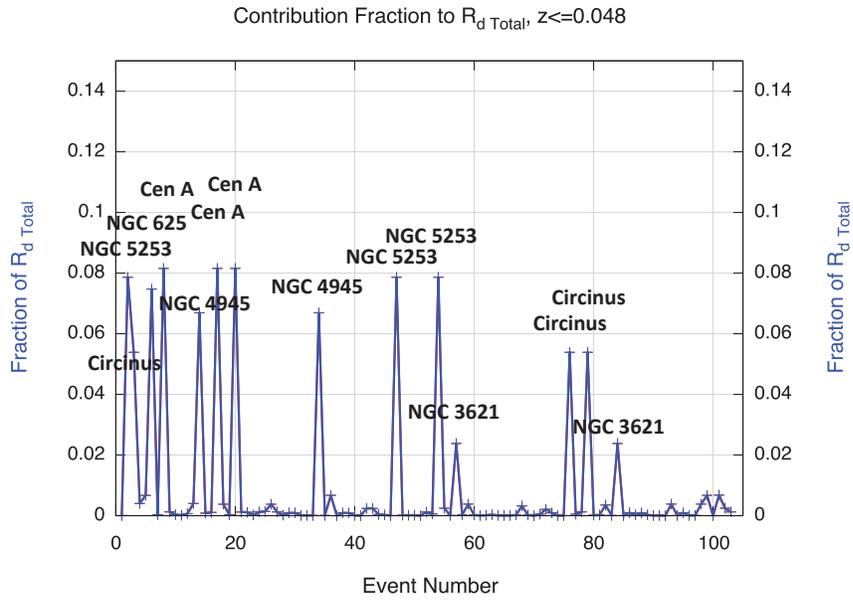


Figura 6.1: Contribuciones individuales de los eventos correlacionados a el valor total de R_d para los 103 eventos de la muestra total de eventos. La suma de los picos esta normalizada a 1 y se muestran en la Tabla 4.2

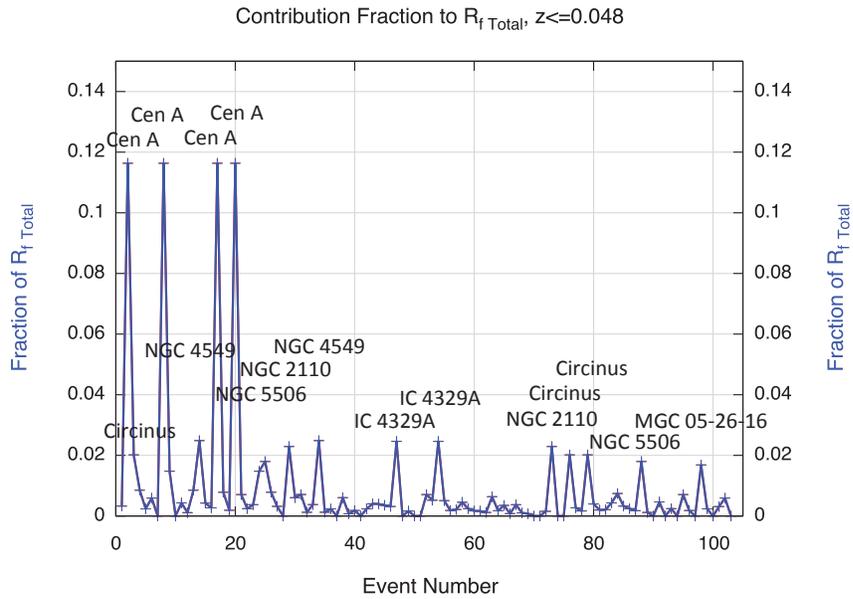


Figura 6.2: Contribuciones individuales de los eventos correlacionados a el valor total de R_f para los 103 eventos de la muestra total de eventos. La suma de los picos esta normalizada a 1 y se muestran en la Tabla 4.3

estos cúmulos al listar en la Tabla 6.1 los NAGs correlacionados con los eventos que conforman a estos cúmulos.

Cuadro 6.1: Lista de los 17 cúmulos (16 dobletes y un triplete) que exhiben las más improbables desviaciones de una distribución isotrópica. Estas probabilidades están listadas por el negativo del logaritmo de la significancia en la columna 6 para $S \leq 10^{-2.5}$. Las coordenadas de los centroides están dadas en coordenadas super galácticas. δ es la máxima distancia angular de los eventos en el cúmulo a sus respectivos centroides. La columna *Fuentes potenciales* está hecha tomando las fuentes correlacionadas con estos eventos de las Tablas 4.2, y 4.3.

Multi- plicidad	Eventos	SGL(°)	SGB(°)	δ (°)	-LogS	Fuentes potenciales
2	2,54	151.1878	-2.3542	1.9	3.0393	NGC 5253, Cen A, IC 4929A
2	4,13	198.7128	12.5215	1.0	4.2214	NGC 6300, ESO 103-035
3	5,36,99	165.6320	8.2329	2.5	4.2254	IC 4518A, NGC 5643
2	7,19	283.6561	40.6828	2.1	3.0410	Mrk 520, Q 2207+0122
2	12,16	301.7435	-39.6803	1.8	3.1878	NGC 1266, MARK 607, MCG-01-09-045, NGC 1194
2	14,34	171.4751	-8.5008	1.0	4.1872	NGC 4945
2	17,20	160.8225	-6.1752	1.0	4.0913	Cen A (NGC 5128)
2	21,52	126.3414	-50.3632	1.9	3.0633	NGC 2907, NGC 3081
2	23,67	173.0446	1.7550	1.2	3.8060	WKK 4438, WKK 4374
2	30,38	222.4739	16.2421	2.6	2.5591	IC 5063, F348
2	1,85	177.0278	56.7033	2.2	2.8433	2MASXi J1802473-145454, 2E 1739.1-1210
2	55,102	268.9125	-18.7509	1.5	3.4739	NGC 613, ESO 297-018, NGC 526A
2	56,96	191.2385	-47.8438	1.1	4.0609	ESO 208-G34, ESO 209-G012
2	57,84	141.4117	-29.3769	2.5	2.5870	NGC 3621, NGC 3393, NGC 3281
2	60,86	114.8479	-42.7217	1.9	3.0981	NGC 3035, NGC 2992
2	76,79	187.0207	-6.5895	2.4	2.7873	Circinus Galaxy
2	6,78	258.3521	-10.7246	2.4	2.6087	NGC 424, NGC 625, ESO 297-018, XMM J00329-4309

Bibliografía

- [1] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963).
- [2] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748.
- [3] G.T. Zatsepin, V.A. Kuz'min, *Sov. Phys. JETP Lett.* 4 (1966) 78.
- [4] A. M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 22 (1984) 425.
- [5] J. Abraham et al. (The Pierre Auger Collaboration), “Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory,” *Nucl. Instr. Meth.*, vol. 523, no. 1-2, pp. 50–95, 2004.
- [6] I. Allekotte et al. “The Surface Detector System of the Pierre Auger Observatory,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A586, p. 409, 2008.
- [7] J. Abraham et al. (The Pierre Auger Collaboration), “The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory,” *submitted to Nucl. Instrum. Meth. A*, 2009. arXiv:0907.4282 [astro-ph].
- [8] J. Abraham et al. (The Pierre Auger Collaboration), “Trigger and Aperture of the Surface Detector Array of the Pierre Auger Observatory,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. A613, pp. 29–39, 2010. arXiv:0907.4282 [astro-ph].
- [9] B. Dawson for the Pierre Auger Collaboration, “Hybrid Performance of the Pierre Auger Observatory,” *ICRC 2007, Merida*, arXiv:0706.1105 [astro-ph], 2007.
- [10] C. Di Giulio for the Pierre Auger Collaboration, “Energy calibration of data recorded with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory,” *Proc. 31th Int. Cosmic Ray Conf. (Lodz, Poland)(2009) and 0906.2189 [astro-ph]*.
- [11] J. Abraham et al. (The Pierre Auger Collaboration), “Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory,” *Physics Letters B*, vol. 685, pp. 239–246, 2010.

- [12] J. Abraham et al. (The Pierre Auger Collaboration), “Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above $4 \cdot 10^{19}$ eV,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 061101, 2008.
- [13] C. Bonifazi for the Pierre Auger Collaboration, “The angular resolution of the Pierre Auger Observatory,” *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, vol. 190, pp. 20–25, 2009.
- [14] M. Mostafà et al., “Hybrid Activities of the Pierre Auger Observatory,” *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, vol. 165, p. 50, 2007.
- [15] M. Unger, B. R. Dawson, R. Engel, F. Schussler, and R. Ulrich, “Reconstruction of Longitudinal Profiles of Ultra-High Energy Cosmic Ray Showers from Fluorescence and Cherenkov Light Measurements,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A588, pp. 433–441, 2008.
- [16] T. Gaisser and A. Hillas *Proc. 15th ICRC*, vol. 8, p. 353, 1977.
- [17] H. M. J. Barbosa, F. Catalani, J. A. Chinellato, and C. Dobrigkeit, “Indirect determination of the missing energy content in extensive air showers,” *Astropart. Phys.*, vol. 22, pp. 159–166, 2004.
- [18] Patrick Younk, Tesis de doctorado para la Michigan Technological University (2007) (Nota Interna da la Colaboración Auger: GAP Note 2007-102)
- [19] Paolo Privitera for The Pierre Auger Collaboration, *Nucl. Phys B Proc. Suppl.* 136 (2004) 339-406.
- [20] Colaboración Auger. ”Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*.
- [21] M. Aglietta et al., proceedings da 29a ICRC (2005).
- [22] J. Rautenberg et al., proceedings da 30a ICRC (2007).
- [23] D. Allard et al., arXiv:astro-ph/0510320, proceedings de la XXIX ICRC (2005).
- [24] A. M. Hillas et al., *Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae* 29 (1969) 533.
- [25] D. Newton, J. Knapp e A. A. Watson, *Astropart. Phys.* 26 (2007) 414-419.
- [26] K. Kamata e J. Nishimura, *Prog. Theoret. Phys. Suppl* 6 (1958) 93-155.

- [27] K. Greisen, Progress in Cosmic Ray Physics 3 (1956).
- [28] D. Barnhill et al., arXiv:astro-ph/0507590, proceedings de la XXIX ICRC (2005).
- [29] M. Ave et al., arXiv:0709.2125, proceedings de la XXX ICRC (2007).
- [30] D. Newton et al., arXiv:0706.3796, proceedings de la XXX ICRC (2007).
- [31] Matej Horvat, Tesis de Doctorado de la Universidad de Ljubljana (2006) (Nota Interna de la Colaboración Auger: GAP Note 2006-080).
- [32] J. A. Bellido, arXiv:astro-ph/0508389, proceedings da 29a ICRC (2005).
- [33] Webpage del Observatorio Auger: http://www.auger.org/observatory/image_gallery_index.html
- [34] R. Cester at al., proceedings da 29a ICRC (2005).
- [35] S. Y. BenZvi et al., arXiv:astro-ph/0706.3236, proceedings da 30a ICRC (2007).
- [36] Nicolas Busca, Tesis de Doctorado por la Universidad de Chicago (2006) (Nota Interna da Colaboración Auger: GAP Note 2006-108).
- [37] B. Fick et al., arXiv:astro-ph/0308512, proceedings da 28a ICRC (2003).
- [38] Miguel Mostafa et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. 165 (2007) 50-58.
- [39] B. R. Dawson et al., arXiv:0706.1105, proceedings da 30a ICRC (2007).
- [40] The Pierre Auger Collaboration, Phys. Lett., 2010, B685: 239246
- [41] The Pierre Auger Collaboration, Astropart. Phys., 2010, 34: 314326
- [42] The Pierre Auger Collaboration, Phys. Rev. Lett., 2010, 104: 91101
- [43] The Pierre Auger Collaboration, Astropart. Phys. , 2008, 29: 243256
- [44] The Pierre Auger Collaboration, Phys. Rev. Lett., 2008, 100: 211101
- [45] M. Kleifges, for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 31th ICRC, odz, Poland, 2009, arXiv 0906.2354 [astro-ph]; C. Meurer, N. Scharf, for the Pierre Auger Collaboration, Astrophys. Space Sci. Trans., 2011, 7: 183186
- [46] P. Sommers, Astropart. Phys., 1995, 3: 349360
- [47] B. Fick, for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 28th ICRC, Tsukuba, Japan, 2003, 449

- [48] I. C. Maris, for the Pierre Auger Collaboration, 2011, paper 0711, these proceedings
- [49] J. Abraham et al. (Pierre Auger Collab.), Nucl. Instrum. Meth., 2010, A620: 227251
- [50] A. C. Rovero et al., arXiv:0811.1518 [astro-ph].
- [51] B. Fick et al., JINST, 2006, 1: P11003.
- [52] S. Argir'ò et al., Nucl. Instrum. Meth., 2007, A580, 14851496
- [53] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva, Phys. Lett., 2005, B612:147
- [54] A.M. Hillas, J. Phys., 2005, G31:R95
- [55] T. Wibig and A.W. Wolfendale., J. Phys., 2005, G31:255
- [56] Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instrum. Meth., 2010, A613:29.
- [57] The Pierre Auger Collaboration, Astroparticle Physics, 2011, 34:368.
- [58] The Pierre Auger Collaboration, Phys. Lett., 2010, B685:239.
- [59] H. J. Mathes, for the Pierre Auger Collaboration, paper 0761, these proceedings.
- [60] I. Maris, for the Pierre Auger Collaboration, paper 0711, these proceedings.
- [61] B.Wundheiler, for the Pierre Auger Collaboration, paper 0341, these proceedings.
- [62] M.Ave, for the Pierre Auger Collaboration, Proc. 30th ICRC, Merida, Mexico, 2007, 4: 331.
- [63] J. Hersil, Phys. Rev. Lett., 1961, 6:22
- [64] The Pierre Auger Collaboration, Phys. Lett., 2010, B685:239-246.
- [65] The Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instr. and Meth., 2004, A523:50-95.
- [66] I. Allekotte et al., Nucl. Instr. and Meth., 2008, A586:409-420.
- [67] The Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instr. and Meth., 2010, A620:227-251.
- [68] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva, Phys. Lett., 2005, B612:147-153.

- [69] A. M. Hillas, *J. Phys.*, 2005, G31:R95-R131.
- [70] T. Wibig and A. W. Wolfendale, *J. Phys.*, 2005, G31:255-264.
- [71] The Pierre Auger Collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.*, 2010, A613:29-39.
- [72] R. Pesce, for the Pierre Auger Collaboration, paper 1160, these proceedings.
- [73] The Pierre Auger Collaboration, *Astropart. Phys.*, 2011, 34:368-381.
- [74] The Pierre Auger Collaboration, *Astropart. Phys.*, 2007, 27:155-168.
- [75] K. Louedec, for the Pierre Auger Collaboration, paper 0568, these proceedings.
- [76] S. Argiro et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 2007, A580:1485-1496.
- [77] T. Bergmann et al., *Astropart. Phys.*, 2007, 26:420- 432.
- [78] E. Ahn, R. Engel, T. K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, *Phys. Rev.*, 2009, D80:094003.
- [79] S. Ostapchenko, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 2006, 151:143-146.
- [80] The Pierre Auger Collaboration, *Astropart. Phys.*, 2010, 33:108-129.
- [81] T. Pierog, R. Engel, D. Heck, S. Ostapchenko, K. Werner, *Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf. (Merida, Mexico)*, 2007, 4:625-628.
- [82] R. Knapik for the Pierre Auger Collaboration, *Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf. (Merida, Mexico)*, 2007, 4:343-346.
- [83] R.U. Abbasi, et al. (HiRes Collaboration), *Astropart. Phys.*, 2009, 32:53-60.
- [84] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16, 748 (1966); G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, *JETP Lett.* 4, 78 (1966).
- [85] V. S. Berezinsky and S. I. Grigorieva, *A&A* 199, 1 (1988); V. Berezinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva, preprint hep-ph/0204357, 2002; *Phys. Lett.* B612, 147 (2005).
- [86] F. W. Stecker, *Phys. Rev. Lett.* 21, 1016 (1968).
- [87] M. Blanton, P. Blasi, and A. V. Olinto, *Astropart. Phys.* 15, 275 (2001).

- [88] T. Stanev, R. Engel, A. Mucke, R. J. Protheroe, and J. P. Rachen, *Phys. Rev. D* 62, 093005 (2000); T. Stanev, D. Seckel, and R. Engel, *Phys. Rev. D* 68, 103004 (2003).
- [89] J. L. Puget, F. W. Stecker, and J. H. Bredekamp, *Astrophys. J.* 205, 638 (1976); F. W. Stecker and M. H. Salamon, *Astrophys. J.* 512, 521 (1992).
- [90] L. N. Epele and E. Roulet, *JHEP* 10, 009 (1998).
- [91] M. J. Chodorowski, A. A. Zdziarski, and M. Sikora, *Astrophys. J.* 400, 181 (1992).
- [92] P. Bhattacharjee and G. Sigl, *Phys. Rept.* 327, 109 (2000).
- [93] C. Ferrigno, P. Blasi, and D. De Marco, *Astropart. Phys.* 23, 211 (2005).
- [94] T. J. Weiler, *Astropart. Phys.* 11, 303 (1999); D. Fargion, B. Mele, and A. Salis, *Astrophys. J.* 517, 725 (1999).
- [95] R. Engel, D. Seckel, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* 64, 093010 (2001); S. Yoshida and M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.* 89, 833 (1993); F. W. Stecker, *Astrophys. J.* 228, 919 (1979); S. Yoshida, *Astropart. Phys.* 2, 187 (1994); C. T. Hill and D. N. Schramm, *Phys. Lett. B* 131, 247 (1983).
- [96] D. De Marco, P. Blasi, and A. V. Olinto, *Astropart. Phys.* 20 (2003) 53.
- [97] D. De Marco, P. Blasi, and A. V. Olinto, in preparation.
- [98] P. Blasi and D. De Marco, *Astropart. Phys.* 20 (2004) 559.
- [99] Todor Stanev, *High Energy Cosmic Rays*, pp. 245-264, Second Edition, Ed. Springer
- [100] A.M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22, 425 (1984)
- [101] C.A. Norman, D.B. Melrose & A. Achterberg, *Ap. .J.*, 454, 60 (1995)
- [102] P. Kronberg, *Rep. Prog. Phys.*, 21, 325 (1994)
- [103] T.E. Clarke, P.P. Kronberg & H. Bohringer, *Ap. .J.*, 547, L111 (2001)
- [104] H. Kang, D.Ryu & T.W. Jones, *Ap. J.*, 456, 422 (1996)
- [105] .I.P. Rachen & P.L. Biermann, *Astron. Astrophys.*, 272, 161 (1993)
- [106] F. Halzen & E. Zas, *Ap. .J.*, 488, 669 (1997)
- [107] A.P. Szabo & R..J. Protheroe, *Astropart. Phys.*, 2, 375 (1994)

- [108] M. Milgrom & V. Usov, *Ap. J.*, 449, L37 (1995)
- [109] M. Vietri, *Ap. J.*, 453, 883 (1995)
- [110] E. Waxman, *Ap. J.*, *Phys. Rev. Lett.*, 386 (1995)
- [111] C. Cesarsky & V. Ptuskin, *Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf. (Calgary)*, 2, 341 (1993)
- [112] P. Blasi, R.I. Epstein & A.V. Olinto, *Ap. J.*, 533, 123 (2000)
- [113] J. Abraham et al. (Auger Collaboration), *Astropart. Phys.*, 29, 243 (2008)
- [114] C.T. Hill, *Nucl. Phys.*, B224, 469 (1983)
- [115] D.N. Schramm & C.T. Hill, *Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. (Bangalore)*, 2, 393 (1983)
- [116] V.S. Berezinsky & M. Kachelriess, *Phys. Rev.*, D63:034007 (2001)
- [117] R.J. Protheroe & P.L. Biermann, *Astropart. Phys.*, 6, 45 (1996); *err. ibid.*, 7, 181 (1997)
- [118] P. Bhattacharjee & G. Sigl, *Phys. Reports*, 327, 109 (2000)
- [119] C.T. Hill, D.N. Schramm & T.P. Walker, *Phys. Rev.*, D36, 1007 (1987)
- [120] V.S. Berezinsky & A. Vilenkin, *Phys. Rev. Lett.*, 79, 5202 (1997)
- [121] M. Birkel & S. Sarkar, *Astropart. Phys.*, 9, 297 (1998)
- [122] T. Weiler, *Astropart. Phys.*, 11, 303 (1999)
- [123] D. Fargion, B. Mele & A. Salis, *Ap. J.*, 517, 517 (1999)
- [124] P. Blasi, S. Burles & A.V. Olinto, *Ap. J.*, 512, L79 (1999)
- [125] P.L. Biermann et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl)*, 87, 417 (2000)
- [126] T. Stanev et al., *Phys. Rev.*, D 62:093005 (2000)
- [127] F. Halzen et al., *Astropart. Phys.*, 3, 151 (1995)
- [128] M. Ave et al., *Phys. Rev.*, D 65:063007 (2002)
- [129] K. Shinozaki et al., *Ap. J.*, 511, L117 (2002)
- [130] A. Achterberg et al., *astro-ph/9907060*
- [131] N. Hayashida et al., *Astropart. Phys.*, 10, 303 (1999)

- [132] G. de Vaucouleurs, *Vistas. Astron.*, 2, 1584 (1956)
- [133] T. Stanev et al., *Phys. Rev. Lett.*, 75, 3056 (1995)
- [134] M. Takeda et al., *Ap. J.*, 522, 225 (1999)
- [135] Y. Uchihori et al., *Astropart. Phys.*, 13, 151 (2000)
- [136] E. Santos for the Auger Collaboration, arXiv:0706.2669
- [137] E. Armengaud for the Auger Collaboration. arXiv:0706.2640
- [138] S. Molerach for the Auger Collaboration; arXiv:0706.1749
- [139] M.-P. Veron-Cetty & P. Veron, *A&A*, 455, 773 (2006)
- [140] J. Abraham et al. (Auger Collaboration), *Science*; 318:938 (2007)
- [141] J. Abraham et al. (Auger Collaboration), *Astropart. Phys.*, 29, 188 (2008)
- [142] D.S. Gorbunov et al., arXiv:0804.1088
- [143] R.U. Abbasi et al. (HiRes Collaboration), *Astropart. Phys.*, 30, 175 (2008)
- [144] J. Abraham et al. (Auger Collaboration) Proc. 31st Int. Cosmic Ray Conf. (Lodz, Poland, 2009), arXiv:0906.2347
- [145] The Pierre Auger Collaboration, *Science* 318 (2007) 938.
- [146] The Pierre Auger Collaboration, *Astropart. Phys.* 29 (2008) 188.
- [147] M.-P. Véron-Cetty, P. Véron, *Astron. Astrophys.* 455 (2006) 773.
- [148] The Pierre Auger Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008) 061101.
- [149] The Pierre Auger Collaboration, *Phys. Lett. B* 685 (2008) 239.
- [150] The HiRes Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 101101.
- [151] T. Kashti, E. Waxman, *JCAP* 0805 (2008) 006.
- [152] I.V. Moskalenko, L. Stawarz, T.A. Porter, C.C. Cheung, *Astrophys. J.* 693 (2009) 1261.
- [153] G.R. Farrar, A.A. Berlind, I. Zaw, *Astrophys. J.* 716 (2010) 914.
- [154] T. Wibig, A.W. Wolfendale, *The Open Astronomy Journal* 2 (2009) 95.
- [155] H. Takami, T. Nishimichi, K. Yahata, K. Sato, *JCAP* 0906 (2009) 031.

- [156] H.B.J. Koers, P. Tinyakov, JCAP 0904 (2009) 003.
- [157] The Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instrum. Meth. A 523 (2004) 50.
- [158] M. George, A.C. Fabian, W.H. Baumgartner, R.F. Mushotzky, J. Tueller, Mon. Notice Royal Astron. Soc. 388 (2008) L59.
- [159] G. Ghisellini, G. Ghirlanda, F. Tavecchio, F. Fraternali, G. Pareschi, Mon. Notice Royal Astron. Soc. 390 (2008) L88.
- [160] D. Harari, S. Mollerach, E. Roulet, Mon. Notice Royal Astron. Soc. 394 (2009) 916.
- [161] N. M. Nagar, J. Matulich, Astron. Astrophys. 488, 879 (2008).
- [162] A. M. Hillas, Astropart. Phys. 32, 160 (2009).
- [163] J. Huchra et al., IAU Symposium No. 216 (2005) 170; J. Huchra, L. Macri, K. Masters, A. Crook et al. (in preparation, 2011).
- [164] T.H. Jarrett, T. Chester, R. Cutri, S. Schneider, M. Skrutskie, J. P. Huchra, Astronom. J. 119 (2000) 2498.
- [165] J. Tueller et al., Astrophys. J. Suppl. 186 (2010) 378.
- [166] W. Baumgartner et al., Astrophys. J. Suppl. (submitted, 2010).
- [167] The Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instrum. Meth. A (in press, 2010).
- [168] C. Bonifazi, for The Pierre Auger Collaboration, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 190 (2009) 20.
- [169] J.D. Hague for The Pierre Auger Collaboration, “Correlation of the Highest Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects in Pierre Auger Observatory Data”, presented at the 31st International Cosmic Ray Conference, Łódź, Poland, July 2009, arXiv:0906.2347 [astro-ph].
- [170] V.L. Ginzburg, S.I. Syrovatskii, “The origin of cosmic rays”, Pergamon Press, Oxford (1964), original Russian edition (1963).
- [171] P. Biermann et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 190 (2009) 61.
- [172] The HiRes Collaboration, Astropart. Phys. 30 (2008) 175.
- [173] M.-P. Véron-Cetty, P. Véron, (13th edition) Astron. Astrophys. in press 2010.

- [174] M.J. Meyer et al., Mon. Notice Royal Astron. Soc. 350 (2004) 1195.
- [175] O.I. Wong et al., Mon. Notice Royal Astron. Soc. 371 (2006) 1855.
- [176] J. Aublin for The Pierre Auger Collaboration, “Discriminating potential astrophysical sources of the highest energy cosmic rays with the Pierre Auger Observatory”, presented at the 31st International Cosmic Ray Conference, Łódź, Poland, July 2009, arXiv:0906.2347 [astro-ph].
- [177] P. Schechter, Astrophys. J. 203 (1976) 297.
- [178] E. Waxman, K. B. Fisher, T. Piran, Astrophys. J. 483 (1997) 1.
- [179] A. Cuoco, R. D’Abrusco, G. Longo, G. Miele, P.D. Serpico, JCAP 0601 (2006) 009.
- [180] The HiRes Collaboration, “Analysis of large-scale anisotropy of ultra-high energy cosmic rays in HiRes data”, arXiv:1002.1444 [astro-ph].
- [181] The Pierre Auger Collaboration, Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 091101.
- [182] The Pierre Auger Collaboration, Nucl. Instrum. Meth. A 523 (2004) 50.
- [183] The Pierre Auger Collaboration, arXiv:1009.1855v2 [astro-ph.HE].
- [184] Ve a cualquier libro de estadística por ejemplo, E. Keyszig, Introductory Mathematical Statistics: Principles and Methods. John Wiley and Sons, Inc, 1970
- [185] J. R. T. de Mello Neto for The Pierre Auger Collaboration, “Search for intrinsic anisotropy in the UHECRs data from the Pierre Auger Observatory”, presented at the 31st International Cosmic Ray Conference, Łódź, Poland, July 2009, arXiv:0906.2347 [astro-ph].
- [186] C. Bonifazi for the Pierre Auger Collaboration, arXiv:0901.3138v1 [astro-ph.HE] 20 Jan 2009
- [187] <http://ned.ipac.caltech.edu/forms/byname.html>