



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

Sensibilidad del observatorio HAWC a rayos  
gamma de alta energía

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Daniel Omar Avila Rojas

TUTOR

Dr. José Rubén Alfaro Molina





Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



*La ilusión más grande en este mundo es  
la de la separación. Las cosas que crees  
que están separadas en realidad son parte  
de lo mismo.*

Avatar: La leyenda de Aang, Libro Tierra  
Gurú Pathik

*A todos aquellos que han  
formado parte de mi vida.*



# Agradecimientos

Este trabajo de investigación fue realizado gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) IN-109916.



# Resumen

En el Volcán Sierra Negra se encuentra operando desde hace más de un año el Observatorio HAWC. La publicación de los primeros resultados está próxima, por lo que entender el funcionamiento del instrumento es indispensable. Esta tesis contribuye a este fin con un estudio de la sensibilidad del observatorio HAWC en la detección de rayos gamma de alta energía, a partir de una estimación de su respuesta a fuentes puntuales utilizando la simulación Monte Carlo del instrumento y un código escrito en python. Posteriormente se analizaron 1 año 13 días de datos reales tomados con HAWC. El análisis utilizó únicamente datos en los cuales se garantizaba que la Nebulosa del Cangrejo se encontraba en tránsito sobre el instrumento.

En esta tesis se presenta HAWC y su funcionamiento. En particular se explica cómo es el arreglo de detectores utilizados en el observatorio, además de cómo son adquiridos, reconstruidos y analizados los datos. También se explica la simulación Monte Carlo, cómo se obtiene la física para una fuente en particular de estas simulaciones y cómo nos permiten realizar estimaciones para mejorar el análisis de datos. Así mismo se observó una discrepancia entre los datos reales y los datos simulados en el Monte Carlo, discutiéndose las posibles implicaciones que esto conlleva. Por último, se utiliza uno de los mapas oficiales de la colaboración con el primer año de datos desde la inauguración del observatorio para observar la región alrededor de la radio galaxia M87 en busca de una observación positiva de rayos gamma de la misma.

Se obtuvo una detección con significancia de  $92.21 \sigma/año$  sobre el ruido para la emisión de rayos gamma proveniente de la Nebulosa del Cangrejo, la cual se ubica dentro de nuestra Galaxia. Pese a las discrepancias entre los datos y la simulación Monte Carlo y a los problemas que presentan los bins de baja multiplicidad, se concluye que el observatorio HAWC es suficientemente sensible a rayos gamma de alta energía provenientes de la Nebulosa del Cangrejo. Los resultados mejorarán con la implementación de nuevos algoritmos de análisis y con la inclusión de los bins de baja multiplicidad.

En lo que respecta a la radio galaxia M87 no se obtuvieron mapas con un nivel de confianza suficiente para hablar de una detección de la misma. Se sugiere realizar sobre M87 el mismo proceso de optimización hecho para el



Cangrejo. La detección de la radio galaxia M87 permitirá dar nuevos límites a su espectro de energía, lo que servirá en la búsqueda de materia oscura en el cúmulo de Virgo.

# Índice

<b>Agradecimientos</b>	<b>v</b>
<b>Resumen</b>	<b>vii</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Rayos Cósmicos . . . . .	4
1.2. Astronomía de Rayos Gamma . . . . .	6
1.3. Cascadas Atmosféricas . . . . .	8
1.3.1. Cascada Hadrónica . . . . .	9
1.3.2. Cascada Electromagnética . . . . .	10
1.4. Detectores de Rayos Gamma . . . . .	11
1.4.1. Radiación Cherenkov . . . . .	12
1.4.2. Técnica de Imagen Atmosférica Cherenkov . . . . .	13
1.4.3. Técnica de la Cascada Atmosférica Extensa . . . . .	13
1.5. Surgimiento del observatorio HAWC . . . . .	15
<b>2. Observatorio HAWC</b>	<b>17</b>
2.1. Arreglo . . . . .	17
2.2. Adquisición de Datos . . . . .	19
2.3. Reconstrucción de Datos . . . . .	20
2.3.1. Núcleo . . . . .	20
2.3.2. Ángulo . . . . .	21
2.3.3. Identificación de Cascadas . . . . .	22
2.4. Análisis de Datos . . . . .	24
2.4.1. PINC . . . . .	25
2.4.2. nHitSP20/CxPE40 . . . . .	27
<b>3. Optimización</b>	<b>29</b>
3.1. Simulación Monte Carlo . . . . .	30
3.2. SWEETS . . . . .	30
3.2.1. Flujo Isotrópico . . . . .	32
3.2.2. Flujo Transitorio . . . . .	34

3.2.3. Simulación Pesada . . . . .	35
3.3. Sensi . . . . .	35
3.3.1. Point Spread Function . . . . .	38
3.3.2. Corte Óptimo en PINC . . . . .	43
3.3.3. Corte Óptimo en nHitSP20/CxPE40 . . . . .	47
3.3.4. Significancia . . . . .	51
<b>4. Análisis y Resultados</b>	<b>53</b>
4.1. Flujo Diferencial e Integral . . . . .	53
4.2. Nebulosa del Cangrejo . . . . .	54
4.3. Mapas . . . . .	56
4.3.1. Bin 0-1 . . . . .	57
4.3.2. Bins 2-4 . . . . .	61
4.3.3. Bins 5-9 . . . . .	64
4.3.4. Mapa de Significancia Bins 2-9 . . . . .	67
4.4. Comparación Datos/MC . . . . .	68
4.5. Aplicación Práctica . . . . .	72
4.5.1. M87 . . . . .	72
4.5.2. Mapas . . . . .	73
<b>5. Conclusiones</b>	<b>79</b>
5.1. Sensi . . . . .	79
5.2. Datos . . . . .	80
5.3. MC vs Datos . . . . .	80
5.4. M87 . . . . .	81
5.5. Conclusión General y Planes Futuros . . . . .	81
<b>A. Distribución Lateral de Partículas</b>	<b>83</b>
A.1. Modelo NKG . . . . .	83
<b>Bibliografía</b>	<b>85</b>
<b>Lista de acrónimos</b>	<b>89</b>

# Índice de figuras

1.1. Mapas del cielo en distintas longitudes de onda. 1.1a muestra un mapa en la banda milimétrica, en esta banda se observa la radiación cósmica de fondo. 1.1b muestra un mapa en la banda del radio. 1.1c muestra un mapa en la banda del infrarrojo cercano, con lo que se observa con mayor detalle la estructura de nuestra Galaxia. Por último, 1.1d muestra un mapa en la banda de rayos X. . . . .	2
1.2. Coeficiente de absorción de los rayos gamma en función de la energía. A energías mayores a 1 <i>MeV</i> los principales procesos de absorción son la dispersión Compton y la producción de pares. . . . .	3
1.3. Dependencia de la ionización con la altura. La gráfica de la izquierda corresponde a mediciones hechas por Hess. La gráfica derecha corresponde a mediciones hechas por Kolhörster[6]. . . . .	5
1.4. Imagen tomada de una cámara de burbujas del CERN. Las líneas muestran las trazas de diferentes partículas, su momento y carga puede ser extraído de la curvatura de las trayectorias. . . . .	5
1.5. Espectro de energía para los rayos cósmicos con energía arriba de los 100 <i>GeV</i> [8]. . . . .	7
1.6. Diagrama de una cascada hadrónica. Como se mencionó, la producción de piones es el proceso que domina. . . . .	10
1.7. Diagrama de una cascada electromagnética. Los procesos involucrados son la <i>producción de pares</i> y la <i>radiación Bremsstrahlung</i> [19]. . . . .	11
1.8. Contrucción de Huygens para el frente de onda de la radiación Cherenkov[20]. . . . .	12
1.9. Arreglo hexagonal de los PMT's en la cámara de uno de los telescopios de MAGIC. El evento registrado es de una cascada electromagnética por la distribución elipsoidal que se observa[22]. . . . .	14

1.10. Arreglo de detectores de luz Cherenkov en agua. La partícula primaria interactúa con la atmósfera y genera una cascada atmosférica. Al llegar las partículas secundarias de la cascada a los WCD's son detectadas, siendo posible el reconstruir las propiedades de la cascada. . . . .	15
2.1. Observatorio HAWC[23]. . . . .	18
2.2. Diagrama de un WCD donde se puede apreciar el bladder y los PMT's.[26]. . . . .	19
2.3. Gráfica que muestra al logaritmo del número de fotoelectrones, $n_{pe}$ como función de ToT. Los puntos rojos corresponden al High ToT y los azules al Low ToT.[25]. . . . .	20
2.4. Diagrama del frente de una cascada atmosférica. Como primera aproximación se considera totalmente plano, sin embargo presenta cierta curvatura. . . . .	22
2.5. Cascada electromagnética (2.5a) y hadrónica (2.5b) de eventos reconstruidos. Los colores representan el tiempo de incidencia en los PMT's, siendo los azules los primeros en registrar un hit. El tamaño de los círculos representa la carga depositada en los PMT's. Mientras que la estrella marca la posición del núcleo. . . . .	23
2.6. Simulaciones MC para una cascada electromagnética provocada por un rayo gamma de 100 GeV de energía y para una cascada provocada por un protón de 300 GeV de energía. Se pueden apreciar las diferencias en sus distribuciones. . . . .	25
2.7. La figura 2.7a muestra la distribución de carga para una cascada electromagnética respecto al ajuste NKG. La figura 2.7b lo hace para una cascada hadrónica. Nótese la mayor dispersión que presentan los datos en el caso hadrónico. . . . .	26
3.1. Distribuciones para el ángulo cenital, la distancia al centro del arreglo y el espectro de energía. Al aplicarle una función de peso a estas distribuciones se puede obtener la física de una fuente en particular. . . . .	31
3.2. Distribución de eventos MC con respecto al ángulo cenital. . . . .	36
3.3. Distribución de eventos MC con respecto a la distancia al centro del arreglo. . . . .	36
3.4. Espectro de energía de la simulación MC utilizada para cascadas electromagnéticas y hadrónicas. . . . .	37
3.5. Patrón de difracción de una fuente puntual por una apertura. El disco central es el llamado disco de Airy. . . . .	39
3.6. Ajuste de la PSF a una gaussiana considerando la distribución de eventos MC en un tránsito respecto a <i>delAngle</i> . . . . .	40

3.7. Comparación entre el ajuste de la PSF a una sola gaussiana (rojo) y una doble gaussiana (verde) para el bin 3 y el bin 6.	42
3.8. Histograma para el bin 0 de la razón entre la integral de la PSF y el valor medio del bin integrado correspondiente. El bin angular óptimo es aquel para el cual la distribución tiene su máximo.	43
3.9. Eventos para el bin 6 de hadrones y gammas respecto a la variable <b>PINC</b> .	44
3.10. Integral normalizada para los eventos del bin 6 de gammas y hadrones respecto a la variable <b>PINC</b> .	45
3.11. Histograma del factor Q de <b>PINC</b> para el bin 6. El punto donde se tiene el máximo corresponde al corte óptimo.	46
3.12. Eventos para el bin 4 de gammas y hadrones respecto a la variable <b>nHitSP20/CxPE40</b> .	48
3.13. Integral normalizada para los eventos del bin 4 de gammas y hadrones respecto a la variable <b>nHitSP20/CxPE40</b> .	49
3.14. Histograma del factor Q de la variable <b>nHitSP20/CxPE40</b> para el bin 4. El punto donde se tiene el máximo corresponde al corte óptimo.	50
3.15. Histograma del factor Q de la variable <b>nHitSP20/CxPE40</b> para el bin 6. El punto donde se tiene el máximo corresponde al corte óptimo.	50
4.1. Imagen de la Nebulosa del Cangrejo tomada con el telescopio Hubble de la NASA.	55
4.2. Ubicación de la Nebulosa del Cangrejo (círculo rosa) en el sistema de coordenadas galácticas.	56
4.3. Mapa de eventos, es decir cascadas atmosféricas, registrados por HAWC alrededor de la posición del Cangrejo. A estos datos se les aplicó el corte óptimo en <b>PINC</b> y <b>nHitSP20/CxPE40</b> .	57
4.4. Mapa de la estimación del fondo mediante el método de integración directa alrededor de la posición del Cangrejo.	57
4.5. Acercamiento al mapa de eventos de la figura 4.3 alrededor de la posición del Cangrejo.	58
4.6. Acercamiento al mapa de la estimación del fondo de la figura 4.4 alrededor de la posición del Cangrejo. Las franjas se deben a que se toman bandas de declinación para estimar el fondo.	58
4.7. Mapa de significancia alrededor de la posición del Cangrejo. La cruz señala la posición real de la Nebulosa.	59
4.8. Distribución de la significancia estadística para el bin 1. En rojo se muestra el ajuste gaussiano que la distribución seguiría si la hipótesis de que no hay fuente fuera cierta. Sin embargo, no es posible comparar con alguna distribución estos datos.	60

4.9. Mapa de eventos registrados por HAWC alrededor de la posición del Cangrejo. . . . .	61
4.10. Mapa de la estimación del fondo alrededor de la posición del Cangrejo. . . . .	61
4.11. Mapa de significancia alrededor de la posición del Cangrejo. La cruz señala la posición real de la Nebulosa. . . . .	62
4.12. Distribución de la significancia estadística para el bin 3. En rojo se muestra el ajuste gaussiano que la distribución seguiría si la hipótesis de que no hay fuente fuera cierta. Aquí se observan excesos en la parte derecha de la distribución, indicándonos que la señal se debe a una fuente. . . . .	63
4.13. Mapa de eventos registrados por HAWC alrededor de la posición del Cangrejo. . . . .	64
4.14. Mapa de la estimación del fondo alrededor de la posición del Cangrejo. . . . .	64
4.15. Mapa de significancia alrededor de la posición del Cangrejo. La cruz señala la posición real de la Nebulosa. . . . .	65
4.16. Distribución de la significancia estadística para el bin 7. En rojo se muestra el ajuste gaussiano que la distribución seguiría si la hipótesis de que no hay fuente fuera cierta. Aquí se observan excesos en la parte derecha de la distribución, indicándonos que la señal se debe a una fuente. . . . .	66
4.17. Mapa de significancia resultante de sumar la significancia obtenida del bin 2 al 9. La cruz señala la posición real de la Nebulosa. . . . .	67
4.18. Comparación datos/MC de la distribución del ángulo cenital en el bin 1. . . . .	69
4.19. Comparación datos/MC de la distribución del ángulo cenital en el bin 3. . . . .	69
4.20. Comparación datos/MC de la distribución del ángulo cenital en el bin 5. . . . .	70
4.21. Comparación datos/MC de la distribución del ángulo cenital en el bin 7. . . . .	70
4.22. Comparación datos/MC de la distribución del ángulo cenital en el bin 9. . . . .	71
4.23. Mapa de fondo de la región alrededor de M87 para el bin 7. Se puede apreciar que la estimación del fondo se hace por bandas de declinación. . . . .	74
4.24. Mapa de señal proveniente de la región de M87 para el bin 7. . . . .	75
4.25. Mapa de significancia de la región de M87 para el bin 7. . . . .	76

---

4.26. Mapa de significancia de la región alrededor de M87 para los bins 2 al 9. El mapa fue hecho con datos tomados en un periodo de tiempo de un año. . . . .	77
--	----





# Índice de Tablas

3.1. Los datos son separados en 10 bins de multiplicidad, es decir, respecto a la cantidad de PMT's que registraron una señal por evento. . . . .	38
3.2. Valores para el bin angular óptimo y los parámetros de la doble gaussiana para cada bin. . . . .	41
3.3. Cortes óptimos resultantes sobre la variable <b>PINC</b> para cada bin. . . . .	46
3.4. Cortes óptimos resultantes sobre la variable <b>nHitSP20/CxPE40</b> para cada bin. . . . .	47
3.5. Significancia resultante de aplicar los cortes óptimos obtenidos con <i>Sensi</i> en cada bin. . . . .	51
4.1. Significancia resultante de aplicar los cortes óptimos de las variables separadoras gamma/hadrón en cada bin para datos tomados con el observatorio en un periodo de 1 año 13 días. .	68



# Capítulo 1

## Introducción

La astrofísica de altas energías hace referencia a aquellos procesos físicos en los que la energía de las partículas es alta ( $> \text{GeV}$ ), así como a su aplicación en los contextos astronómicos y cosmológicos. Los agujeros negros presentes en los AGN (*Active Galactic Nuclei*, Núcleo Galáctico Activo), los distintos mecanismos con los que se pueden acelerar partículas cargadas a energías extremadamente altas, los procesos físicos en el interior y en la vecindad de una estrella de neutrones, la detección de materia oscura, son algunos ejemplos de dicho contexto.

Por otro lado, pese a todos los avances tecnológicos que nos han permitido construir aceleradores de partículas de alta energía, no ha sido posible reproducir las condiciones extremas que se tienen en algunos sistemas astronómicos. Sin embargo, la astrofísica de altas energías nos permite el estudio de las propiedades de la materia bajo estas condiciones. Con tal fin nuevos observatorios trabajan en sinergia con los previamente existentes y de esta forma se logran estudiar los procesos más violentos y energéticos que ocurren en el Universo.

Es bien sabido que se ha observado el cielo desde la antigüedad, intentando estudiar y describir a los objetos de la bóveda celeste. Ha sido un camino largo, desde su estudio meramente cualitativo mediante la observación con los primeros telescopios ópticos, hasta su estudio cuantitativo mediante la detección de las distintas frecuencias en las que estos cuerpos radian. Por lo que es importante tener en cuenta el cambio de perspectiva que tuvo la investigación astrofísica al tener acceso a la observación de estas bandas de frecuencia.

Mediante la detección de las distintas bandas en las que está dividido el espectro electromagnético se han hecho mapas del cielo (figura 1.1). Esto nos ha permitido saber la temperatura de ciertas regiones y objetos del Universo, conocer la estructura de nuestra Galaxia, las estructuras a gran escala en el Universo, la presencia de plasma relativista y campos magnéticos, la radiación cósmica de fondo, la identificación de cúmulos de galaxias, etc. Es decir,

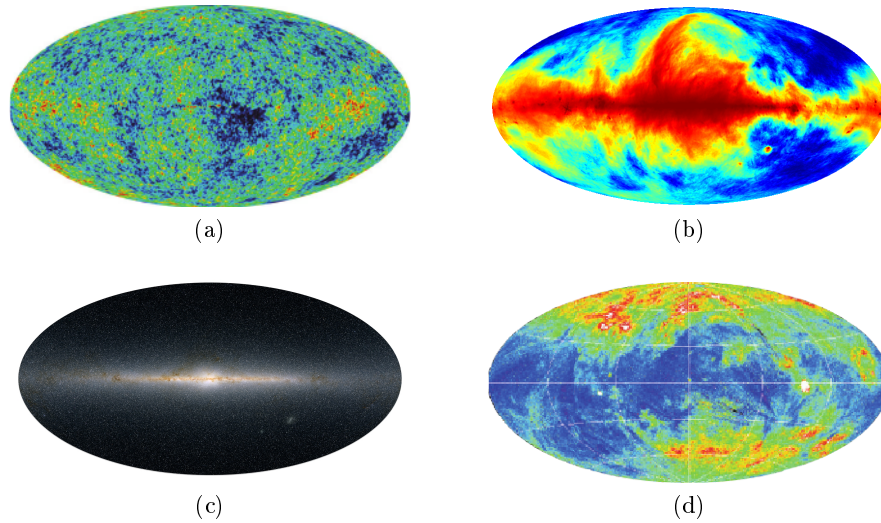


Figura 1.1: Mapas del cielo en distintas longitudes de onda. 1.1a muestra un mapa en la banda milimétrica, en esta banda se observa la radiación cósmica de fondo. 1.1b muestra un mapa en la banda del radio. 1.1c muestra un mapa en la banda del infrarrojo cercano, con lo que se observa con mayor detalle la estructura de nuestra Galaxia. Por último, 1.1d muestra un mapa en la banda de rayos X.

nuestro conocimiento y entendimiento de los procesos físicos que se llevan a cabo en el Universo ha ido aumentando.

Las primeras bandas en las que se comenzaron a hacer observaciones fueron en la óptica, infrarroja cercana, milimétrica y en la de radio, ya que en éstas es posible realizar observaciones desde Tierra. Hasta finales de la década de 1950 fueron posibles las observaciones espaciales, siendo accesibles las bandas del infrarrojo mediano y lejano, ultravioleta, rayos X y rayos gamma.

En particular, la banda de rayos gamma está definida para  $E \geq 100 \text{ keV}$ . Hasta energías de  $1 \text{ MeV}$  la absorción fotoeléctrica es dominante, pero para energías mayores la absorción Compton y la producción de pares se vuelven los principales procesos de absorción, como se muestra en la figura 1.2. Los procesos de emisión también varían con la energía; para fotones con  $E \geq 100 \text{ MeV}$  el principal proceso de emisión es el decaimiento de piones neutros ( $\pi^0$ ) creados en colisiones entre los núcleos y moléculas del gas interestelar con los rayos cósmicos. En menor medida, la Dispersión IC (*Inverse Compton*, Compton Inversa) es otro proceso de emisión que produce rayos gamma de alta energía. Mientras que a energías más bajas los principales mecanismos de emisión de rayos gamma son por radiación Síncrotrón y Bremsstrahlung.

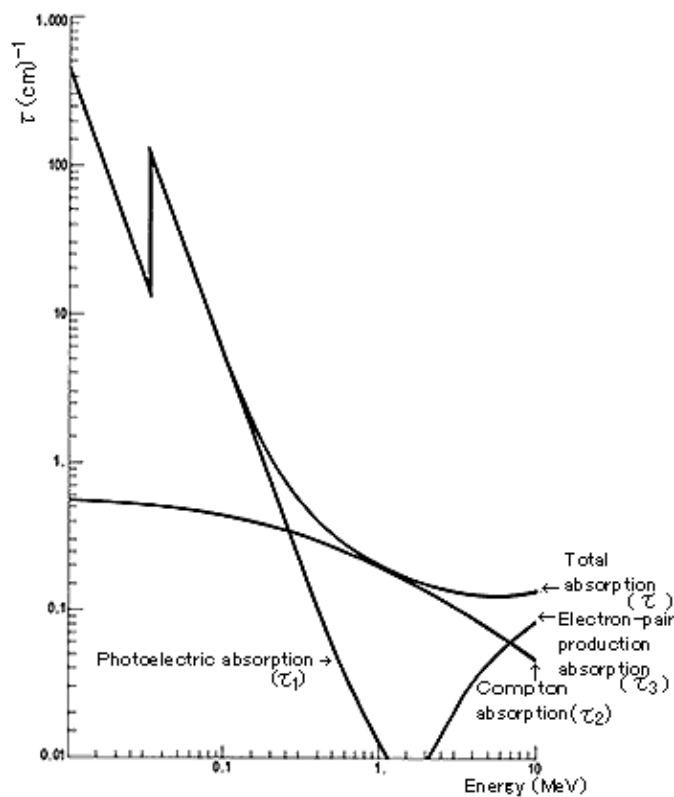


Figura 1.2: Coeficiente de absorción de los rayos gamma en función de la energía. A energías mayores a  $1 \text{ MeV}$  los principales procesos de absorción son la dispersión Compton y la producción de pares.

De las fuentes extragalácticas, la mayoría de las fuentes discretas en gamma para latitudes Galácticas altas, se asocian con AGN's que a su vez se dividen en galaxias Seyfert, blazares y radio galaxias. En particular, las fuentes más intensas y variables son asociadas con radio cuásares, los cuales son un tipo de blazar y presentan el fenómeno de movimiento superlumínico.

Un descubrimiento inesperado fue la detección de los GRB (*Gamma-Ray Bursts*, Destellos de Rayos Gamma), cuyo origen se determinó como extragaláctico y presentan postluminiscencia en rayos X, óptico e infrarrojo. Los GRB's están asociados con eventos extremadamente violentos entre objetos de masa estelar en galaxias distantes.

En cuanto a los rayos gamma de origen galáctico, en un rango de  $70 - 5000 \text{ MeV}$  el difuso de rayos gamma está bien representado por una distribución radial de la suma de las contribuciones del hidrógeno atómico y molecular con una pequeña componente de IC[1]. Esta distribución difusa resulta de la interacción de los rayos cósmicos con el medio interestelar. A energías mayores ( $\text{GeV} - \text{TeV}$ ), las fuentes galácticas pueden ser siste-

mas binarios, PWN (*Pulsar Wind Nebulae*, Nebulosa de Viento de Pulsar), SNR (*Supernova Remnant*, Remanente de Supernova), cúmulos globulares.

A muy altas energías,  $E \geq 100 \text{ GeV}$ , los rayos gamma de fuentes extraterrestres son tan energéticos que generan cascadas de partículas al interactuar con las moléculas de aire en la parte alta de la atmósfera. Estas cascadas de partículas generan radiación Cherenkov en la atmósfera y algunas llegan a la superficie terrestre por lo que usando detectores de partículas es posible observarlas y caracterizarlas. Además de los rayos gamma de alta energía los rayos cósmicos también pueden producir estas cascadas de partículas, por lo que un observatorio de rayos gamma debe de ser capaz de distinguir entre las cascadas producidas por rayos cósmicos (cascadas hadrónicas) de las producidas por rayos gamma (cascadas electromagnéticas). Es por esto que en las siguientes secciones se abordarán los conceptos básicos para el estudio y análisis de los rayos gamma mediante la detección de cascadas atmosféricas.

## 1.1. Rayos Cósmicos

El descubrimiento de los rayos cósmicos data de inicios del siglo XX, cuando electroscopios se descargaban incluso estando en cuartos perfectamente sellados. Ya era bien sabido que la radiación de fuentes radiactivas era capaz de ionizar el aire, permitiendo así que parte de la carga del electroscopio se disipara. En un principio se creyó que los elementos radiactivos en la Tierra eran los causantes de esta radiación. Así que se esperaba que dicha ionización disminuyera a medida que la altura aumentara.

Hess y Kolhörster fueron de los primeros en aventurarse a hacer mediciones de la ionización en la atmósfera. Para esto en globo tomaron mediciones a varias alturas (figura 1.3). Sin embargo, pese a lo esperado, la ionización en lugar de disminuir aumentaba. Hess concluyó que la radiación provenía del espacio, y la llamó Höhenstrahlung (radiación de altura). Millikan postuló que los rayos cósmicos eran rayos gamma de alta energía producidos en la fusión de átomos interestelares[2]. Luego de observar la dependencia de los rayos cósmicos con la latitud geomagnética, se concluyó que los rayos cósmicos eran en su mayoría partículas cargadas positivamente[3]. Finalmente, M. Schein, en su experimento de 1941, determinó que los rayos cósmicos eran en su mayoría protones[4].

El descubrimiento de los rayos cósmicos motivó el estudio de los procesos en los que las partículas son aceleradas a una energía del orden de  $10 \text{ GeV}$ , abriendo un nuevo campo de investigación. Se comenzaron a idear métodos de identificación de los rayos cósmicos entre los que destacan las cámaras de niebla y burbujas (figura 1.4) que permitieron la primera detección del positrón, y con ello la de la antimateria[5]. Con la creación de los aceleradores de partículas se logró medir las secciones eficaces de la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera.

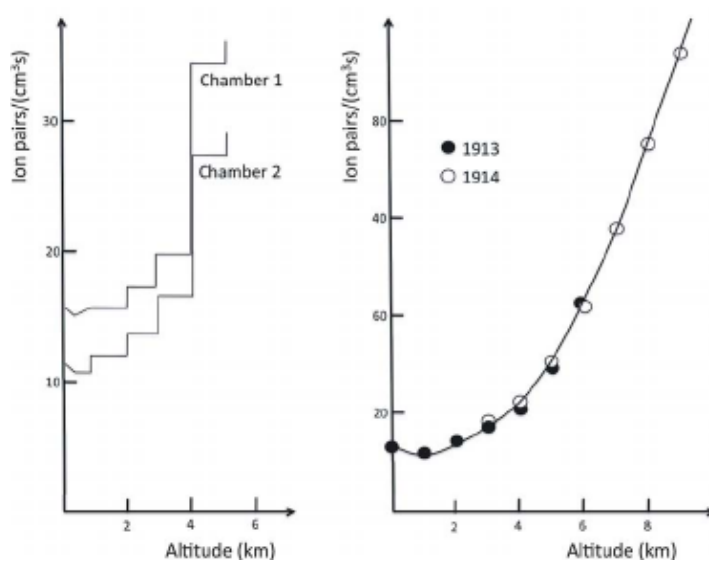


Figura 1.3: Dependencia de la ionizaci3n con la altura. La gr1fica de la izquierda corresponde a mediciones hechas por Hess. La gr1fica derecha corresponde a mediciones hechas por Kolh3rster[6].

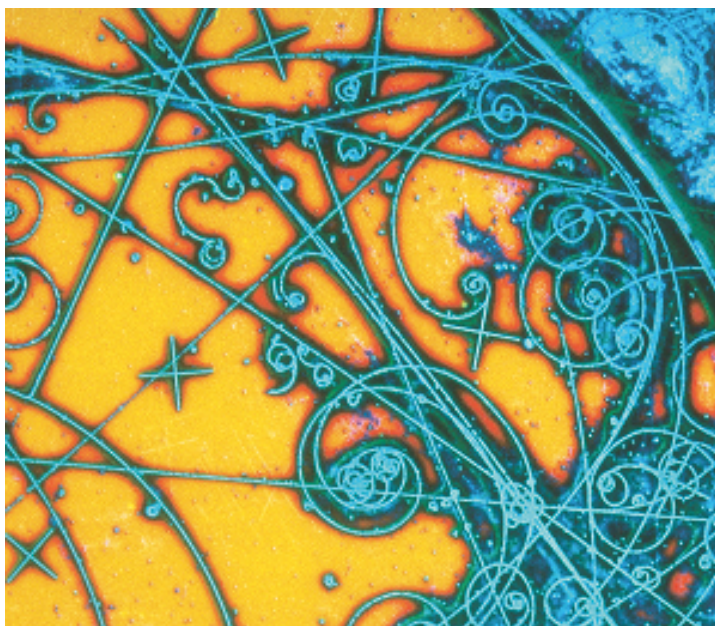


Figura 1.4: Imagen tomada de una c1mara de burbujas del CERN. Las l3neas muestran las trazas de diferentes part3culas, su momento y carga puede ser extraido de la curvatura de las trayectorias.



Los rayos cósmicos son núcleos atómicos y leptones cargados. Se clasifican según su origen, el cual puede ser Solar, Galáctico, o Extragaláctico. A energías por debajo de  $10 \text{ GeV}$  la abundancia de rayos cósmicos está influenciada por el viento solar. Diferencias en la abundancia se han interpretado como muestra de los procesos que ocurren durante su aceleración y propagación.

Muchos experimentos han contribuido para la medición del flujo de rayos cósmicos. La figura 1.5 muestra el espectro de energía de los rayos cósmicos. En general se puede describir el flujo mediante una ley de potencias de la forma  $NE^{-\alpha}$  con un índice espectral de  $\alpha \approx 2.7$ . A energías de  $10^6 \text{ GeV}$ , aproximadamente, el índice espectral cambia a  $\alpha \approx 3.1$ , esta región recibe el nombre de “rodilla” y se cree que es un punto de transición entre el origen Galáctico y Extragaláctico de rayos cósmicos. Pasados los  $10^9 \text{ GeV}$  se tiene de nuevo un cambio en el índice espectral, a  $\alpha \approx 2.6$ , el cual recibe el nombre de “tobillo”. En esta última región se tiene una interacción resonante con el fondo de microondas cósmico, el cual produce una supresión del flujo llamado el corte GZK (*Greisen-Zatsepin-Kiz'min*)[7].

Algunos experimentos sugieren que la composición de rayos cósmicos a energías del orden de  $10^{18} \text{ eV}$  es mucho más pesada. Para energías menores su composición es de aproximadamente 85% protones, 12% núcleos de helio, 2% electrones y positrones, y poco más de 1% núcleos más pesados. Su abundancia, respecto a la de los rayos gamma, es mucho mayor siendo la razón de alrededor de 10000 a 1, lo que ha hecho que la observación de rayos gamma sea un reto desde el punto de vista experimental.

## 1.2. Astronomía de Rayos Gamma

Mucho antes de que se tuvieran experimentos capaces de detectar rayos gamma de origen cósmico, se sabía que había procesos en el Universo capaces de producir fotones de muy alta energía. Entre algunos de los procesos se encuentran la interacción entre los rayos cósmicos y el medio interestelar; interacciones de electrones y iones con campos magnéticos; explosiones de supernovas; y algunas interacciones hadrónicas.

La primera detección de emisión de rayos gamma galácticos y extragalácticos fue hecha por el satélite OSO-3 (*Orbiting Solar Observatory 3*) en 1967, el cual detectó 621 eventos con energía mayor a  $50 \text{ MeV}$ [9]. En 1972, SAS-2 (*Small Imaging Satellite 2*) fue el primer satélite enviado específicamente para la detección de rayos gamma, revelando la emisión difusa de la Galaxia y descubriendo emisión de las Nebulosas del Cangrejo y Vela[10][11][12]. COS-B (*Celestial Observation Satellite B*), una de las misiones con mayor éxito, logró hacer un pequeño catálogo con 25 fuentes en 1975; la mayoría ubicadas en el plano galáctico a energías mayores a  $100 \text{ MeV}$  [13].

Uno de los descubrimientos de mayor importancia fue el de los GRB's, detectados accidentalmente por un satélite militar estadounidense llamado

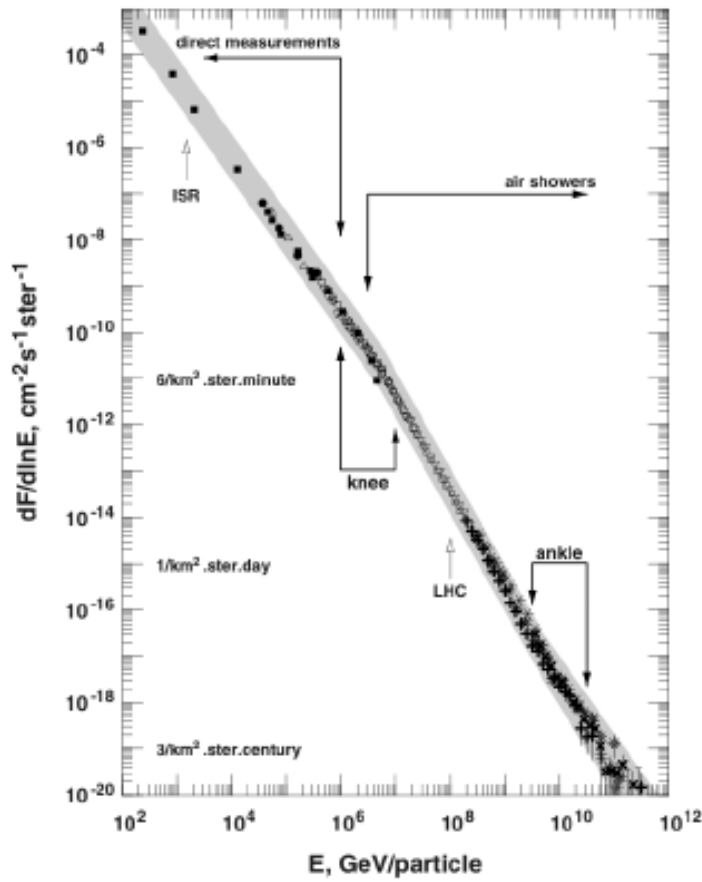


Figura 1.5: Espectro de energía para los rayos cósmicos con energía arriba de los  $100 \text{ GeV}$  [8].

Vela. La función de este satélite era la de detectar pruebas de armamento nuclear. La detección de GRB's fue de gran importancia para la astrofísica ya que se determinó que eran de origen extragaláctico. Esto confirmó la existencia de radiación gamma de alta energía de origen cósmico.

Sin embargo, la detección de rayos gammas por medio de satélites resultaba poco efectiva para energías muy altas puesto que el flujo de rayos gamma decrece como una ley de potencias; a mayor energía menor es el flujo por unidad de área. Por lo que sería necesario lanzar satélites gigantescos para poder coleccionar una cantidad significativa de rayos gamma de alta energía. El observatorio de rayos gamma Fermi-LAT es el telescopio espacial más sensible en la actualidad, para rayos gamma en un rango de  $20 \text{ MeV} < E < 300 \text{ GeV}$ .

En 1948, Patrick Blackett postuló que debería de haber emisión Cherenkov en cascadas atmosféricas de partículas. Siendo comprobado esto cinco años más tarde por Gilbraith y Jelley, fue así que se sugirió detectar rayos

gamma de posibles fuentes cósmicas mediante la detección de la luz Cherenkov de sus cascadas producidas en la atmósfera. El primer IACT (*Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope*, Telescopio Atmosférico Cherenkov) se construyó en Crimea, aunque sin buenos resultados[14].

La técnica fue mejorada, y en 1989, el observatorio Whipple en Arizona, un IACT con un espejo de 10 m de diámetro, detectó por primera vez rayos gamma del orden de  $TeV$  de la Nebulosa del Cangrejo con  $9\sigma$  de significancia de señal sobre el ruido[15]. Posteriormente se hizo el primer arreglo de IACT's llamado HEGRA (*High Energy Gamma Ray Astronomy*), seguido de sus sucesores MAGIC (*Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope*) ubicado en La Palma, HESS (*High Energy Stereoscopic System*) ubicado en Namibia, y VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*) en Arizona. Estos IACT's han mapeado el cielo a muy altas energías.

Paralelamente a los IACT, se planteó el uso de arreglos de detectores de partículas para reconstruir cascadas atmosféricas. Experimentos como CASAMIA [16] y CIGNUS [17] mostraron la factibilidad de estos arreglos. Finalmente, las primeras observaciones de fuentes de rayos gamma se lograron con el observatorio Milagro que operó en las montañas de Jemez, Nuevo Mexico. Este fue el primer observatorio que, sin lugar a dudas, pudo distinguir entre las cascadas de partículas producidas por un rayo cósmico y un rayo gamma. Esta dificultad para distinguir entre los dos tipos de cascadas se debe a que las cascadas de rayos cósmicos tienen una componente electromagnética que puede confundirse con la cascada producida por un rayo gamma. Estos puntos se discuten más en detalle en las siguientes secciones.

### 1.3. Cascadas Atmosféricas

Como ya se mencionó, para rayos gamma y rayos cósmicos a muy altas energías la atmósfera no es transparente. Éstos interaccionarán con las moléculas de la atmósfera y crearán una EAS (*Extensive Air Shower*, Cascada Atmosférica Extensa). A la partícula que origina la cascada se le llama primario. La energía que pierde el primario (cósmico o gamma) es compartida por las partículas secundarias. Al número de partículas secundarias producidas se le llama *multiplicidad*, e incrementa lentamente con la energía del primario.

Una EAS consta de dos componentes, la hadrónica y la electromagnética. Ambas tienen una forma y distribución característica que las distingue, aunque el hecho de que las cascadas hadrónicas posean ambas componentes hace que no sea sencillo distinguir entre rayos cósmicos y rayos gamma. Conforme la cascada se propaga aumenta el número de partículas secundarias hasta alcanzar un máximo, para luego decrecer ya que la atmósfera también las va frenando y reabsorbiendo.

Las EAS tienen dimensiones de decenas a cientos de metros, por lo que se requiere de arreglos de detectores distribuidos en una área de miles de metros cuadrados para poder detectar el mayor número de partículas secundarias posible. La detección se hace de manera indirecta por medio de la luz Cherenkov que producen las partículas secundarias al viajar más rápido que la luz en el medio. En las siguientes secciones se discutirán las técnicas empleadas para la detección de una EAS con más detalle.

### 1.3.1. Cascada Hadrónica

Las partículas secundarias producidas en una EAS pueden ser mesones, bariones, leptones o rayos gamma. Éstas adquieren momento transversal, debido a las interacciones hadrónicas, por el cual viajan a un ángulo  $\theta$  respecto a la dirección de la partícula primaria.

La mayoría de las partículas producidas en la primer interacción son piones. Si la energía del primario es lo suficientemente grande también se producen kaones y pares de barión-antibarión, aunque en menor cantidad. Puesto que los piones y kaones son inestables pueden llegar a decaer si el camino libre medio del tiempo de decaimiento relativista es más largo que el camino libre medio de interacción.

Para los piones y kaones los modos de decaimiento dominantes son

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$$

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu$$

$$K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu$$

$$K^\pm \longrightarrow \pi^\pm + \pi^0$$

Los kaones decaen en muones con una probabilidad de 63.5%, mientras que a piones con una probabilidad de 21.2%. Los gammas generados en el decaimiento del pión neutro generan posteriormente cascadas electromagnéticas, y esta componente es la que hace difícil distinguir claramente entre una cascada producida por un rayo cósmico y un rayo gamma. Los neutrinos, al tener únicamente interacción débil, escapan llevándose una fracción de la energía del primario[18]. La figura 1.6 muestra esquemáticamente una cascada hadrónica típica.

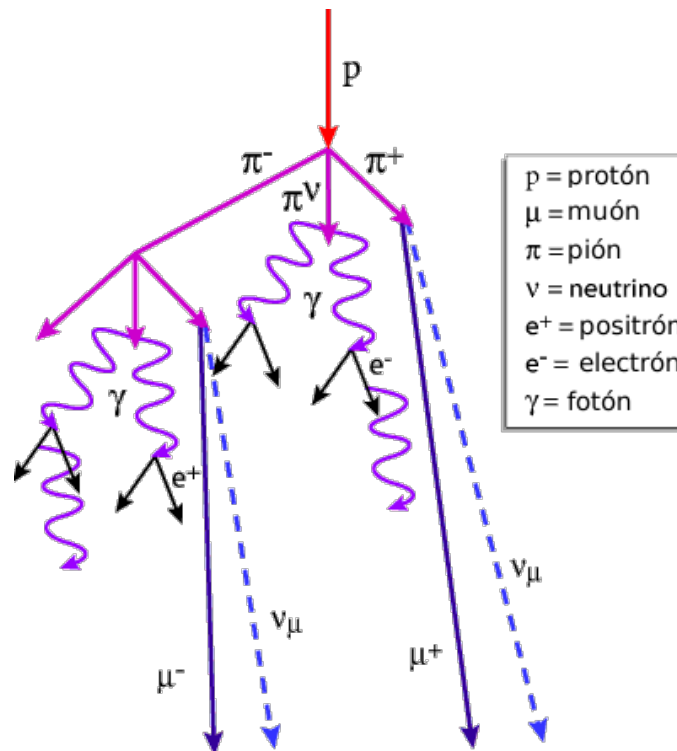


Figura 1.6: Diagrama de una cascada hadrónica. Como se mencionó, la producción de piones es el proceso que domina.

### 1.3.2. Cascada Electromagnética

Los fotones interactúan principalmente con la materia en tres formas distintas: *efecto fotoeléctrico*; *efecto Compton*; y *producción de pares*. A bajas energías los procesos que dominan son el *efecto fotoeléctrico* y *efecto Compton*. Pero a energías superiores a unas cuantas decenas de *MeV* la *producción de pares* es la dominante. La *producción de pares* es el proceso por el cual el fotón interactúa con el campo Coulombiano de un núcleo atómico. En esta interacción el fotón desaparece y se crea un par electrón positrón. La probabilidad de este proceso depende únicamente de la fracción de energía que toma uno de los pares.

Los electrones y positrones interactúan con la materia por los siguientes procesos: *ionización* y *radiación Bremsstrahlung*. En particular el proceso que domina es el de *radiación Bremsstrahlung*. En este proceso un electrón, o positrón, de alta energía emite un fotón al interactuar con el campo electromagnético de los núcleos en el medio. Como en la *producción de pares*, la probabilidad de este proceso depende de la fracción de energía que se lleva el fotón emitido.

En una cascada electromagnética el rayo gamma incidente interactúa

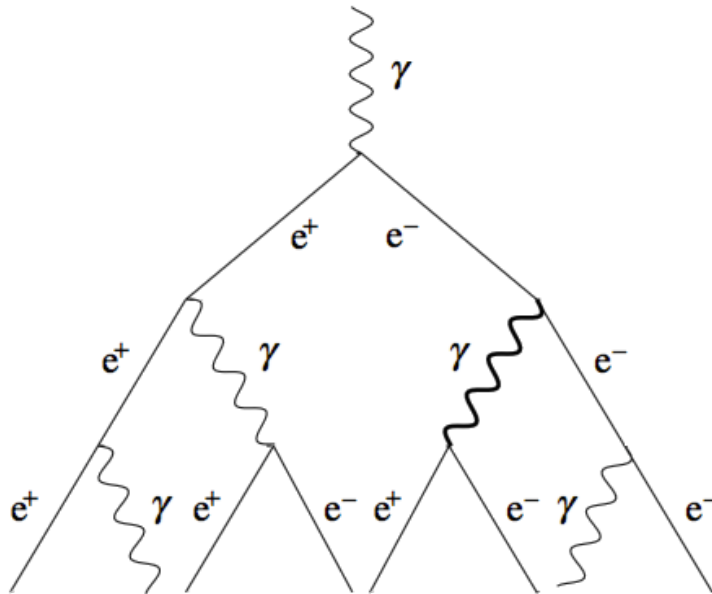


Figura 1.7: Diagrama de una cascada electromagnética. Los procesos involucrados son la *producción de pares* y la *radiación Bremsstrahlung*[19].

con la atmósfera creando un par electrón-positrón. Éstos a su vez emiten un fotón por *radiación Bremsstrahlung*. Estos fotones emitidos crearán cada uno un nuevo par electrón-positrón. Mientras el par electrón-positrón volverá a emitir un fotón por *radiación Bremsstrahlung*. Esta serie de sucesos genera una cascada simétrica con respecto al eje de la cascada y bien distribuida en lo que respecta a su topología (figura 1.7). Dependiendo del tipo de detector que se utilice, en mayor o menor grado, es precisamente esta uniformidad en la distribución de las partículas la que se utiliza para distinguir cascadas electromagnéticas de las cascadas producidas por rayos cósmicos.

## 1.4. Detectores de Rayos Gamma

Como ya se mencionó en la sección 1.2, las observaciones de rayos gamma pueden ser ya sea desde el espacio o desde Tierra. Las principales ventajas de los detectores espaciales es su capacidad para distinguir entre el fondo y la señal. Sin embargo, su gran desventaja es su área efectiva de recolección y su energía máxima de detección, la cual está limitada por el tamaño y peso del detector.

En cuanto a los detectores terrestres, su área de recolección es mucho mayor, lo que incrementa la posibilidad de detectar rayos gamma de alta energía con flujos bajos. La desventaja que tienen los detectores terrestres

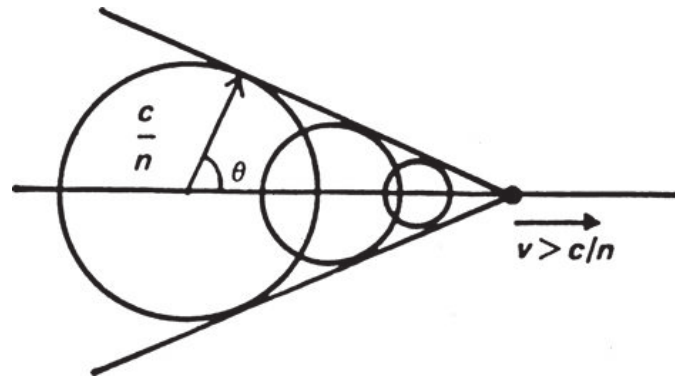


Figura 1.8: Construcción de Huygens para el frente de onda de la radiación Cherenkov[20].

es que la discriminación del fondo no es tan efectiva. Este tipo de detectores utilizan dos técnicas distintas para hacer sus observaciones. Antes de hablar de ellas explicaremos brevemente el efecto Cherenkov que es la base fundamental en ambas técnicas.

#### 1.4.1. Radiación Cherenkov

Cuando una partícula cargada atraviesa un medio dieléctrico (por ejemplo aire o agua), polariza los dipolos eléctricos cercanos. Una vez que la partícula se ha alejado, los dipolos regresan a su posición de equilibrio emitiendo luz. Si la velocidad de la partícula es menor a  $c/n$ , la velocidad de propagación de la luz en el medio, el campo resultante es nulo ya que los frentes de onda interfieren de manera destructiva. Donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $n$  el índice de refracción del medio.

Si la partícula cargada viaja con una velocidad mayor a  $c/n$  en un medio transparente, homogéneo y dieléctrico con índice de refracción  $n$ , en su trayectoria polarizará asimétricamente al medio. Poco después de que pase, los dipolos se reorientarán de manera coherente, emitiendo radiación anisotrópica en la dirección de avance. En este caso los frentes de onda interfieren de manera constructiva en un ángulo  $\theta$  respecto a la trayectoria de la partícula (figura 1.8).

Esta radiación fue predicha por Heaviside en 1889[21]. Pavel Cherenkov logró demostrar su anisotropía por primera vez, mientras que Igor Tamm e Ilya Frank dieron la primera descripción teórica del fenómeno.

De los *potenciales retardados de Liénard-Wiechert* se puede apreciar el origen de esta emisión.

$$\mathbf{A}(r, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \left[ \frac{q\mathbf{v}}{1 - (n\mathbf{v} \cdot \mathbf{i})/c} \right] ; \quad \phi(r, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} \left[ \frac{q}{1 - (n\mathbf{v} \cdot \mathbf{i})/c} \right]$$

donde  $\mathbf{i}$  es el vector unitario en la dirección de observación de la partícula cargada en movimiento. Así, a lo largo del cono para el cual  $1 - (n\mathbf{v} \cdot \mathbf{i})/c = 0$  los potenciales se vuelven singulares, es decir para:

$$\cos\theta = \frac{c}{nv}$$

### 1.4.2. Técnica de Imagen Atmosférica Cherenkov

La técnica de Imagen Atmosférica Cherenkov utiliza la luz Cherenkov de la atmósfera producida por una EAS. Dado que la luz Cherenkov es muy débil, las observaciones deben de hacerse en noches oscuras, sin Luna y sin nubes. Por esta razón el ciclo de operación de estos instrumentos es muy bajo, de apenas un 10%. Además, estos telescopios sólo pueden ver una fuente a la vez.

Los telescopios tienen un arreglo de espejos que comparten el mismo punto focal. En este punto hay una cámara conformada por un arreglo hexagonal de PMT's (*Photomultiplier Tube*, Tubo Fotomultiplicador), los cuales registran la intensidad de la luz Cherenkov reflejada por los espejos (figura 1.9). El telescopio apunta directamente a la fuente y la distribución de la luz en los PMT's tiene una forma elipsoidal, con el eje de simetría apuntando al centro de la cámara, trazando la trayectoria de las EAS en la atmósfera. Cualquier otro tipo de imagen corresponde a una EAS que no tiene origen en la región angular que cubre el telescopio, esto además de una distribución menos uniforme de luz (debida a muones) son el primer filtro para distinguir entre gammas y cósmicos.

Sin embargo, existirán rayos cósmicos que tenga la misma dirección de los gammas que se quieren observar. Para determinar el exceso de gammas sobre el fondo de cósmicos (de la región a la que se está apuntando el telescopio), hay dos métodos. El primero posiciona el telescopio en un punto de la trayectoria de una fuente y al pasar detecta un incremento en el conteo, siendo estimado el fondo cuando no ha pasado la fuente. El segundo es ir siguiendo una fuente a su paso por una determinada región angular, al mismo tiempo se sigue una región adyacente sin fuente para estimar el fondo.

En la actualidad se utilizan arreglos de varios de estos telescopios, con lo que se utiliza la técnica estereoscópica para la reconstrucción de las cascadas y la localización de la partícula primaria.

### 1.4.3. Técnica de la Cascada Atmosférica Extensa

Estos instrumentos se basan en la detección de las partículas que conforman la cascada. Sus principales características son que su área de recolección es bastante grande, su ciclo de operación es cercano al 100% y permite detectar rayos gamma de muy alta energía. Su principal desventaja es que su



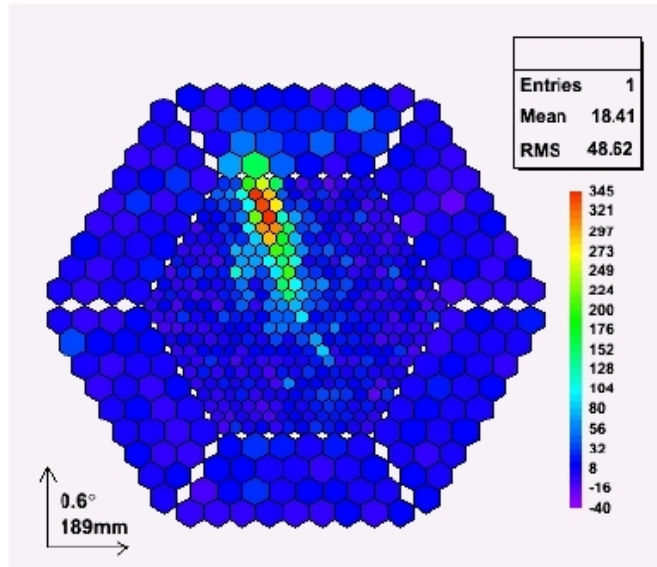


Figura 1.9: Arreglo hexagonal de los PMT's en la cámara de uno de los telescopios de MAGIC. El evento registrado es de una cascada electromagnética por la distribución elipsoidal que se observa[22].

resolución angular y en energía no son tan buenas como la de los IACT. La separación entre señal y ruido se hace utilizando las diferencias en la distribución de las componentes electromagnéticas y hadrónicas de las EAS.

Se pueden detectar las partículas utilizando arreglos de detectores de centelleo o por medio de arreglos de tanques de agua, donde cada tanque recibe el nombre de WCD (*Water Cherenkov Detector*, Detector de Agua Cherenkov). Los WCD detectan por medio de PMT's la luz Cherenkov generada por las partículas de la cascada a su paso por el agua del tanque.

Por medio de las señales registradas en los PMT's (tiempo y cantidad de luz) se reconstruyen las propiedades de la cascada (dirección, tipo y energía), las cuales están relacionadas con la partícula primaria que la ocasionó. Una característica importante es que el arreglo de detectores debe de ser tan compacto como sea posible, de tal forma que la uniformidad o no uniformidad en la distribución de partículas en las EAS pueda ser observada.

Por ser esta técnica la que más compete a este trabajo, se describe más adelante en detalle cómo se realiza este tipo de reconstrucción. Basta por el momento decir que esta técnica ha sido probada y los principales observatorios que han hecho uso de de ella son: el observatorio Milagro, el experimento Tibet AS-Gamma y recientemente el observatorio HAWC (*High Altitude Water Cherenkov*) que se ha instalado en México. La figura 1.10 muestra un esquema de una cascada atmosférica y un arreglo de detectores en tierra.

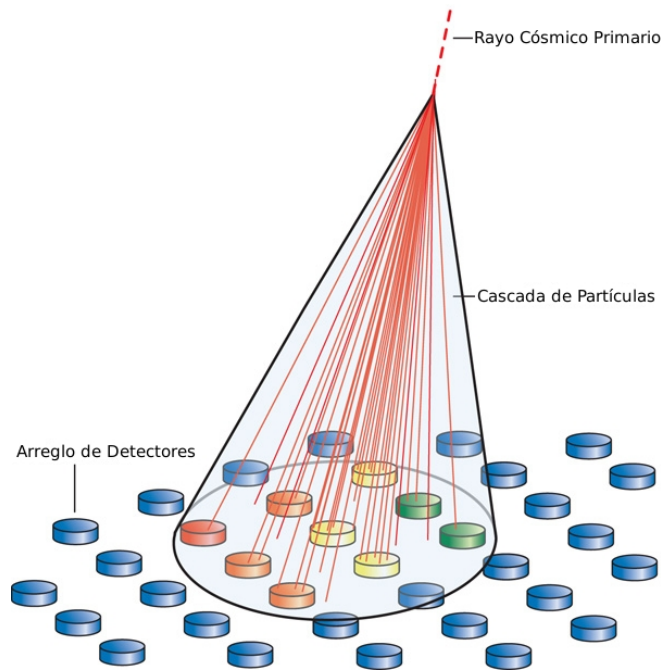


Figura 1.10: Arreglo de detectores de luz Cherenkov en agua. La partícula primaria interactúa con la atmósfera y genera una cascada atmosférica. Al llegar las partículas secundarias de la cascada a los WCD's son detectadas, siendo posible el reconstruir las propiedades de la cascada.

## 1.5. Surgimiento del observatorio HAWC

El observatorio HAWC surge como un esfuerzo bi-nacional México-U.S.A. en el que participan mas de 100 investigadores y estudiantes. A poco más de un año de su inauguración, en este trabajo presentamos la metodología que se usa en el análisis de datos para detectar fuentes de rayos gamma de muy alta energía, en particular para la Nebulosa del Cangrejo ubicada en nuestra Galaxia. Esto con el propósito de entender el proceso por el cual se analizan los datos de HAWC y aplicarlo en un futuro trabajo a la observación de la radio galaxia gigante M87.



## Capítulo 2

# Observatorio HAWC

El observatorio HAWC está ubicado a una altura de 4100  $m$  sobre el nivel del mar en el Volcán Sierra Negra y frente al Volcán Pico de Orizaba en Puebla, México (figura 2.1). Este observatorio está diseñado para el estudio de rayos gamma y rayos cósmicos de muy alta energía emitidos en los procesos más violentos del Universo, con una energía de hasta 100  $TeV$ . Como se mencionó en la sección anterior, HAWC utiliza la técnica de las cascadas atmosféricas extensas con un sistema de detección a través de WCD's.

La porción del cielo que cubre el observatorio es de 8.4  $sr$ , que equivalen a 2/3 de todo el cielo. Entre las principales metas de HAWC se tiene, distinguir los procesos de emisión de rayos gamma; la varibilidad en la aceleración de partículas que tienen algunas fuentes; la anisotropía de rayos cósmicos; la aniquilación de *Materia Oscura*; elaboración de un catálogo de fuentes conocidas y no conocidas, entre otras.

Se espera que en un año, HAWC haga observaciones del cielo para energías arriba de 5  $TeV$  con una sensibilidad comparable a la de un IACT como HESS o VERITAS para una fuente con 50 horas de observación. Mientras que un IACT puede apuntar hacia una sólo fuente en noches oscuras y despejadas, HAWC puede ver todo el cielo dentro de su Campo de Visión o FoV (*Field of View*)[24].

### 2.1. Arreglo

HAWC es un arreglo de 300 WCD's en un área de 20,000  $m^2$ . Cada WCD es un cilindro de acero corrugado de 4.5  $m$  de altura y 7.3  $m$  de diámetro. En el interior del cilindro se tiene un revestimiento plástico, llamado bladder, el cual contiene 188,000 litros de agua purificada y 4 PMT (*Photomultiplier Tube*, Tubo Fotomultiplicador)'s al fondo. Los cilindros están anclados 60  $cm$  bajo tierra para poder brindar una estructura firme en caso de sismos.



Figura 2.1: Observatorio HAWC[23].

El bladder es inflado con aire dentro del cilindro para posteriormente ser llenado con agua purificada. Luego, mediante un sistema de poleas se introducen los PMT's hasta el fondo del bladder: un PMT Hamamatsu R7081 de 10" con alta eficiencia cuántica en el centro, y tres PMT's Hamamatsu R5912 de 8" a 1.8 m del central formando un triángulo equilátero (figura 2.2). Por lo que se tienen 4 PMT's en cada uno de los 300 WCD's. Así, HAWC cuenta en total con 1,200 PMT's.

En el centro del arreglo se encuentra la caseta de electrónica o *counting house*, donde se alberga toda la electrónica que se utiliza en HAWC. Desde el counting house se monitorea el observatorio con un sistema de adquisición de datos. Además, se cuenta con un sistema de calibración mediante fibra óptica con el cual se envía luz a los WCD's para medir la longitud de los cables entre los PMT's y el sistema de adquisición de datos, y la relación entre la cantidad de luz enviada y la señal registrada por los PMT's[25].

Los rayos gamma de más alta energía alcanzan un área efectiva de  $10^5 m^2$ , pero una gran cantidad de estas cascadas están pobremente reconstruidas pues su núcleo suele encontrarse fuera del arreglo de HAWC. Por esta razón, está en proceso una mejora al observatorio agregando un arreglo de 200 pequeños WCD's denominados *outriggers*[27].

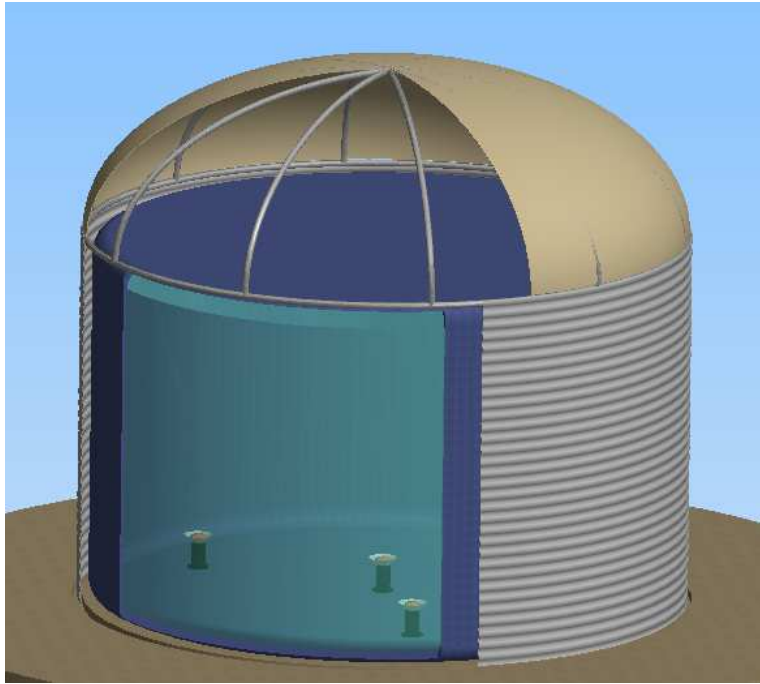


Figura 2.2: Diagrama de un WCD donde se puede apreciar el bladder y los PMT's.[26].

## 2.2. Adquisición de Datos

Las señales de los PMT's llegan a paneles de electrónica (*front-end-boards*) donde son leídas y digitalizadas. Posteriormente, las señales digitalizadas pasan a un dispositivo conocido como TDC (*Time to Digital Converter*), el cual se encarga de medir los tiempos de las señales en los PMT's que hayan pasado un umbral o condición de disparo. La condición de disparo es que haya coincidencias entre al menos 15 PMT's en una ventana de tiempo de  $150\text{ ns}$ . Esto nos da una tasa de eventos del orden de  $15\text{ kHz}$ .

Los TDC's utilizados en HAWC son de la marca CAEN (V1190) y están conectados a lo que se considera el sistema nervioso de HAWC, el sistema GTC (*GPS Timing and Control*). Este sistema asigna un tiempo a los eventos registrados, proveyendo un reloj y señales de control a los TDC's. Con esto se asegura la secuencia de tiempo de las señales.

Mediante la técnica del ToT (*Time Over Threshold*) se obtiene la carga depositada en cada PMT por evento, ya que la duración de la señal sobre un umbral (ToT) es proporcional al logaritmo de la carga generada en el PMT.(figura 2.3). En HAWC se consideran dos umbrales, un High ToT y un Low ToT, para obtener la carga depositada en los PMT's[25]. Con esta información se reconstruyen las características de la cascada y la energía de

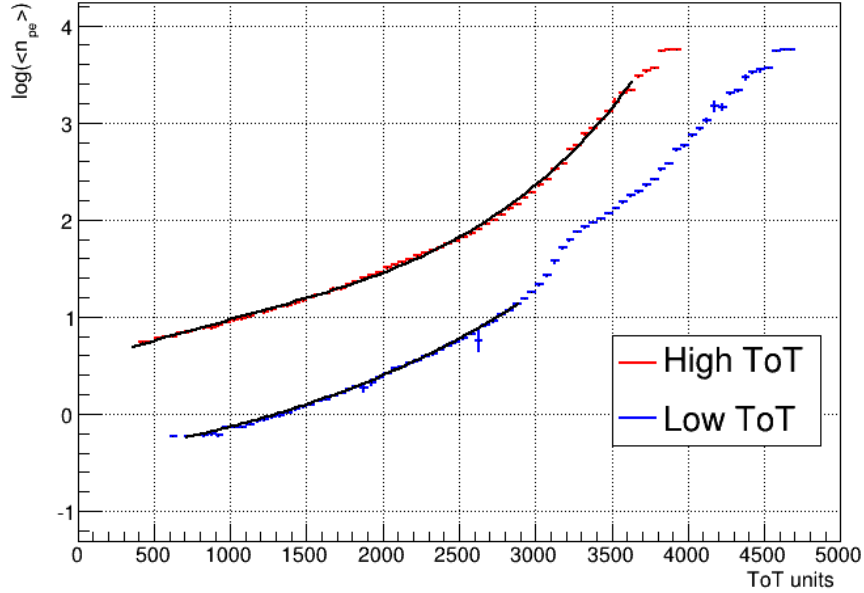


Figura 2.3: Gráfica que muestra al logaritmo del número de fotoelectrones,  $n_{pe}$  como función de ToT. Los puntos rojos corresponden al High ToT y los azules al Low ToT.[25].

la partícula primaria. Finalmente los datos son almacenados en un disco duro en formato *XCDF*[28].

## 2.3. Reconstrucción de Datos

Todos aquellos eventos que hayan pasado el umbral de multiplicidad mencionado en la sección anterior son considerados candidatos a cascadas y son sometidos al proceso de reconstrucción. La reconstrucción de los eventos se basa principalmente en la reconstrucción del núcleo de la cascada (core), la reconstrucción angular y la separación gamma/hadron.

### 2.3.1. Núcleo

El núcleo es el punto en donde la partícula hubiera caído en la superficie si no hubiera interactuado con las moléculas de la atmósfera. Para su reconstrucción, se considera la distribución de carga en los PMT's involucrados en la cascada. Como una primera aproximación del núcleo se calcula el centro de masa, el cual se obtiene con la media ponderada de las cargas

$Q_i$  registradas por el  $i$ -ésimo PMT en la posición  $(x_i, y_i)$ .

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i \cdot Q_i}{\sum_{i=1}^N Q_i} \quad ; \quad \bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^N y_i \cdot Q_i}{\sum_{i=1}^N Q_i}$$

Luego se obtiene su anchura mediante la varianza ponderada

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{2}(\bar{x}^2 - \bar{x}^2 + \bar{y}^2 - \bar{y}^2)}$$

Y finalmente se obtiene la amplitud de la cascada de la suma de las cargas

$$A = 2\pi \sum_{i=1}^N Q_i$$

Estos valores sirven como parámetros iniciales para un ajuste gaussiano mediante la minimización de la función Chi Cuadrada, con lo que se analiza la verosimilitud de un ajuste gaussiano a la distribución lateral de la cascada. La función de la distribución lateral describe la densidad de partículas cargadas como función del radio al eje de la cascada.

$$\chi^2 = \sum \frac{(Q - Q')^2}{\sigma'^2}$$

donde  $Q$  es la carga medida en los PMT's y  $Q'$  la carga esperada según el modelo gaussiano; y con  $\sigma' = \sqrt{Q'}$ , suponiendo una distribución de Poisson[29].

### 2.3.2. Ángulo

El ángulo de la cascada nos da la información sobre el ángulo azimutal y cenital, es decir del eje de la cascada. Para hacer el ajuste del ángulo se hace una primera aproximación considerando que el frente de la cascada es plano. Así, tomando la distribución de tiempos en los PMT's podemos obtener el ángulo del plano de la cascada respecto al detector. Conociendo la posición del core podemos tener obtener el eje de la cascada (figura 2.4).

Se realiza un segundo ajuste, ahora considerando la curvatura del frente de la cascada tomando como valores iniciales la posición del núcleo e inclinación del frente que se obtuvieron en el ajuste previo. Así mismo no se consideran los PMT's con mayor dispersión con respecto al primer ajuste.



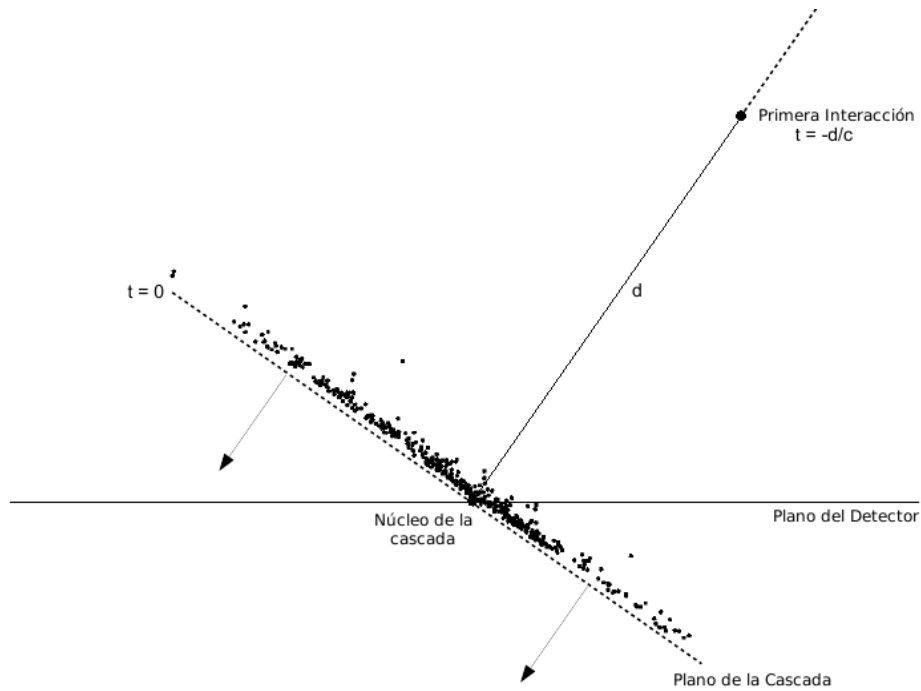


Figura 2.4: Diagrama del frente de una cascada atmosférica. Como primera aproximación se considera totalmente plano, sin embargo presenta cierta curvatura.

### 2.3.3. Identificación de Cascadas

Como ya se mencionó en la sección 1.3, las cascadas hadrónicas y electromagnéticas tienen componentes y distribuciones muy particulares. En las cascadas hadrónicas la componente que las distingue es la componente muónica, la cual se caracteriza por ser bastante energética. Esto se debe a que la pérdida de energía de los muones conforme atraviesan la atmósfera es mínima. Las cascadas electromagnéticas presentan una distribución de energía uniforme alrededor del núcleo.

Así, en primera instancia para identificar a qué tipo de cascada pertenece cada evento, se puede observar la distribución de la carga depositada en los PMT's. Aunque para poder distinguir con seguridad entre cascadas hadrónicas y electromagnéticas hace falta tener en cuenta otras consideraciones, las cuales se explican en la siguiente sección.

La figura 2.5a muestra la distribución de carga depositada en los PMT's de una cascada electromagnética cualquiera, mientras que la figura 2.5b muestra la reconstrucción de una cascada hadrónica cualquiera.

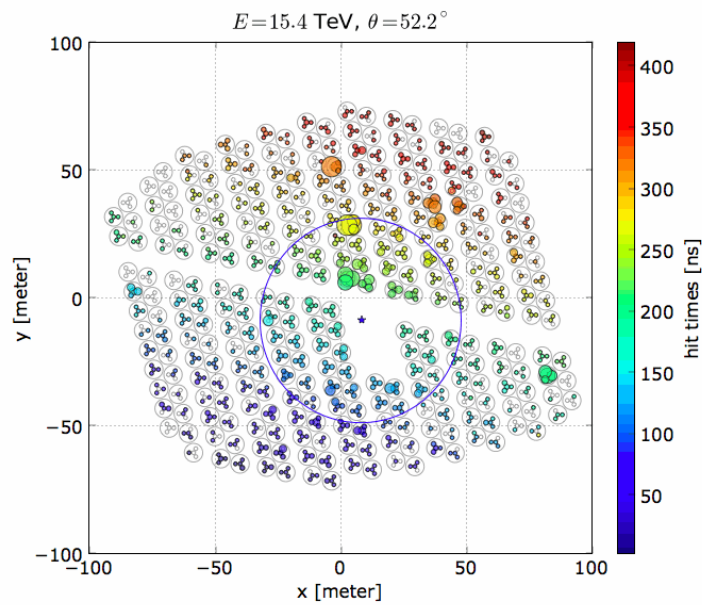
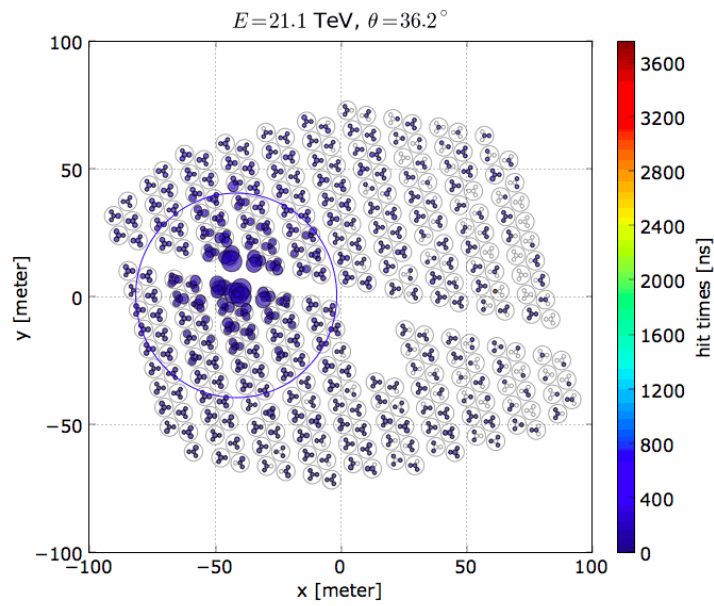


Figura 2.5: Cascada electromagnética (2.5a) y hadrónica (2.5b) de eventos reconstruidos. Los colores representan el tiempo de incidencia en los PMT's, siendo los azules los primeros en registrar un hit. El tamaño de los círculos representa la carga depositada en los PMT's. Mientras que la estrella marca la posición del núcleo.

## 2.4. Análisis de Datos

Uno de los objetivos de HAWC es el de identificar y estudiar posibles fuentes de rayos gamma de muy alta energía ( $> 1 \text{ TeV}$ ), por lo que es muy importante estimar el fondo en la vecindad de una fuente, principalmente por cascadas hadrónicas. Para esto se define un pequeño bin angular alrededor de la posición de la fuente, determinando la cantidad de eventos de fondo y su incertidumbre estadística, y midiendo el número de señales arriba de dicho fondo dentro de este bin angular.

El fondo se estima mediante una técnica llamada *Integración Directa*, esta técnica explota el hecho de que la distribución de eventos en el cielo es bastante estable. Se consideran pequeños intervalos de tiempo, lo suficientemente pequeños como para asumir que la fuente es estacionaria, durante y después de que la fuente transitó en una posición del cielo. Estos pequeños intervalos se integran para predecir el fondo del periodo de observación. Estos intervalos de tiempo usualmente son de  $2 \text{ h}$ , equivalentes a  $30^\circ$  de rotación de la Tierra, para estimar el fondo para regiones de  $1^\circ$ .

El análisis se optimiza al separar los datos en 10 bins, los cuales se dividen respecto al número de PMT's que registraron señal durante un evento. A la variable que representa dicho número se le da el nombre de  $nHit$ . Estos bins se definen de tal manera que la tasa de conteo total sea menor al siguiente bin por un factor de 2. El bin está correlacionado con la energía, sin embargo no es un buen estimador de ésta. Por otro lado, estos bins son buenos para predecir la resolución angular y los cortes óptimos para la supresión del fondo hadrónico.

También son utilizadas simulaciones Monte Carlo para modelar las EAS y las componentes del detector. Estas simulaciones son de gran ayuda para hacer una estimación del fondo, una estimación del flujo esperado por una fuente, así como la respuesta del detector. Las EAS son modeladas con CORSIKA[30], mientras que las componentes del detector son modeladas con GEANT4[31]. La figura 2.6 muestra una cascada hadrónica y una electromagnética simulada con CORSIKA.

Durante las primeras etapas de HAWC se utilizaba una variable llamada compacidad, definida como el cociente entre las variables  $nHit$  y  $CxPE40$ , como el principal separador gamma/hadrón. Donde la variable  $CxPE40$  representa la amplitud del PMT que registró el mayor número de fotoelectrones fuera de un radio de 40 metros del núcleo. Esta separación gamma/hadrón es posible gracias a que las cascadas electromagnéticas tienen núcleos compactos cuya densidad de energía decae uniformemente, mientras que las cascadas hadrónicas presentan grupos de grandes deposiciones de energía lejanos al núcleo debidos principalmente a la componente muónica de la cascada. La compacidad es una variable que fue heredada del proyecto Milagro, sin embargo, conforme HAWC ha ido avanzando se han desarrollado nue-

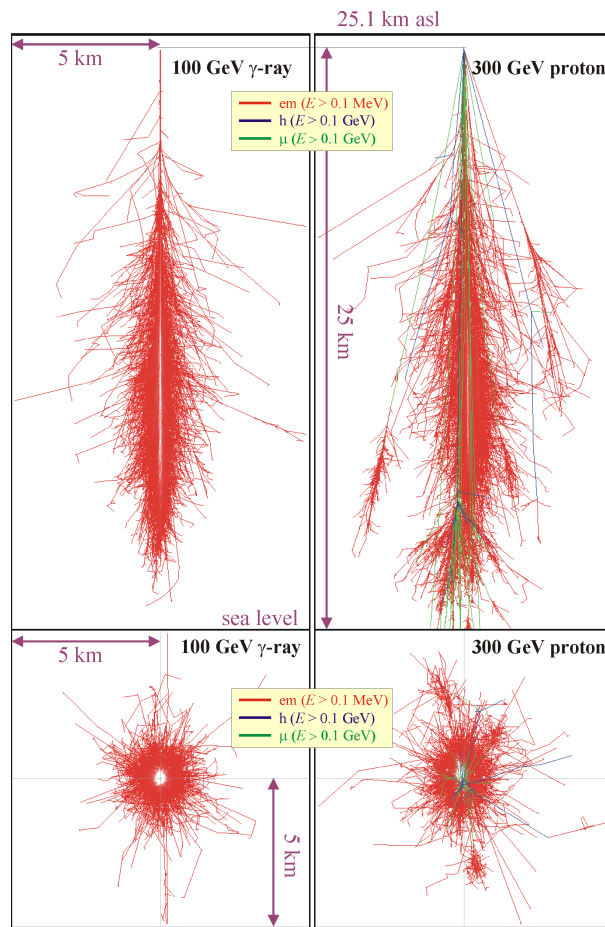
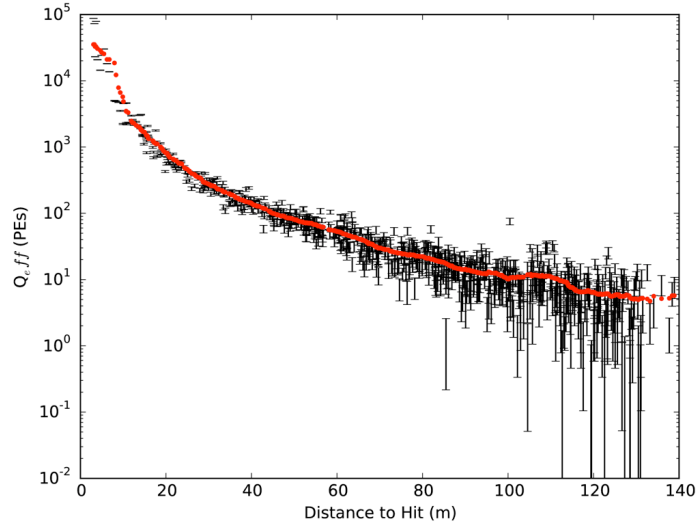


Figura 2.6: Simulaciones MC para una cascada electromagnética provocada por un rayo gamma de  $100 \text{ GeV}$  de energía y para una cascada provocada por un protón de  $300 \text{ GeV}$  de energía. Se pueden apreciar las diferencias en sus distribuciones.

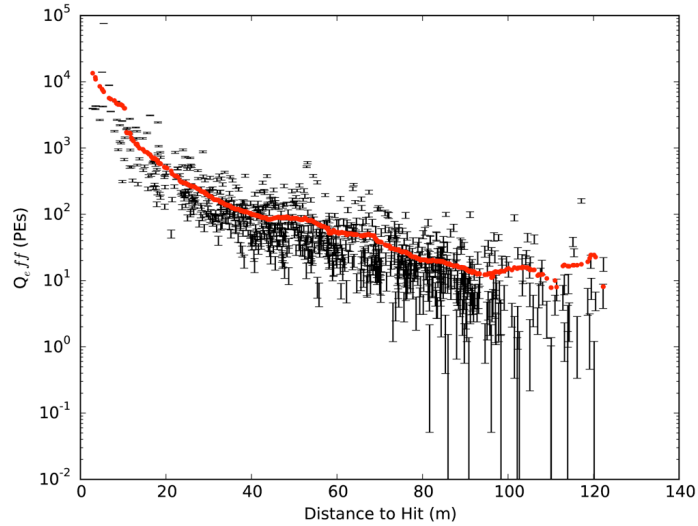
vos métodos para separar el fondo de la señal; siendo utilizadas en la etapa actual de HAWC las variables definidas a continuación.

### 2.4.1. PINC

Al igual que la compacidad, **PINC** (*Parameter for the Identification of Nuclear Cosmic rays*) es una variable topológica. Como ya se mencionó la compacidad utiliza la distribución de cargas en los eventos, ubicando el PMT con la mayor carga fuera de un radio de  $40 \text{ m}$  alrededor del núcleo, permitiendo diferenciar entre cascadas hadrónicas y cascadas electromagnéticas. **PINC** también toma la distribución de cargas de los eventos, pero lo hace considerando la carga integrada en anillos de  $10 \text{ m}$  alrededor del núcleo y



(a)



(b)

Figura 2.7: La figura 2.7a muestra la distribución de carga para una cascada electromagnética respecto al ajuste NKG. La figura 2.7b lo hace para una cascada hadrónica. Nótese la mayor dispersión que presentan los datos en el caso hadrónico.

ajustando la distribución lateral de la cascada al modelo NKG (*Nishimura-Kamata-Greisen*), el cual se detalla en el Apéndice A.1.

Esta variable funciona mejor en eventos de rayos gamma con muy alta energía, rechazando casi por completo el fondo. La figura 2.7 muestra el ajuste NKG sobre la distribución de carga obtenida con **PINC**. Se puede

apreciar que la dispersión, la cual aumenta con la energía, es mayor para las cascadas hadrónicas.

### 2.4.2. nHitSP20/CxPE40

Esta variable es equivalente a la compacidad, salvo que aquí se considera en lugar de  $nHit$  a la variable  $nHitSP20$ . Esta nueva variable,  $nHitSP20$ , está relacionada con otra denominada residuo temporal o *time residual*. Los *time residuals* están definidos como la diferencia entre el tiempo de llegada (luego de aplicar la corrección de la curvatura) de la cascada  $t_c$  y el tiempo de llegada del plano de la cascada a un punto dado relativo al comienzo del evento  $t_a$  para cada PMT. Se pide que esta diferencia sea menor a  $20 ns$ , es decir

$$t_{res} = |t_c - t_a| < 20 ns$$

Así,  $nHitSP20$  se define como el número de señales para las cuales el *time residual* es menor a  $20 ns$ . De esta manera se garantiza que las señales pertenecen a un único evento, es decir a la misma cascada. Para cascadas hadrónicas se espera que  $CxPE40$  tenga un valor grande, por lo que **nHitSP20/CxPE40** tendrá un valor pequeño. Al igual que **PINC**, la separación gamma/hadrón que se obtiene con **nHitSP20/CxPE40** funciona mejor con eventos de muy alta energía.

En la reducción de los datos, los valores de las variables **PINC** y de **nHitSP20/CxPE40** juegan un papel muy importante ya que en base a ellos se hará la distinción entre cascadas de gammas y hadrones. Por lo tanto estos parámetros deben de ser optimizados del tal forma que se logre la máxima sensibilidad de HAWC. Esta optimización es descrita en el siguiente capítulo.



## Capítulo 3

# Optimización

Hasta ahora se ha hablado sobre los fundamentos en los que se basa la astronomía de rayos gamma mediante detectores Cherenkov. Así mismo, se ha dado una introducción sobre el observatorio HAWC, abarcando detalles generales de su ubicación; arreglo; así como de la adquisición, reconstrucción y análisis de datos. Por último se enfatizó en la importancia que tiene la estimación del fondo y la separación gamma/hadrón para el análisis de los datos; lo cual permite la creación de mapas del cielo en rayos gamma.

La creación de mapas se hace utilizando el software *AERIE* (*Analysis and Event Reconstruction Integrated Environment*), el cual proporciona un ambiente de trabajo para procesar los eventos registrados con HAWC y para su análisis subsecuente. El software está estructurado como un conjunto de proyectos interdependientes escritos en *C++*. Dentro de estos proyectos se encuentra el responsable de la creación de mapas, *MapMaker*.

El ejecutable de *MapMaker* toma eventos, uno por uno, de archivos de eventos reconstruidos. Estos sirven de entrada para una instancia de la clase *MapMaker*, la cual crea un archivo con la información necesaria para la identificación de posibles fuentes. El contenido principal de un *archivo de mapas* consta de un mapa de datos y de un mapa del fondo estimado mediante integración directa. El número de eventos en ambos mapas se agrupan en bins angulares de la dirección de llegada. Al sustraer del mapa de datos el mapa de fondo estimado se obtiene un mapa de excesos, es decir, un mapa de las regiones del cielo donde se tiene una señal mayor a la del fondo. En la creación de mapas se utilizan distintos sistemas de coordenadas, ecuatoriales, galácticas y eclípticas. Elaborar un mapa sin poner restricciones o condiciones a los datos es de poca utilidad ya que lo que se observaría sería básicamente la distribución de rayos cósmicos.

La creación de mapas se puede optimizar al tomar un valor de corte sobre los parámetros que sirven como separadores gamma/hadrón. Como se mencionó en la sección 2.4, los parámetros **PINC** y **nHitSP20/CxPE40** son los separadores gamma/hadrón utilizados. En consecuencia, se realizó una



optimización de la separación gamma/hadrón, encontrando cortes óptimos sobre estas variables considerando una simulación Monte Carlo.

### 3.1. Simulación Monte Carlo

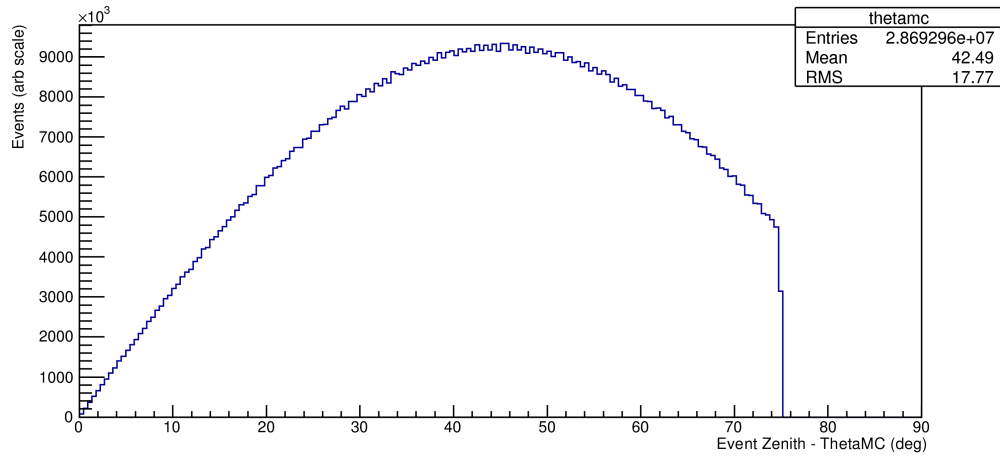
Para una mejor comprensión de lo que se espera en un experimento se utilizan simulaciones MC (*Monte Carlo*), como en el caso del observatorio HAWC. Las simulaciones utilizadas contienen eventos con tres parámetros que los caracterizan: el ángulo cenital  $\theta$ , la distancia  $r$  al centro del arreglo y la energía  $E$ . Además de esto, las simulaciones se someten al mismo proceso de reconstrucción que los datos reales, con la ventaja de poder distinguir entre cascadas hadrónicas y electromagnéticas, lo que permite verificar los algoritmos de análisis que se implementan. Así mismo, se tienen simulaciones MC para las distintas bandas de declinación en el FOV de HAWC.

La distribución de energía se supone una ley de potencia de la forma  $E^{-2}$ ; lo que permite simular eventos de alta energía en un tiempo de cómputo considerable para poder estudiar el desempeño del observatorio a energías de  $\sim 1 PeV$ . La figura 3.1a muestra la distribución de eventos con respecto al ángulo cenital, esta distribución se debe a que a mayor inclinación menor es el área del detector que observan las partículas; sólo ven la proyección perpendicular a su dirección. Por esta razón en la simulación se toma  $\frac{dN_{th}}{d\Omega} \propto \cos\theta$ . La figura 3.1b muestra la distribución de eventos respecto a su distancia del centro del arreglo, como puede observarse es una distribución constante para ahorrar tiempo de cómputo. La figura 3.1c muestra el logaritmo del espectro de energía utilizado en la simulación.

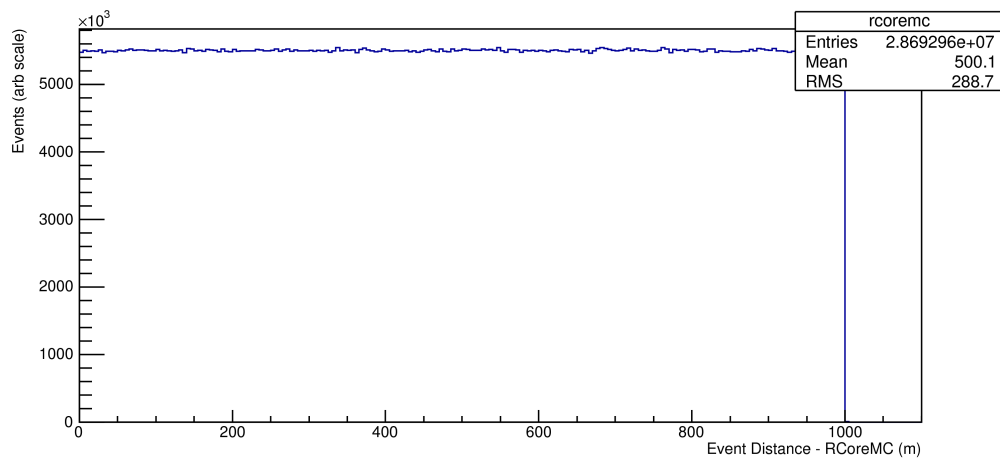
Hay que mencionar que los eventos simulados en los archivos MC siguen una distribución tal que se pueda generar mejor estadística. Para obtener la física de una fuente particular en la simulación y poder comparar con los datos de HAWC, hace falta agregarle a la simulación una función de peso. Esto se hace mediante la implementación del paquete SWEETS.

### 3.2. SWEETS

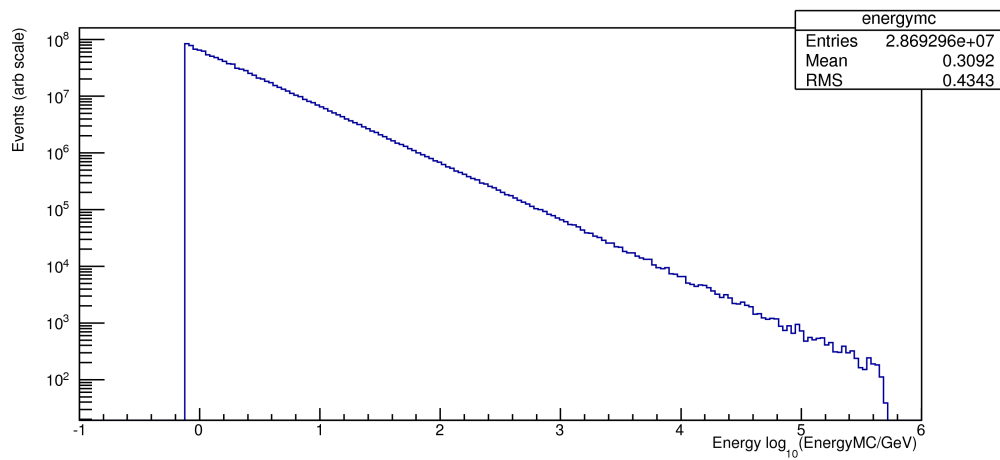
SWEETS (*Software for Weighting Events and Eventlike Things and Stuff*) es el software con el cual se calculan y aplican los pesos a los eventos simulados de HAWC. Las funciones de peso contienen las propiedades físicas que caracterizan a una fuente. El flujo proveniente de una fuente debe atravesar una cierta distancia por el medio interestelar o intergaláctico, según se trate de una fuente galáctica o extragaláctica, con lo que el flujo que llega a la Tierra se ve modificado. Al llegar a los WCD's de HAWC el flujo sufre de nuevo una modificación por las características del detector, en particular su eficiencia, siendo este último el flujo observado.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.1: Distribuciones para el ángulo cenital, la distancia al centro del arreglo y el espectro de energía. Al aplicarle una función de peso a estas distribuciones se puede obtener la física de una fuente en particular.

SWEETS contempla tres tipos de flujos diferentes: flujos isotrópicos, flujos de fuentes transitorias y flujos de fuentes con destellos. A continuación se explica el cálculo de los pesos para una fuente isotrópica y una transitoria.

### 3.2.1. Flujo Isotrópico

Si queremos saber la cantidad de eventos observados  $N_0$  con un detector de área  $A$  provenientes de una fuente que subtende un ángulo sólido  $\Omega$  se tiene que calcular

$$N_0 = \iiint \phi(E, t) \eta \cos \theta dA d\Omega dE dt \quad (3.1)$$

Esto es válido suponiendo que la fuente se encuentra lo suficientemente lejos, de tal forma que el flujo  $\phi(E, t)$  para una cierta región se considera que viaja paralelo, siendo  $\eta$  la eficiencia de nuestro detector. Sin embargo, simular el flujo requiere mucho tiempo de cómputo. Por está razón se simula una fuente genérica donde el número de eventos totales arrojados  $N_{th}$  en la simulación está dado por

$$N_{th} = \iiint \mathcal{T}(E, A, \Omega) dA d\Omega dE \quad (3.2)$$

Como ya se mencionó antes, esta ecuación no está asociada a una fuente física, no es más que una distribución matemática.  $\mathcal{T}(E, A, \Omega)$  es una función diferencial de distribución que puede reescribirse en función de las variables  $E$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  y  $r$ , considerándola como un producto de funciones independientes que solamente dependen de una variable a la vez

$$\mathcal{T}(E, A, \Omega) = \frac{df}{dE} \frac{dg}{dA} \frac{dh}{d\Omega}$$

Haciendo uso de la regla de la cadena tenemos

$$\begin{aligned} \frac{dg}{dr} &= \frac{dg}{dA} \frac{dA}{dr} = \frac{dg}{dA} \frac{d(\pi r^2)}{dr} = 2\pi r \frac{dg}{dA} \\ \frac{dh}{d\theta} &= \frac{dh}{d\Omega} \frac{d\Omega}{d\theta} = \frac{dh}{d\Omega} \frac{d(1 - \cos\theta)}{d\theta} = \text{sen}\theta \frac{dh}{d\Omega} \end{aligned}$$

se sigue que

$$\mathcal{T}(E, A, \Omega) = \frac{\mathcal{T}(E, r, \theta)}{2\pi r \text{sen}\theta}$$

$$\begin{aligned} N_{th} &= \iiint \frac{\mathcal{T}(E, r, \theta)}{2\pi r \text{sen}\theta} dA d\Omega dE \\ &= \iiint \mathcal{T}(E, r, \theta) dr d\theta d\varphi dE \end{aligned} \quad (3.3)$$

además, tenemos de la simulación que

$$\begin{aligned}\mathcal{T} &\propto \frac{df}{dE} \propto E^{-2} \\ \mathcal{T} &\propto \frac{dg}{dr} = cte \\ \mathcal{T} &\propto \frac{dh}{d\theta} \propto \text{sen}\theta\text{cos}\theta \\ \mathcal{T} &\propto \frac{di}{d\varphi} = cte\end{aligned}$$

con lo que la integral  $N_{th}$  queda de la forma

$$\begin{aligned}N_{th} &= B \int_{E_i}^{E_f} E^{-2} dE \int_{R_i}^{R_f} dr \int_{\theta_i}^{\theta_f} \text{sen}\theta\text{cos}\theta d\theta \int_{\varphi_i}^{\varphi_f} d\varphi \\ &= B \left( \frac{1}{E_i} - \frac{1}{E_f} \right) (R_f - R_i) \left( \frac{\text{cos}^2\theta_f - \text{cos}^2\theta_i}{2} \right) (\varphi_f - \varphi_i)\end{aligned}\quad (3.4)$$

por lo que la constante  $B$  queda como

$$B = \frac{2N_{th}}{\left( \frac{1}{E_i} - \frac{1}{E_f} \right) (R_f - R_i) (\text{cos}^2\theta_f - \text{cos}^2\theta_i) (\varphi_f - \varphi_i)}\quad (3.5)$$

luego

$$\mathcal{T}(E, r, \theta) = BE^{-2}\text{sen}\theta\text{cos}\theta\quad (3.6)$$

y finalmente relación entre  $\mathcal{T}(E, A, \Omega)$  y  $\mathcal{T}(E, r, \theta)$  es

$$\begin{aligned}\mathcal{T}(E, A, \Omega) &= \frac{\mathcal{T}(E, r, \theta)}{2\pi r \text{sen}\theta} \\ &= \frac{BE^{-2}\text{sen}\theta\text{cos}\theta}{2\pi r \text{sen}\theta} \\ &= \frac{BE^{-2}\text{cos}\theta}{2\pi r}\end{aligned}\quad (3.7)$$

Con lo que podemos definir una función que sólo depende de la energía  $E$  y la distancia al centro del arreglo  $r$

$$\mathcal{T}(E, A, \Omega) = \mathcal{T}(E, r)\text{cos}\theta\quad (3.8)$$

donde

$$\mathcal{T}(E, r) = \frac{BE^{-2}}{2\pi r}\quad (3.9)$$

y al integrar  $\varphi$  de 0 a  $2\pi$

$$\mathcal{T}(E, r) = \frac{N_{th}}{2\pi^2(R_f - R_i) \left( \frac{1}{E_i} - \frac{1}{E_f} \right) (\cos^2\theta_i - \cos^2\theta_f)} \frac{E^{-2}}{r} \quad (3.10)$$

Lo que se busca es poder utilizar la simulación para calcular el número de eventos para diferentes fuentes. Se requiere una  $N_{th,0}$  tal que sea igual al  $N_0$  de la ec. (3.1), es decir el número observado de eventos dada la simulación.

$$N_{th,0} = \iiint w(E, r) \mathcal{T}(E, r) \eta \cos\theta dA d\Omega dE \quad (3.11)$$

Esta última expresión considera la eficiencia del detector. Por lo tanto, asumiendo que ninguna variable depende del tiempo, buscamos una función de peso tal que

$$w(E, r) \mathcal{T}(E, r) = \int \phi(E, t) dt$$

Suponiendo que el flujo no depende del tiempo y tomando  $\int dt = 1$ , es decir unidad de tiempo, tenemos

$$w(E, r) = \frac{\phi(E)}{\mathcal{T}(E, r)} \quad (3.12)$$

Es decir

$$w(E, r) = \frac{2\pi^2}{N_{th}} (R_f - R_i) \left( \frac{1}{E_i} - \frac{1}{E_f} \right) (\cos^2\theta_i - \cos^2\theta_f) r E^2 \quad (3.13)$$

### 3.2.2. Flujo Transitorio

Para el caso de una fuente transitoria únicamente se mostrará el resultado final de la expresión para la función de peso. Ésta es obtenida mediante un proceso análogo al utilizado para calcular la función de peso de una fuente isotrópica, con la diferencia de que la función de peso  $w$  también será función del ángulo cenital  $\theta$  de la fuente transitoria.

$$w(E, r, \theta) = \frac{1}{\pi} \frac{\phi(E)}{\mathcal{T}(E, r)} \frac{dt}{d\cos\theta} \quad (3.14)$$

Finalmente

$$w(E, r) = \frac{2\pi}{N_{th}} (R_f - R_i) \left( \frac{1}{E_i} - \frac{1}{E_f} \right) (\cos^2\theta_i - \cos^2\theta_f) r E^2 \frac{dt}{d\cos\theta} \quad (3.15)$$

### 3.2.3. Simulación Pesada

Una vez que se han calculado las funciones de peso para los distintos tipos de flujos, éstas son aplicadas a las distribuciones de la simulación MC. Esto nos permite recuperar el comportamiento de alguna fuente en particular. Las figuras fig 3.2, fig 3.3 y fig 3.4 muestran cómo cambian las distribuciones del ángulo cenital, la distancia al centro del arreglo y la energía una vez que se han aplicado las funciones de peso. Cabe mencionar que estos eventos son ya reconstruidos.

En el caso de la distancia al centro del arreglo, es notorio como ahora la mayor parte de las cascadas están dentro del área de HAWC, pues eventos con núcleo fuera de éste son rechazados por su pobre reconstrucción. En el caso de la distribución de energía se observa el efecto de la eficiencia del instrumento en función de la energía, modificando la ley de potencia original.

Cabe recalcar que las simulaciones nos permiten diferenciar con exactitud los eventos por el tipo de partícula primaria que ocasionó la cascada, en nuestro caso entre rayos gammas y hadrones. Donde el flujo de rayos cósmicos es modelado como un flujo isotrópico, mientras que el flujo de la fuente de rayos gamma es modelado como un flujo transitorio. Se espera que la simulación MC sea un buen indicativo para analizar los datos recolectados en HAWC.

El presente trabajo utilizó una simulación MC pesada para una fuente transitoria con un índice espectral  $\alpha$  de 2.63, una normalización  $I_0$  de  $3.45 \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$  a 1 TeV y una energía de corte de  $10^6 \text{GeV}$ , ubicada en una banda de declinación centrada en  $20^\circ$ . Esta simulación fue utilizada con el código *Sensi* del cual se hablará en la siguiente sección.

## 3.3. Sensi

*Sensi* es un script escrito en Python que permite calcular la sensibilidad de HAWC al tránsito de una fuente de rayos gamma al buscar y optimizar un valor de corte en las variables utilizadas para separar gammas de hadrones. Para esto utiliza una simulación MC con factores de peso, que en el caso de este trabajo es la simulación mencionada al final de la sección 3.2.3.

Puesto que a lo largo del proyecto HAWC se han ido depurando los algoritmos empleados para el análisis de datos, se han definido e implementado nuevas variables que permiten mejorarlos. Sin embargo, la última versión de *Sensi* no trabaja sobre las actuales variables utilizadas para la separación gamma/hadron. Por esta razón se tuvo que modificar su código para que optimizara sobre las variables **PINC** y **nHitSP20/CxPE40**, que son los separadores gamma/hadrón utilizados actualmente.

El primer argumento que se indica a *Sensi* es el número de bins de multi-

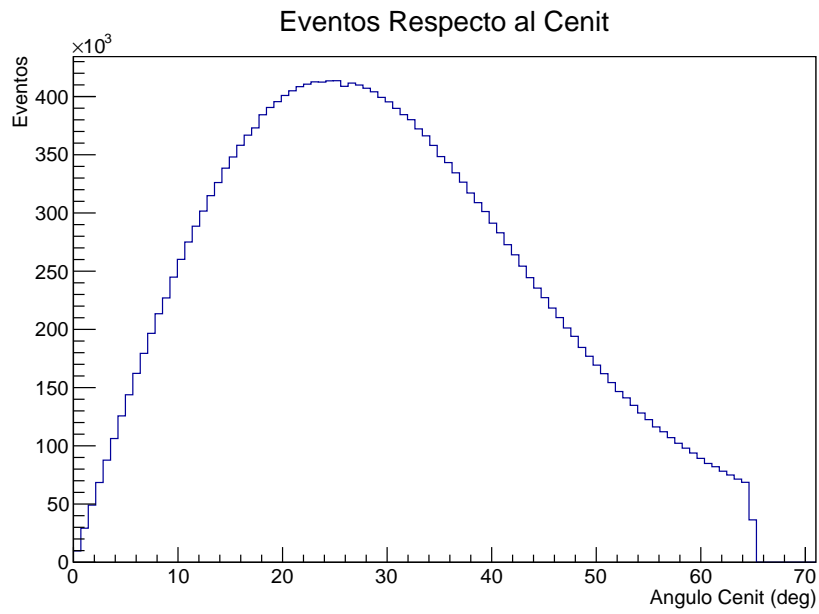


Figura 3.2: Distribución de eventos MC con respecto al ángulo cenital.

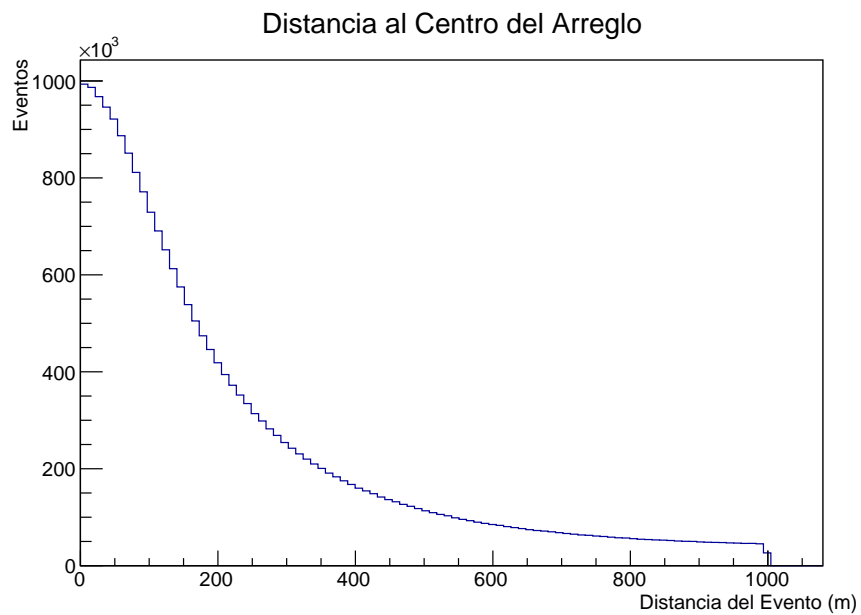
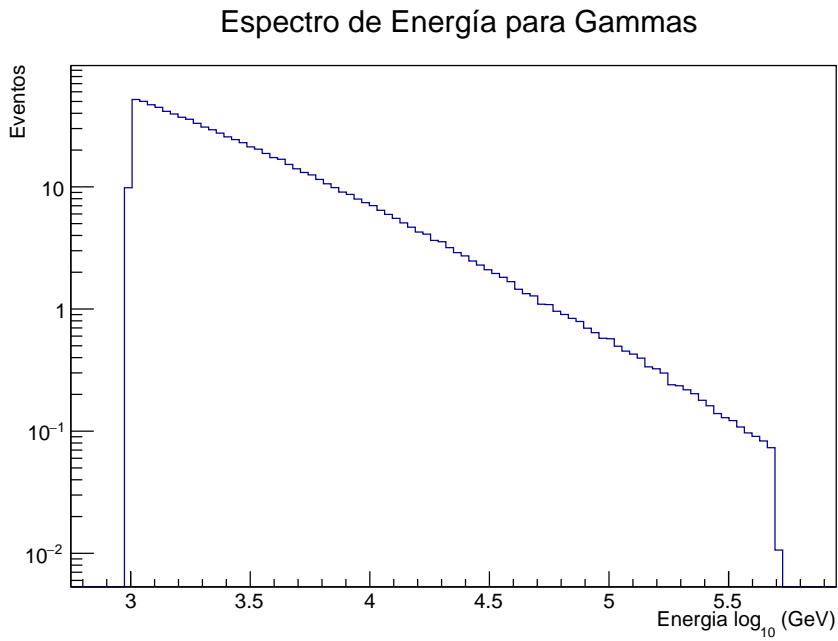
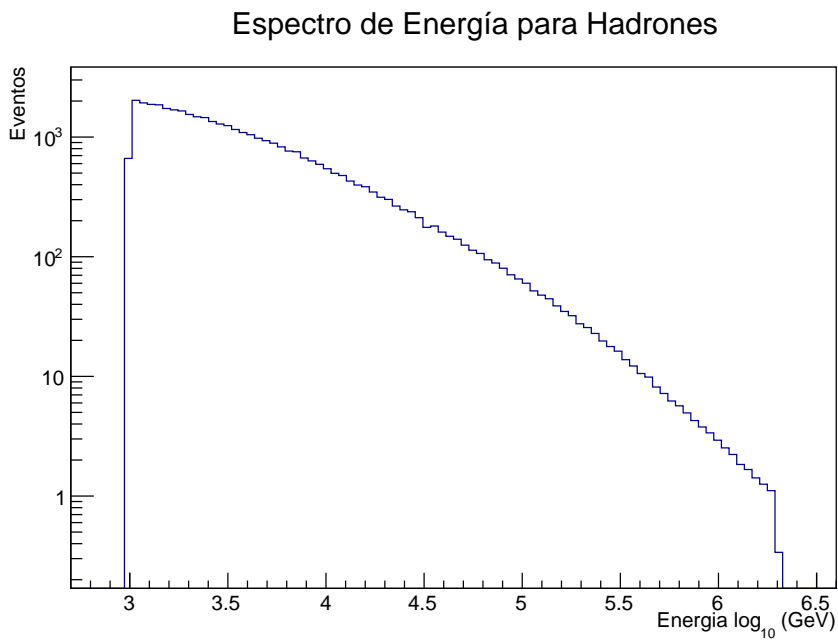


Figura 3.3: Distribución de eventos MC con respecto a la distancia al centro del arreglo.



(a)



(b)

Figura 3.4: Espectro de energía de la simulación MC utilizada para cascadas electromagnéticas y hadrónicas.



plicidad en los que se separará el análisis, en nuestro caso es 10. Estos bins son como los que se mencionaron en sección 2.4 del capítulo 2, los cuales dividen a los eventos respecto a la cantidad de PMT's que se activaron en cada uno de los eventos.

Recordando que el arreglo del observatorio HAWC consta de 1200 PMT's, la separación de bins utilizada se muestra en la tabla 3.1. Esta selección de bins contempla el hecho de que no siempre se tienen disponibles los 1200 PMT's al momento de registrarse un evento.

Bin	Low	High
0	44	65
1	66	102
2	103	160
3	161	245
4	246	360
5	361	500
6	501	654
7	655	809
8	810	942
9	943	1177

Tabla 3.1: Los datos son separados en 10 bins de multiplicidad, es decir, respecto a la cantidad de PMT's que registraron una señal por evento.

Una vez que se han separado los eventos en estos bins de multiplicidad se comienza la optimización. Cabe mencionar que el flujo de la simulación MC corresponde a una simulación del flujo generado por una fuente similar a la Nebulosa del Cangrejo, esto se debe a que el Cangrejo es una fuente bastante conocida por lo que se utiliza en la astronomía de rayos gamma para la calibración de los detectores.

Las siguientes secciones presentan las distintas etapas del proceso de optimización realizado con el código *Sensi*.

### 3.3.1. Point Spread Function

En general, la imagen de un objeto puntual no es un punto incluso si se encontrara libre de aberraciones. En su lugar, la imagen que se observa es un patrón de distribución de energía que consiste en un disco central brillante, denominado disco de Airy, rodeado de anillos concéntricos que se van desvaneciendo conforme aumenta su radio<sup>3.5</sup>. Esta es la imagen de difracción de una fuente puntual en una apertura libre de aberraciones y su descripción matemática es llamada PSF (*Point Spread Function*). La PSF expresa la distribución normalizada de intensidad de la imagen de una fuente puntual.

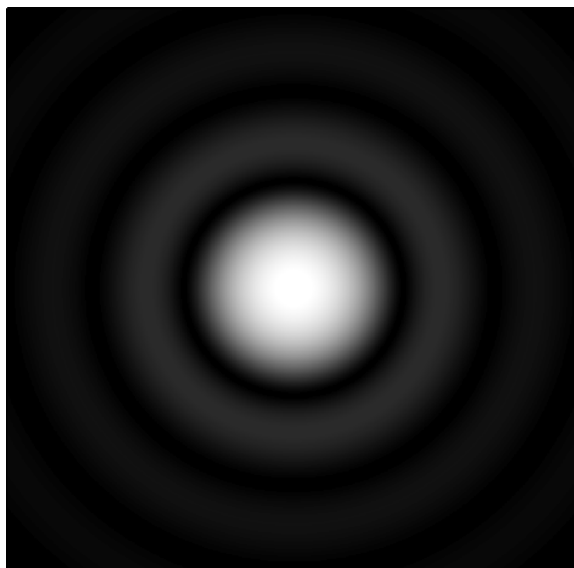


Figura 3.5: Patrón de difracción de una fuente puntual por una apertura. El disco central es el llamado disco de Airy.

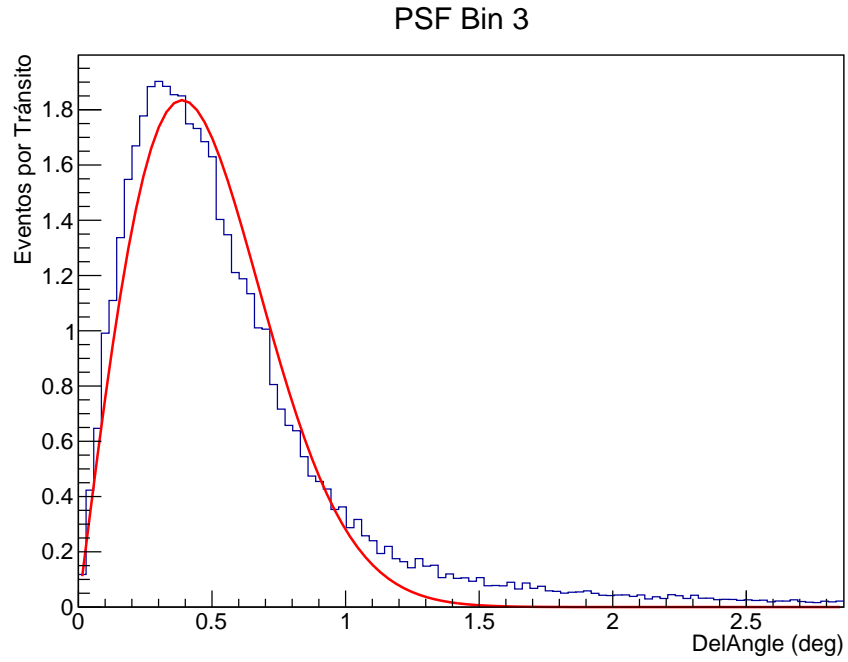
Usualmente la PSF está descrita por la siguiente función, llamada función de Airy.

$$PSF = I_0 \left( \frac{2J_1(k a \sin \theta)}{k a \sin \theta} \right)^2$$

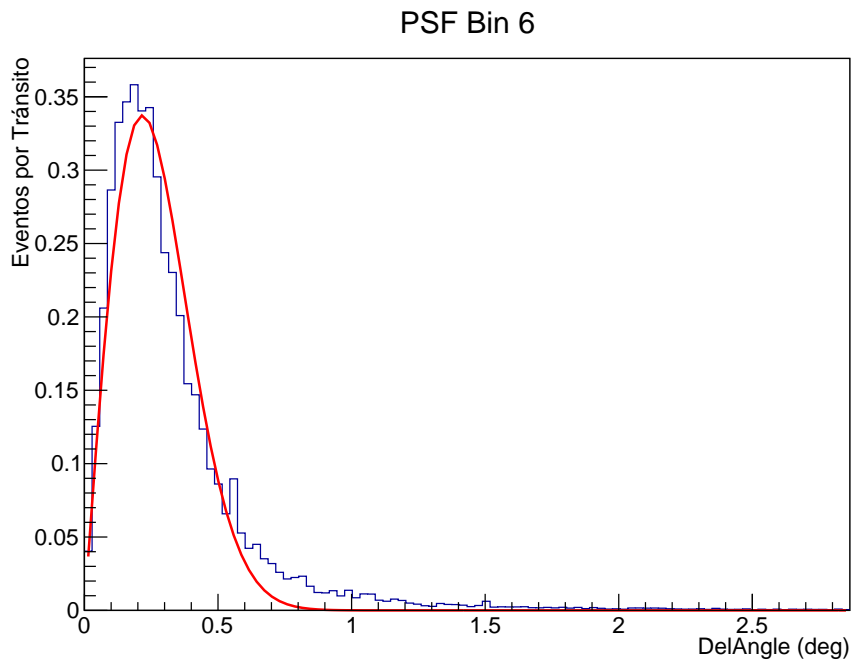
donde  $k$  es el número de onda,  $a$  el radio de la apertura,  $\theta$  es el ángulo de observación y  $J_1$  es la función de Bessel de primer orden. Sin embargo, trabajar con la función de Airy puede llegar a ser tedioso para algunos cálculos. Es por esta razón que para una fuente isotrópica, se aproxima la PSF a una función gaussiana. Entonces, un objeto cuya imagen gaussiana sea más pequeña que el disco de Airy, se considera como una fuente puntual.

Por lo tanto, podemos decir que la PSF es la función que describe la respuesta del detector a fuentes puntuales y hay distintas maneras de caracterizarla. En el caso del Observatorio HAWC se estima con la simulación MC como la diferencia entre el ángulo cenital reconstruido y el ángulo cenital real de la fuente; esta variable es llamada *delAngle*. Es decir, la distribución de la variable *delAngle* será nuestra PSF. La figura 3.6 muestra la PSF como el ajuste de una gaussiana para los bins 3 y 6. Como se puede apreciar este ajuste no es el más óptimo para caracterizar la PSF de HAWC.

Se comienza a ajustar la PSF para cada uno de los bins definidos en la tabla 3.2. Toma del archivo MC la distribución de eventos respecto a *delAngle* en el bin de multiplicidad a analizar. Posteriormente le ajusta una gaussiana, así como una doble gaussiana para determinar cuál es el ajuste más óptimo.



(a)



(b)

Figura 3.6: Ajuste de la PSF a una gaussiana considerando la distribución de eventos MC en un tránsito respecto a *delAngle*.

La figura 3.7 muestra la comparación entre el ajuste de una sola gaussiana y una doble gaussiana en escala semi-log. La línea roja corresponde a una gaussiana, mientras que la línea verde corresponde a una doble gaussiana. Observando estos dos histogramas se puede notar con claridad que el ajuste con una doble gaussiana ajusta mejor a los datos que el ajuste con una sola gaussiana, al menos para valores cercanos a 0.

Para obtener el valor del bin angular óptimo se integra el histograma de la distribución de *delAngle* y cada entrada es dividida por el valor medio del bin integrado correspondiente, con lo que se obtiene una nueva distribución como la que se muestra en la figura 3.8. Finalmente, el punto para el cual esta última distribución tiene su máximo es el valor para el bin angular óptimo.

La PSF es la doble gaussiana ajustada a la distribución de *delAngle*, y se define en cada bin como

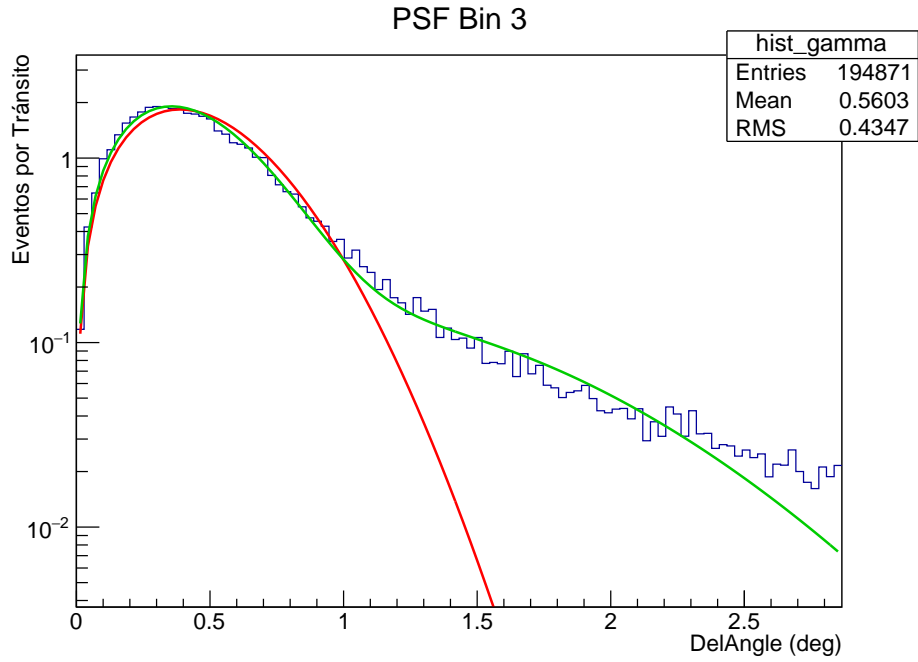
$$PSF = Ax(f_1 \cdot e^{-\frac{x^2}{2\sigma_1^2}} + (1 - f_1) \cdot e^{-\frac{x^2}{2\sigma_2^2}})$$

Una vez que este proceso se realiza para cada uno de los bins de multiplicidad definidos, se obtienen los siguientes valores para el bin angular óptimo y los parámetros de la doble gaussiana de la PSF.

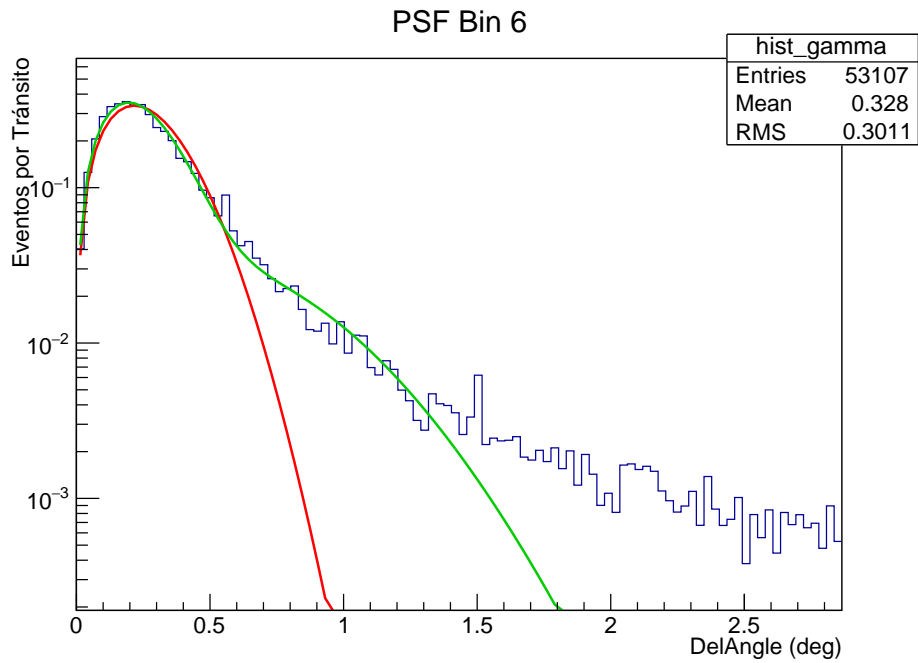
Bin	OptBin [°]	$\sigma_1$	$\sigma_2$	$f_1$
0	1.27	0.67	1.30	0.44
1	0.90	0.54	1.13	0.61
2	0.67	0.43	1.02	0.74
3	0.50	0.35	0.95	0.83
4	0.42	0.28	0.76	0.84
5	0.33	0.23	0.59	0.82
6	0.27	0.19	0.48	0.81
7	0.19	0.15	0.41	0.77
8	0.19	0.14	0.32	0.72
9	0.13	0.11	0.24	0.57

Tabla 3.2: Valores para el bin angular óptimo y los parámetros de la doble gaussiana para cada bin.

La PSF se utiliza para suavizar los pixeles de los mapas de exceso generados, para luego obtener un mapa de significancia. Pues como ya se mencionó al principio de esta sección, la PSF es parte de la respuesta del detector a fuentes puntuales.



(a)



(b)

Figura 3.7: Comparación entre el ajuste de la PSF a una sola gaussiana (rojo) y una doble gaussiana (verde) para el bin 3 y el bin 6.

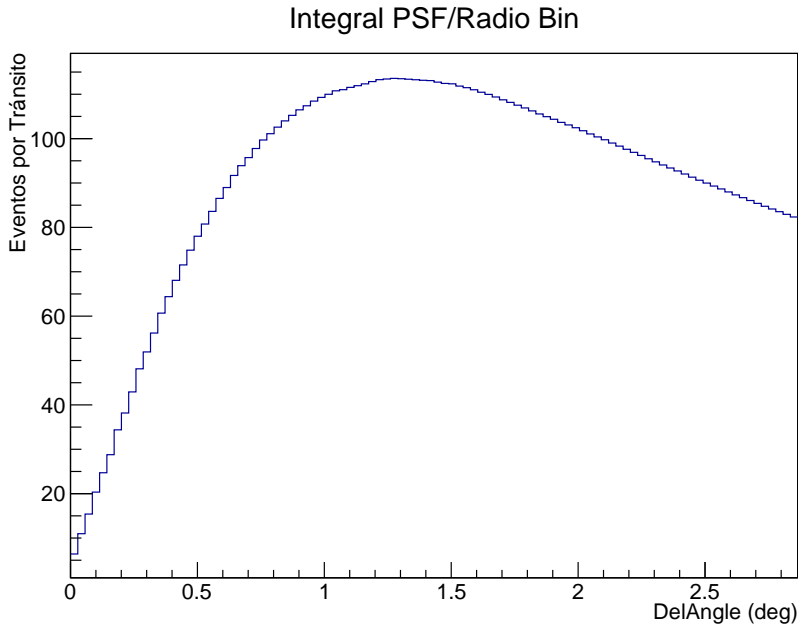


Figura 3.8: Histograma para el bin 0 de la razón entre la integral de la PSF y el valor medio del bin integrado correspondiente. El bin angular óptimo es aquel para el cual la distribución tiene su máximo.

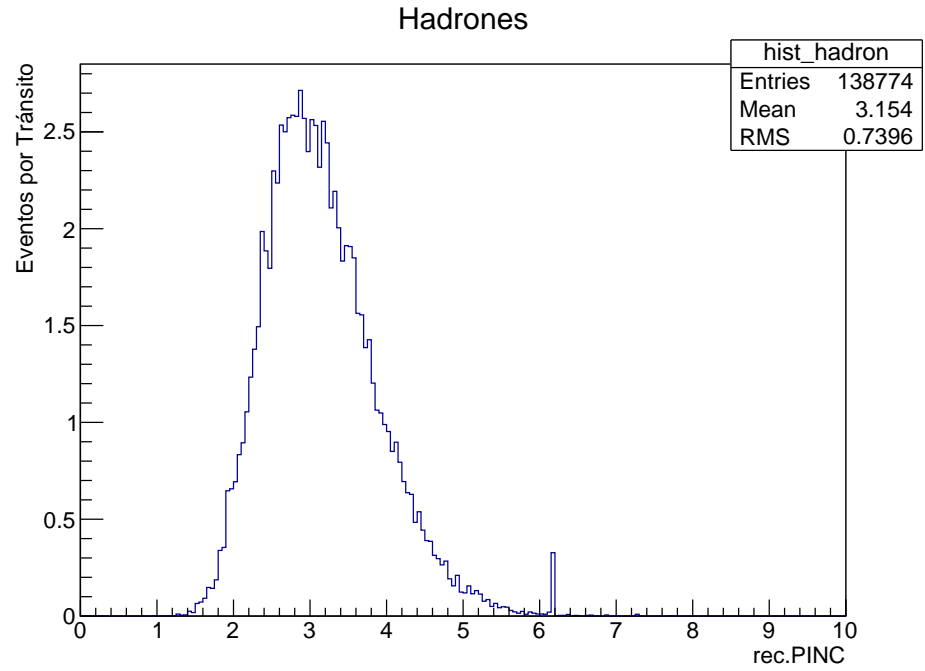
### 3.3.2. Corte Óptimo en PINC

Una vez encontrados los bins angulares óptimos, el siguiente paso es optimizar la separación gamma/hadrón realizando un corte sobre la variable **PINC**. Para esto se analiza la distribución de eventos respecto a esta variable en la simulación MC, separando los eventos en gammas y hadrones (figura 3.9). A simple vista se puede notar como **PINC** permite rechazar un gran porcentaje de hadrones, conservando prácticamente todas las gammas. Estas distribuciones son integradas y normalizadas (figura 3.10), estos nuevos histogramas nos dicen cuales son las probabilidades de gammas y hadrones.

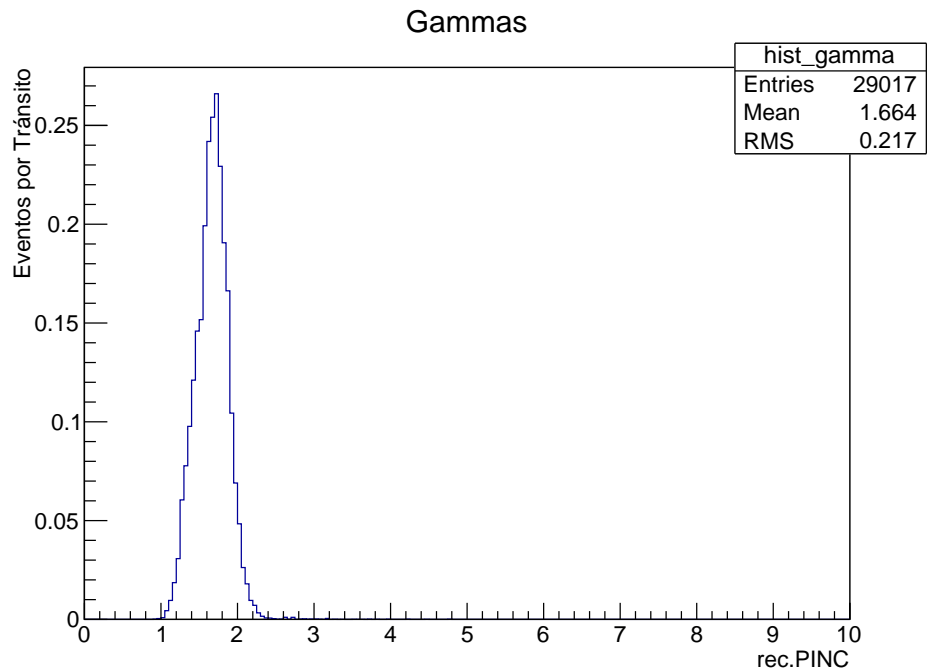
Para encontrar cuál es el valor óptimo del corte se calcula el factor  $Q$ . El valor de **PINC** para el cual el factor  $Q$  es máximo es el corte óptimo. El factor  $Q$  está definido como

$$Q = \frac{e_g}{\sqrt{e_h}}$$

donde  $e_g$  y  $e_h$  son la probabilidad integrada que se tiene en gammas y hadrones respectivamente para un cierto bin. La figura 3.11 muestra la distribución del factor  $Q$  para el bin 6.

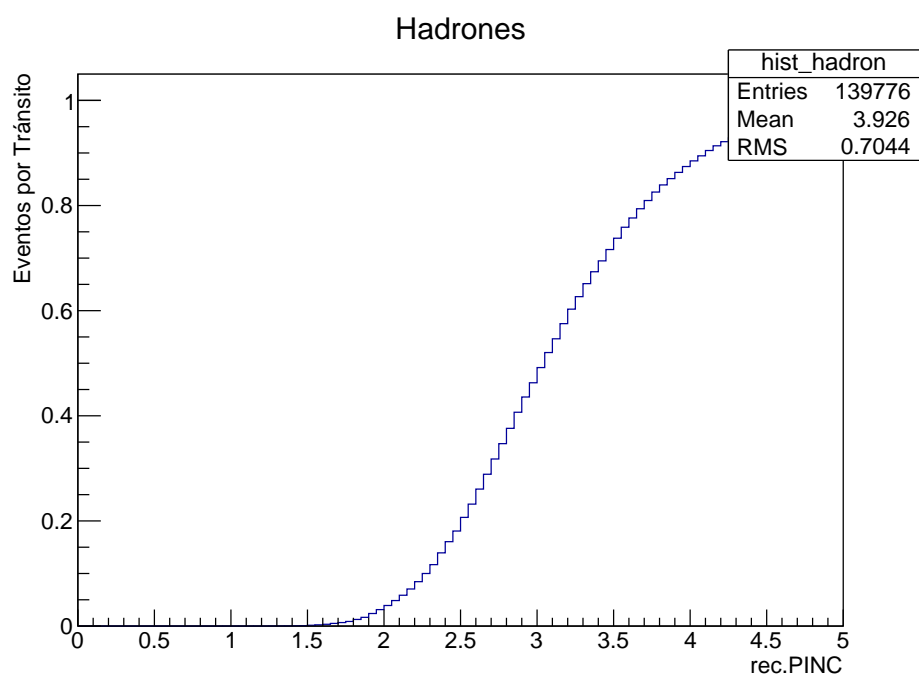


(a)

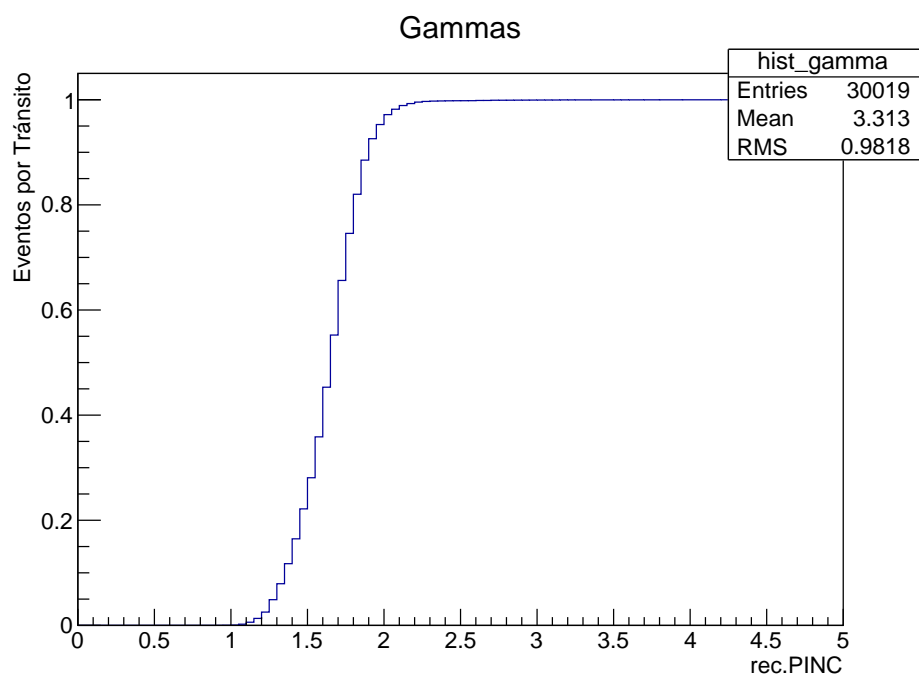


(b)

Figura 3.9: Eventos para el bin 6 de hadrones y gammas respecto a la variable **PINC**.



(a)



(b)

Figura 3.10: Integral normalizada para los eventos del bin 6 de gammas y hadrones respecto a la variable **PINC**.



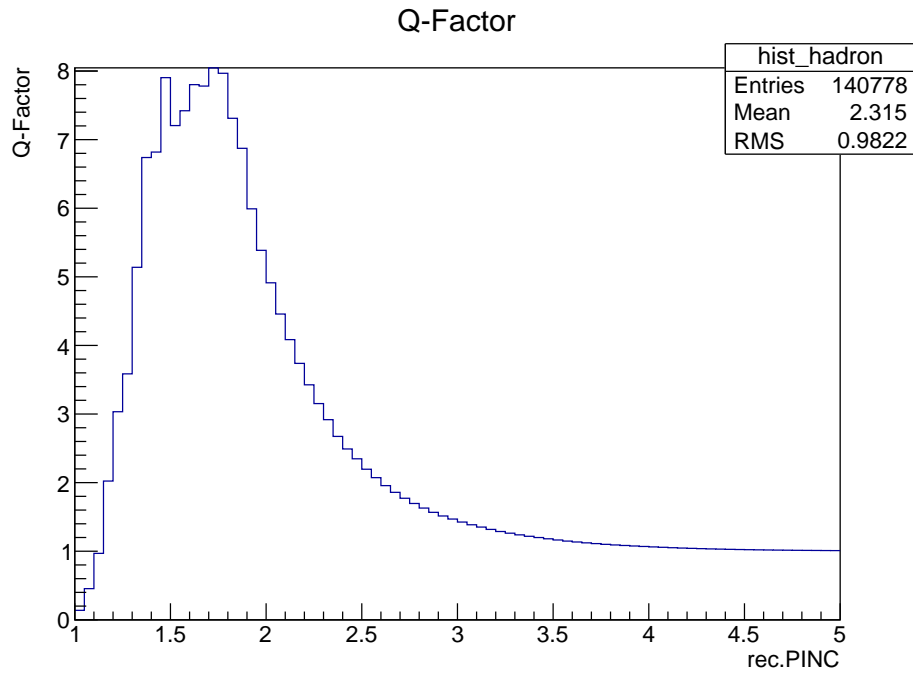


Figura 3.11: Histograma del factor Q de **PINC** para el bin 6. El punto donde se tiene el máximo corresponde al corte óptimo.

Luego de que este proceso se realiza para los 10 bins se obtienen los siguientes valores para el corte óptimo en **PINC**.

Bin	PINC
0	1.60
1	1.70
2	1.80
3	1.80
4	1.85
5	1.80
6	1.75
7	1.60
8	1.60
9	1.50

Tabla 3.3: Cortes óptimos resultantes sobre la variable **PINC** para cada bin.

### 3.3.3. Corte Óptimo en $n\text{HitSP20}/\text{CxPE40}$

Para el corte de compacidad el proceso es análogo al realizado sobre la variable **PINC**. Tomando la información de la simulación MC, se hacen los histogramas de los eventos de gammas y hadrones respecto a la variable  $n\text{HitSP20}/\text{CxPE40}$  (figura 3.12). Posteriormente se integran estas distribuciones y se normalizan para obtener los histogramas de la probabilidad integrada de gammas y hadrones respecto a  $n\text{HitSP20}/\text{CxPE40}$  (figura 3.13). Por último, se calcula el factor  $Q$  (figura 3.14) y se obtiene el valor para los 10 bins del corte óptimo de la variable en cuestión.

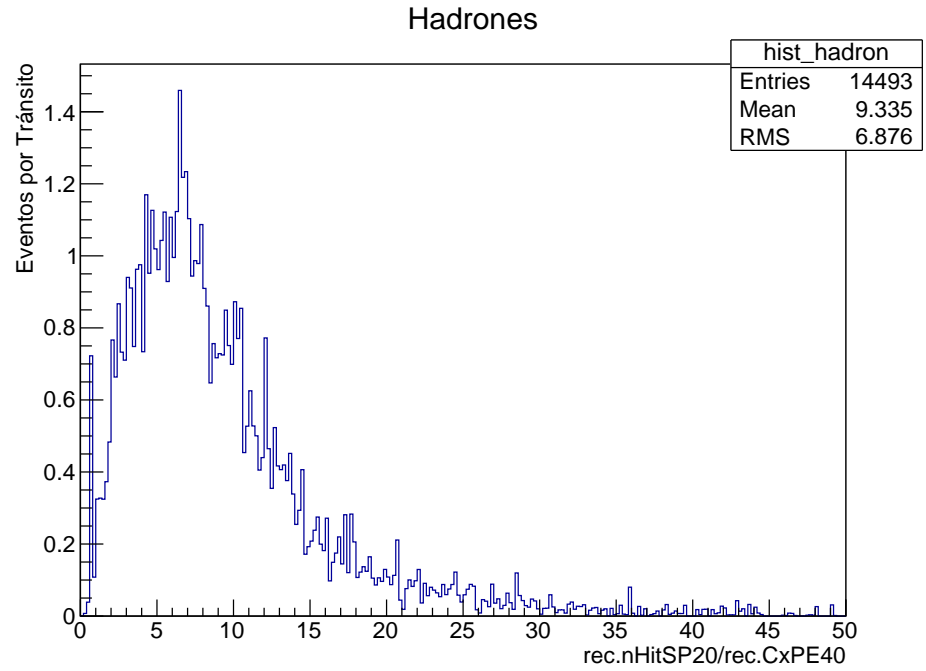
Hay que aclarar que la optimización sobre esta variable se hace posterior al corte del bin angular óptimo y al corte óptimo sobre **PINC** para cada bin, por lo que se reduce el número de gammas y hadrones disponible para optimizar la variable  $n\text{HitSP20}/\text{CxPE40}$  en los diferentes bins. Esto se ve reflejado en la distribución de los eventos hadrónicos y su probabilidad, pero principalmente en la distribución del factor  $Q$ . Esto se aprecia especialmente desde el bin 5 en adelante. La figura 3.15 muestra la distribución del factor  $Q$  para el bin 6, que comparado con el factor  $Q$  del bin 4 sigue una distribución menos uniforme.

En los bins de mayor multiplicidad la separación gamma/hadrón que se obtiene al aplicar el corte sobre la variable **PINC** es más eficiente que en los bins de baja multiplicidad. Por esta razón para los bins de alta multiplicidad (bin 6 al 9) se tiene muy baja estadística al momento de calcular, mediante el factor  $Q$ , el corte óptimo para la variable de compacidad  $n\text{HitSP20}/\text{CxPE40}$ .

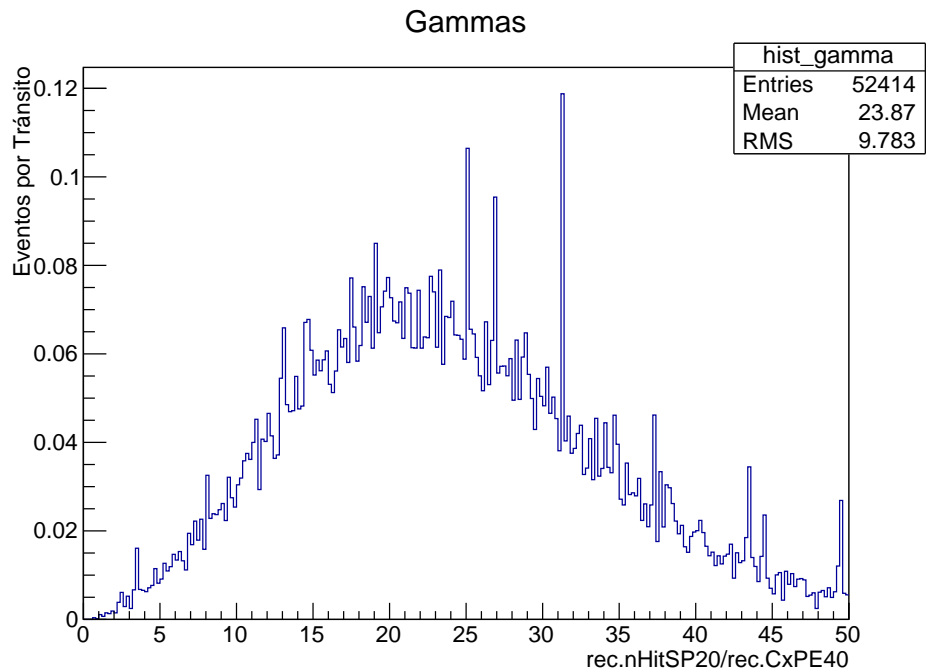
La tabla 3.4 muestra para cada bin de multiplicidad los valores obtenidos para el corte óptimo en la variable  $n\text{HitSP20}/\text{CxPE40}$ . Con estos cortes, según la simulación MC, se optimiza la separación gamma/hadron.

Bin	SP20
0	5.60
1	8.20
2	11.80
3	16.00
4	20.80
5	29.80
6	27.60
7	10.00
8	13.00
9	10.20

Tabla 3.4: Cortes óptimos resultantes sobre la variable  $n\text{HitSP20}/\text{CxPE40}$  para cada bin.



(a)

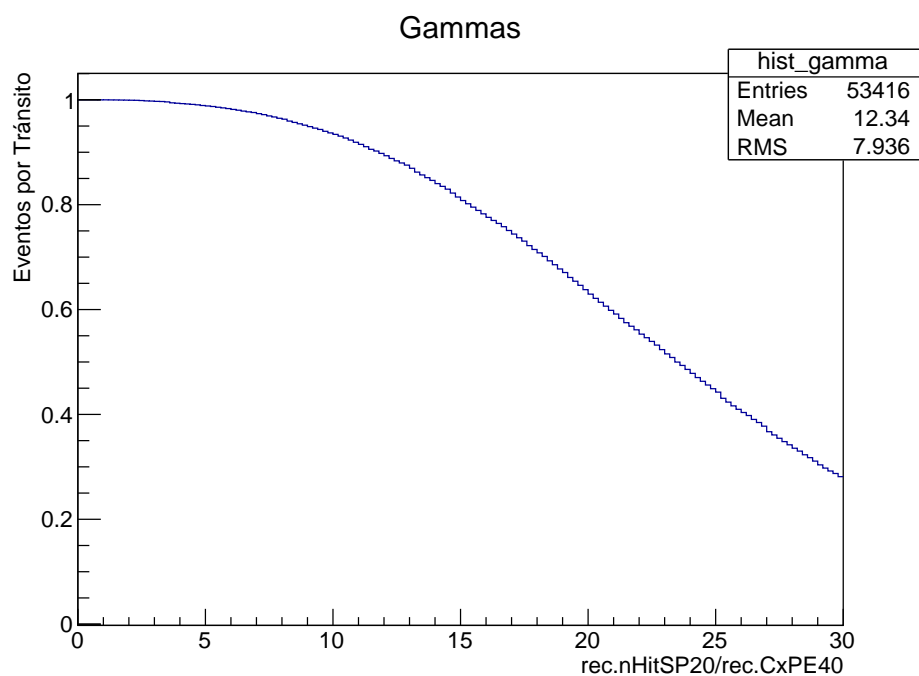


(b)

Figura 3.12: Eventos para el bin 4 de gammas y hadrones respecto a la variable  $n\text{HitSP20}/C\text{xPE40}$ .



(a)



(b)

Figura 3.13: Integral normalizada para los eventos del bin 4 de gammas y hadrones respecto a la variable  $n\text{HitSP20}/C_{x\text{PE40}}$ .

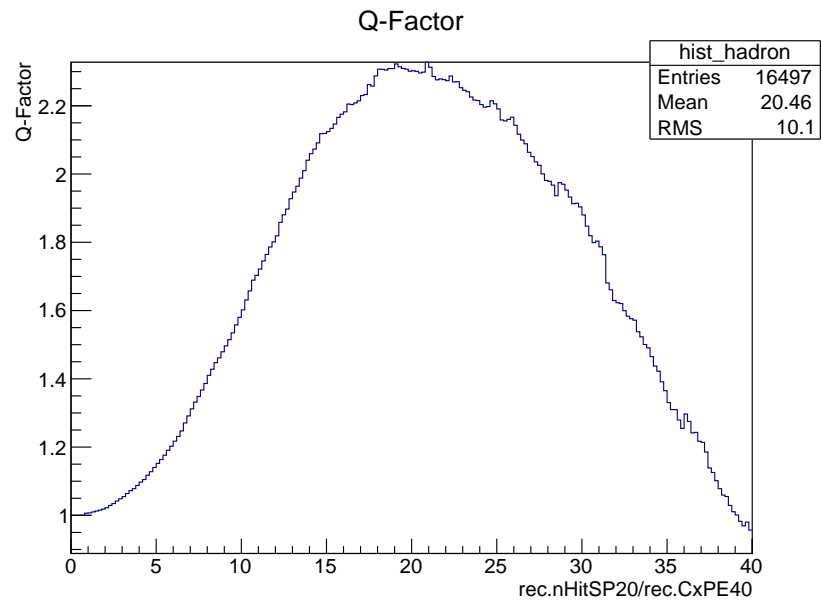


Figura 3.14: Histograma del factor  $Q$  de la variable  $n\text{HitSP20}/C\text{xPE40}$  para el bin 4. El punto donde se tiene el máximo corresponde al corte óptimo.

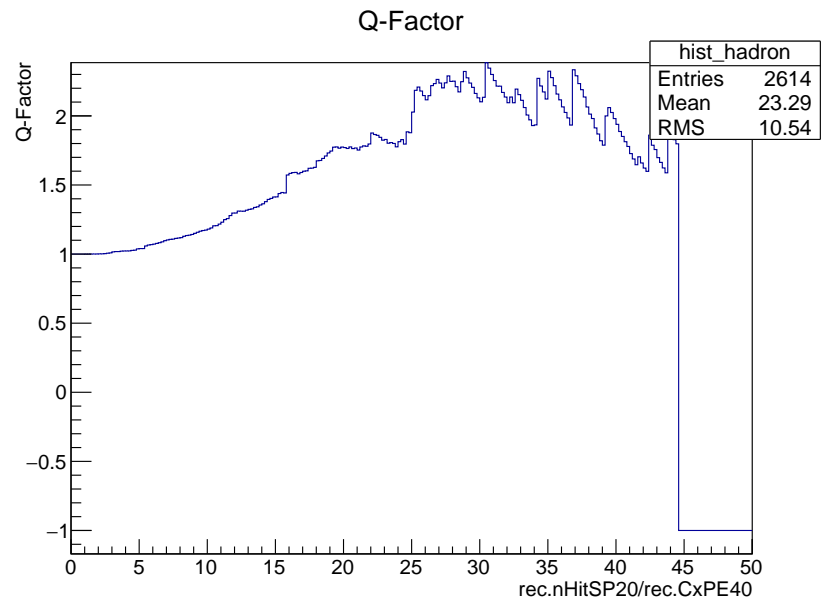


Figura 3.15: Histograma del factor  $Q$  de la variable  $n\text{HitSP20}/C\text{xPE40}$  para el bin 6. El punto donde se tiene el máximo corresponde al corte óptimo.

### 3.3.4. Significancia

En la astrofísica de altas energías, solamente se puede hablar de la detección de una fuente cuando la señal detectada en una región del cielo sobrepasa al fondo (considerado isotrópico alrededor de esta región) con una significancia estadística de al menos  $5\sigma$ . Esta es otra de las razones por la cual la optimización en la separación gamma/hadrón es muy importante en el análisis de datos. En general, la cantidad de eventos en cada uno de los bins depende en el tiempo de exposición del instrumento, aunque esto se tratará con más detalle en el siguiente capítulo.

Al estar usando una simulación MC se tiene la ventaja de poder diferenciar los eventos de gammas y hadrones con exactitud. De esta manera, para obtener la señal y el fondo esperado se integra la distribución de gammas y hadrones respecto al logaritmo de la energía. En un primer cálculo se obtiene la señal y el fondo para cada bin de energía, y con esto se obtiene la significancia por día y por año sin aplicar ningún corte. Donde la significancia está dada por

$$\text{Significancia} = \sqrt{\text{días}} \cdot \frac{\text{señal}}{\sqrt{\text{fondo}}}$$

Una vez que se han encontrado los cortes óptimos para el bin angular, **PINC** y **nHitSP20/CxPE40**, se vuelve a obtener la señal y el fondo resultante de aplicar estos cortes y con éstos se calcula una nueva significancia. A continuación se muestran los valores obtenidos para la significancia, por día y por año, luego de aplicar los cortes para una fuente como la Nebulosa del Cangrejo.

Bin	Significancia por día	Significancia por año
0	0.637	12.17
1	0.940	17.96
2	1.372	26.21
3	1.932	36.91
4	2.699	51.57
5	3.604	68.86
6	5.012	95.75
7	3.841	73.38
8	3.330	63.62
9	4.629	88.43

Tabla 3.5: Significancia resultante de aplicar los cortes óptimos obtenidos con *Sensi* en cada bin.

La significancia total está dada por

$$S_{Tot} = \sqrt{\sum_{i=0}^9 S_i^2}$$

donde  $S_i$  es la significancia que se tiene para cada bin. Lo anterior para una fuente con un espectro de energía similar al de la fuente de la simulación MC; luego de aplicar los cortes óptimos obtenidos con el código *Sensi* sobre las variables separadoras gamma/hadrón a los datos. De esta manera es posible calcular la significancia total con la que se espera que el observatorio HAWC detecte una fuente puntual en un cierto periodo de tiempo.

## Capítulo 4

# Análisis y Resultados

En el capítulo anterior se obtuvo la sensibilidad esperada del observatorio HAWC para una fuente similar a la Nebulosa del Cangrejo utilizando una simulación MC. En este capítulo se aplicarán los cortes óptimos obtenidos a datos reales tomados con HAWC en un periodo de tiempo que comprende del 27 de noviembre de 2014 hasta el 9 de diciembre de 2015. Es decir, se analizan datos con una duración total de 1 año 13 días. Se hizo una selección, de tal manera que el Cangrejo se encontraba en tránsito en todos los archivos de datos.

En la siguiente sección se hablará de la diferencia entre el flujo diferencial y el flujo integral. Posteriormente se darán las características principales de la Nebulosa del Cangrejo y su Pulsar. Finalmente se presentan los mapas de significancia resultantes de optimizar la separación gamma/hadrón con los cortes calculados con el código *Sensi* para la Nebulosa del Cangrejo.

### 4.1. Flujo Diferencial e Integral

Para poder medir el número de partículas incidentes por unidad de tiempo en un detector de área  $A$  a un ángulo sólido dado  $d\Omega$  se definen dos cantidades. Usualmente, el área que ven las partículas depende de su dirección de llegada, la cual viene dada por los ángulos cenital  $\theta$  y azimutal  $\phi$ , en una pequeña región angular  $d\Omega = \sin\theta d\phi d\theta$ , por lo tanto  $A = A(\theta, \phi) = A(\Omega)$ . Así, se define la cantidad

$$A\Omega \equiv \int A(\Omega) \cdot d\Omega \quad [cm^2 sr] \quad (4.1)$$

llamada el *factor geométrico*. La tasa de eventos en el detector está dado por el producto del flujo de partículas y el factor geométrico.

La intensidad en función de la energía se determina utilizando detectores capaces de medir la energía de las partículas incidentes. Por lo que el número de partículas que llegan dentro de un cierto intervalo de energía  $dE$  y un



ángulo sólido  $d\Omega$  representa la *intensidad diferencial de partículas a una cierta energía en un cierto ángulo sólido*; esta cantidad recibe en la literatura el nombre de *flujo diferencial* y está dado por

$$\Phi(E) \equiv \frac{d^2\varphi(E)}{dEd\Omega} \equiv \frac{dN}{A \cdot d\Omega \cdot T \cdot dE} \left[ \frac{\text{partículas}}{\text{cm}^2 \text{sr s energía}} \right] \quad (4.2)$$

En ocasiones, se puede tener interés en medir partículas solamente si su energía es mayor a una energía umbral  $E_0$ . Esta cantidad representa la *intensidad integral de partículas con energía  $> E_0$*  y recibe en la literatura el nombre de *flujo integral*, el cual está dado por

$$\Phi(> E_0) \equiv \frac{d\varphi(E)}{d\Omega} = \int_{E_0}^{\infty} \frac{d^2\varphi}{dEd\Omega} dE \left[ \frac{\text{partículas}}{\text{cm}^2 \text{sr s}} \right] \quad (4.3)$$

En la mayoría de los casos, al igual que en HAWC, nos interesa saber cuál es el flujo a través de una superficie plana. Con lo que el flujo diferencial de partículas a través de un detector plano desde un hemisferio es

$$\Phi(E) = \int \frac{d^2\varphi}{dEd\Omega} \cos\theta d\Omega \left[ \frac{\text{partículas}}{\text{cm}^2 \text{s energía}} \right] \quad (4.4)$$

donde  $d\Omega$  es el elemento de ángulo sólido usual,  $\theta$  el ángulo entre el vector perpendicular al área  $A$  y la dirección de la partícula incidente.

Por último, cabe mencionar que el flujo diferencial es el más utilizado por los distintos experimentos de rayos gamma al reportar sus resultados para distintas fuentes astronómicas.

## 4.2. Nebulosa del Cangrejo

La Nebulosa del Cangrejo (figura 4.1) se localiza en nuestra Galaxia a 2 *kpc* de la Tierra en la constelación de Tauro. Es una SNR clasificada como un PWN, cuyo pulsar tiene un periodo rotacional de 33 *ms* y una luminosidad de  $5 \times 10^{38} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ . El pulsar del Cangrejo se cree que es la fuente de energía que alimenta a la nebulosa circundante, lo que permite establecer un modelo magnetohidrodinámico para explicar las principales características de la nebulosa[32].

La emisión de la Nebulosa del Cangrejo, comprendida entre ondas de radio y fotones con energía del orden de *GeV*, es consistente con la emisión sincrotrón de electrones relativistas. Sin embargo, para energías más altas no es claro cuál es el mecanismo de emisión, aunque se cree que uno de los mecanismos dominantes es la dispersión Compton inversa, donde la misma población de electrones relativistas que producen la radiación sincrotrón acelera fotones de baja energía en la nebulosa, cuyo radio aproximado es de 3 *pc*.

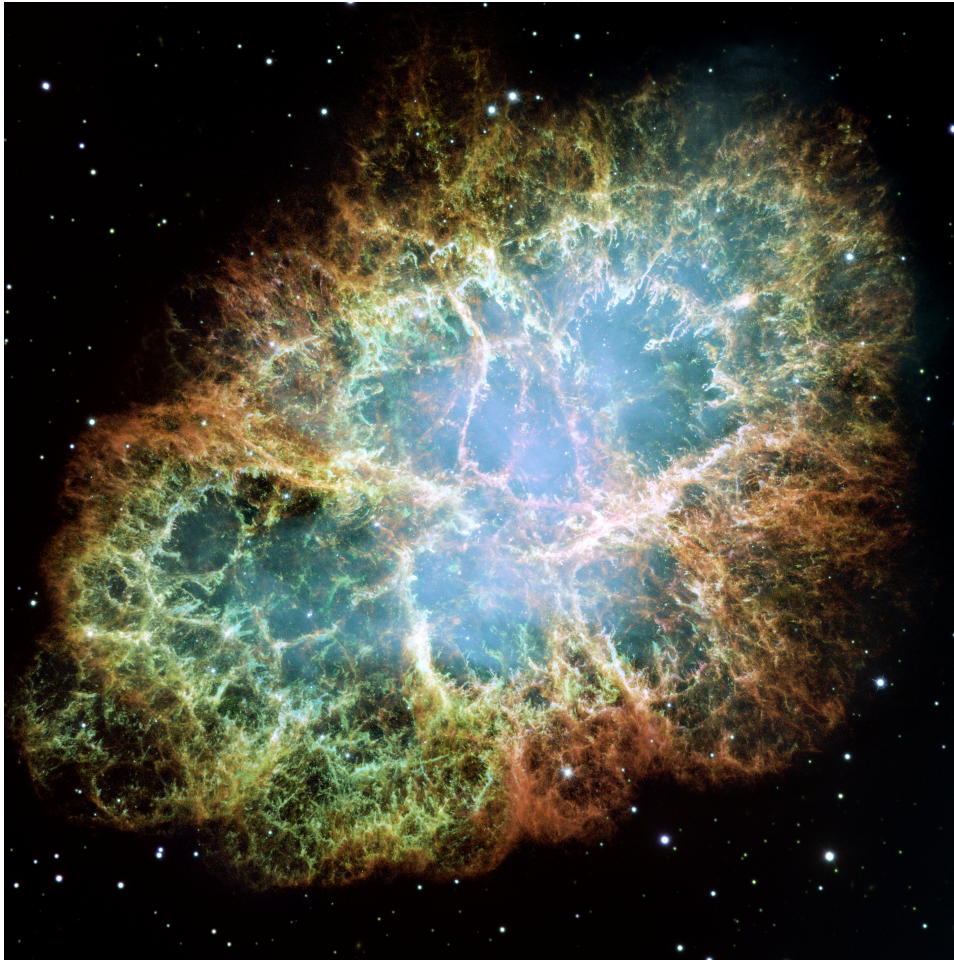


Figura 4.1: Imagen de la Nebulosa del Cangrejo tomada con el telescopio Hubble de la NASA.

Como se mencionó en la sección 1.2, la Nebulosa del Cangrejo fue la primera fuente de rayos gamma en ser detectada a energías del orden de  $TeV$ . Desde entonces se ha estudiado mejor su espectro de energía, resultando ser la fuente más intensa de emisión estable de rayos gamma de muy alta energía. Por esta razón es utilizada como la fuente estándar de calibración para los detectores de rayos gamma terrestres, como es el caso de HAWC. Así como para probar el desempeño de los observatorios y optimizar los procesos de reconstrucción y análisis de datos.

Uno de los espectros de energía reportado por el observatorio HESS para la Nebulosa del Cangrejo corresponde a una ley de potencia, donde el índice espectral es  $\alpha = 2.63 \pm 0.02$  y una normalización del flujo diferencial a

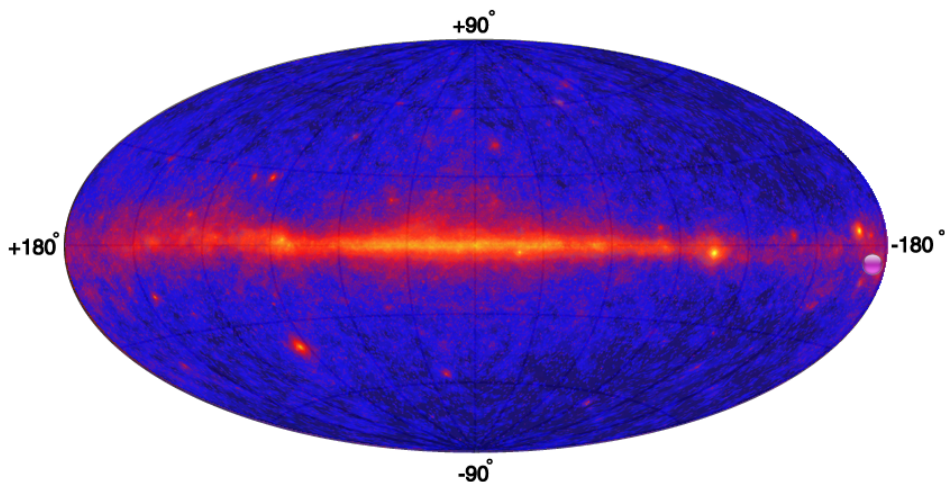


Figura 4.2: Ubicación de la Nebulosa del Cangrejo (círculo rosa) en el sistema de coordenadas galácticas.

1  $TeV$  de  $I_0 = (3.45 \pm 0.05) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ . El error asociado a estos parámetros es únicamente de carácter estadístico, sin contemplar posibles errores sistemáticos por parte del detector[33]. Las observaciones de las que se obtuvo este espectro fueron hechas entre octubre de 2003 y enero de 2005, con un total de 22.9 horas. Notemos que este espectro reportado por HESS es el mismo espectro de energía de la fuente simulada en el MC de HAWC.

Para finalizar, se muestra un mapa en coordenadas galácticas donde se señala la posición en la que se encuentra la Nebulosa del Cangrejo. Siendo sus coordenadas, longitud ( $l$ )  $184.56^\circ$  y latitud ( $b$ )  $-5.79^\circ$ . Aunque los mapas presentados en las siguientes secciones están en coordenadas ecuatoriales, donde el punto de ascensión recta ( $\alpha$ )  $83.60^\circ$  y declinación ( $\delta$ )  $22.01^\circ$  corresponde a la posición real de la Nebulosa del Cangrejo.

### 4.3. Mapas

A continuación se presentan los mapas de significancia resultantes de realizar la separación gamma/hadrón sobre datos de HAWC utilizando los cortes óptimos encontrados en el capítulo 3 para los separadores gamma/hadrón. Además, se presentan los mapas de eventos y de fondo estimado para ilustrar el proceso por el cual se obtiene el mapa de significancia. Se dividen los resultados en tres grupos de bins de multiplicidad, y se muestran para un bin representativo de cada grupo. Luego se muestra el mapa de significancia considerando únicamente los bins del 2 al 9.

## 4.3.1. Bin 0-1

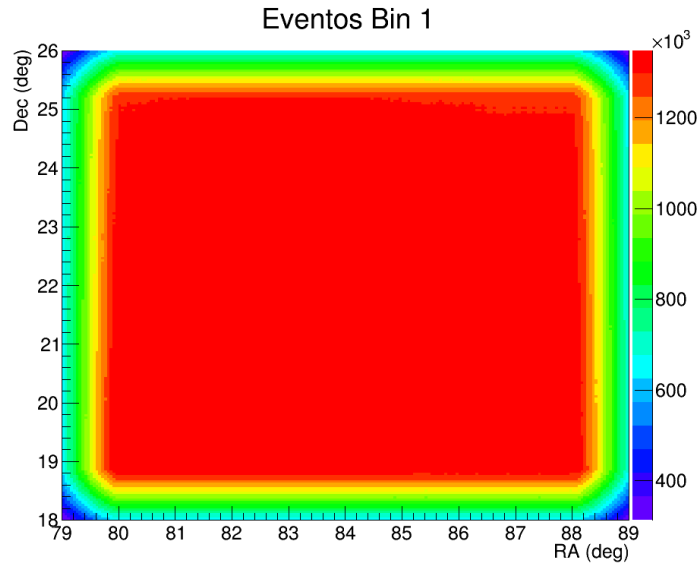


Figura 4.3: Mapa de eventos, es decir cascadas atmosféricas, registrados por HAWC alrededor de la posición del Cangrejo. A estos datos se les aplicó el corte óptimo en **PINC** y **nHitSP20/CxPE40**.

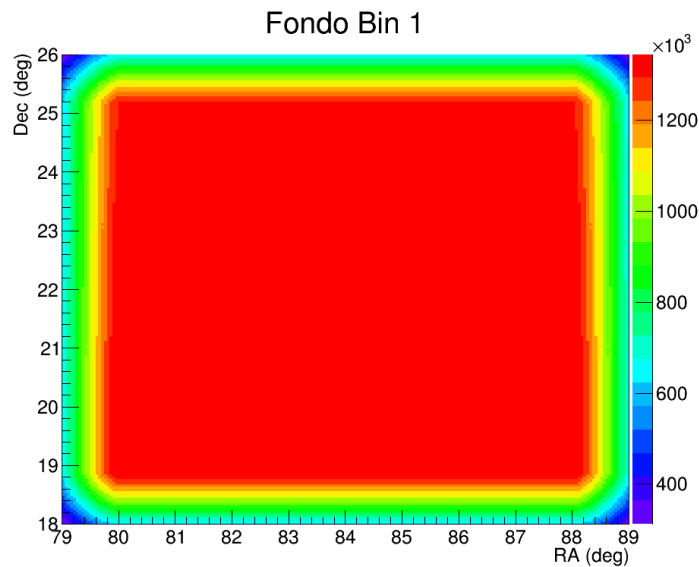


Figura 4.4: Mapa de la estimación del fondo mediante el método de integración directa alrededor de la posición del Cangrejo.

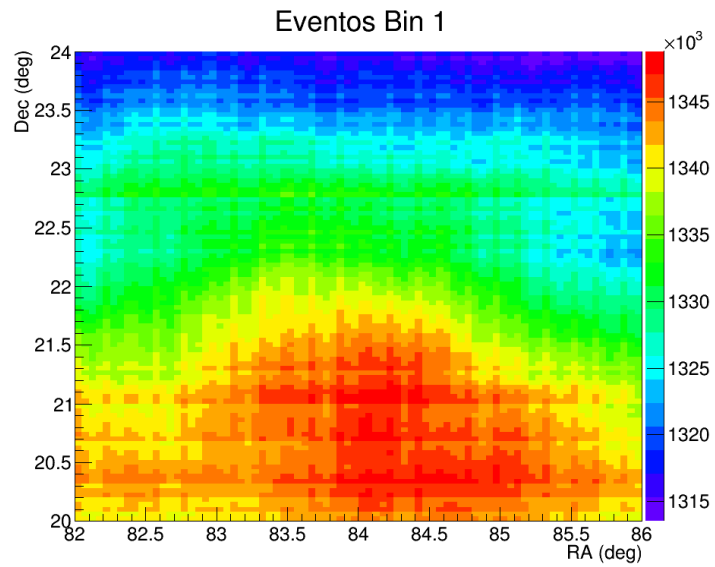


Figura 4.5: Acercamiento al mapa de eventos de la figura 4.3 alrededor de la posición del Cangrejo.

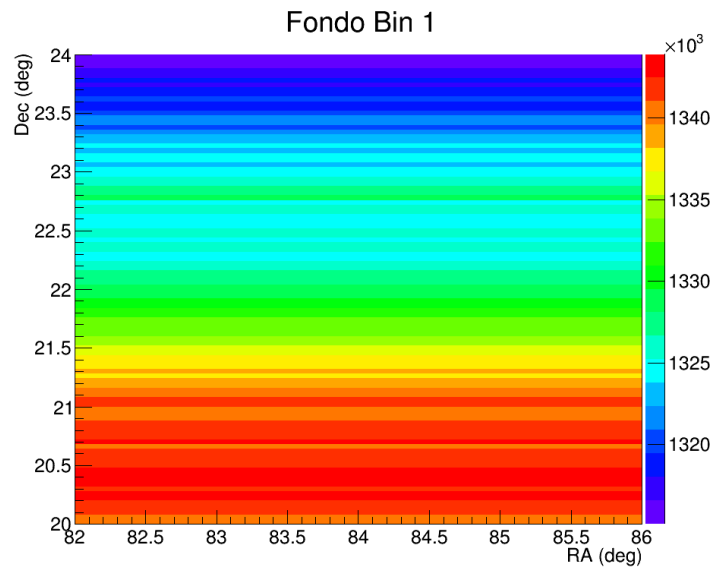


Figura 4.6: Acercamiento al mapa de la estimación del fondo de la figura 4.4 alrededor de la posición del Cangrejo. Las franjas se deben a que se toman bandas de declinación para estimar el fondo.

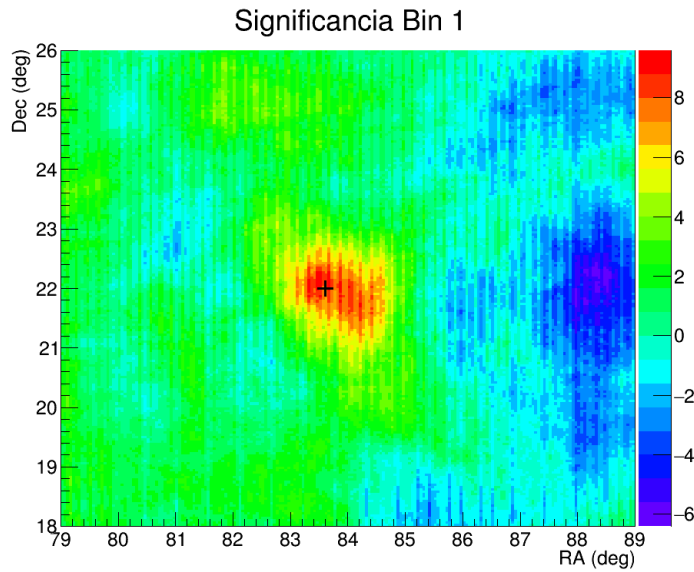


Figura 4.7: Mapa de significancia alrededor de la posición del Cangrejo. La cruz señala la posición real de la Nebulosa.

Puesto que los resultados obtenidos para los bins 0 y 1 son similares, se presentan únicamente los del bin 1. Recordemos que para obtener la significancia hay que obtener la señal registrada por el detector y dividirla entre la raíz cuadrada del fondo. La señal se obtiene al sustraer el fondo a los eventos registrados. De esta manera, para este bin podemos notar que el fondo y los eventos son bastante parecidos (figuras 4.3 y 4.4), es decir no se tiene una separación  $\gamma$ /hadrón óptima. Por esta razón no es posible distinguir la señal del ruido de fondo apropiadamente. Al hacer un acercamiento es posible distinguir diferencias entre el fondo y los eventos, sin embargo siguen siendo mínimas (figuras 4.5 y 4.6).

Al observar el mapa de significancia (figura 4.7), no queda claro si atribuir la significancia a que se está detectando una fuente o simplemente se tienen fluctuaciones en la radiación de fondo. Mediante el método de Li & Ma, descrito en [34], se puede calcular el nivel de confianza con el que se asegura que se está detectando una fuente. Basta con ver la distribución de la significancia estadística, la cual sigue una distribución gaussiana si no hay fuente. Si la señal es debida a la existencia de una fuente, la distribución de la significancia estadística deja de seguir la de una gaussiana únicamente en su parte derecha. Sin embargo, para los bins 0 y 1 este método no nos permite hacer alguna conclusión al respecto, pues la distribución de la significancia estadística no muestra algún tipo de distribución en particular (figura 4.8).

Estos resultados nos muestran un claro problema en los bins de multiplicidad 0 y 1; y resolverlos está más allá del presente trabajo.

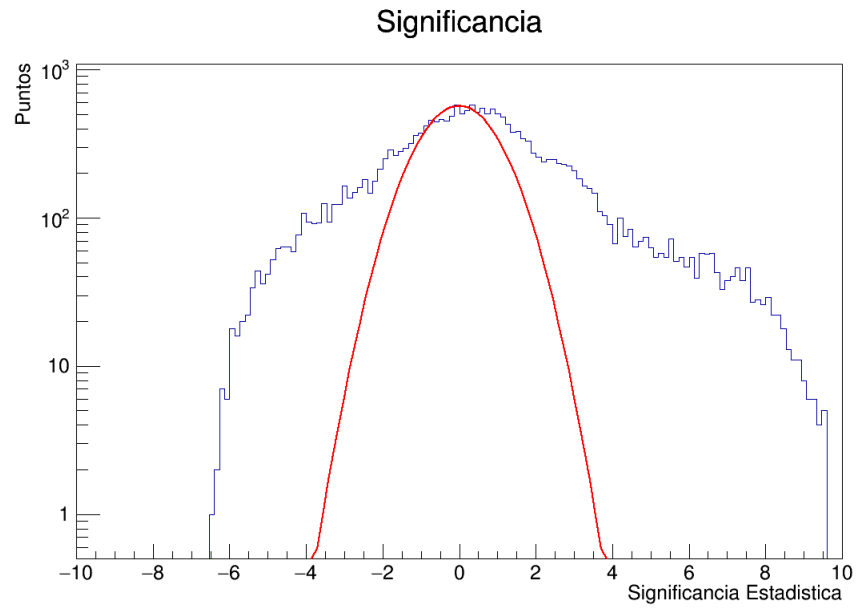


Figura 4.8: Distribución de la significancia estadística para el bin 1. En rojo se muestra el ajuste gaussiano que la distribución seguiría si la hipótesis de que no hay fuente fuera cierta. Sin embargo, no es posible comparar con alguna distribución estos datos.

## 4.3.2. Bins 2-4

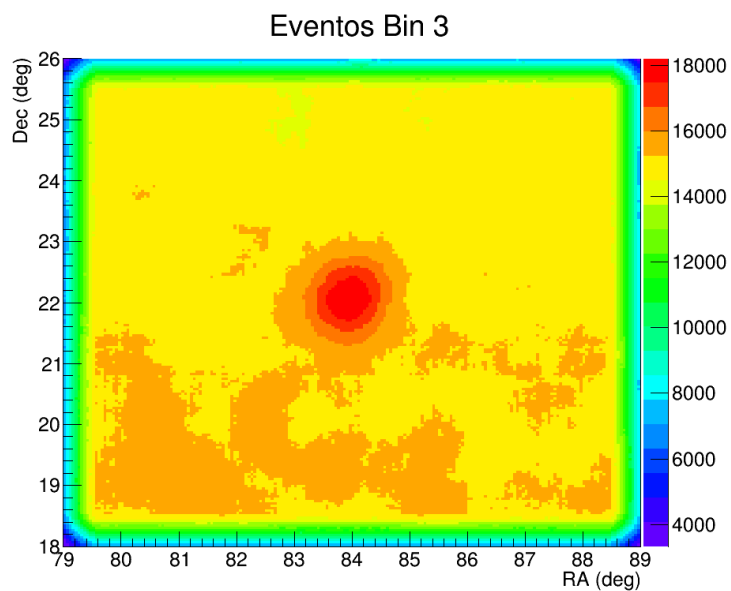


Figura 4.9: Mapa de eventos registrados por HAWC alrededor de la posición del Cangrejo.

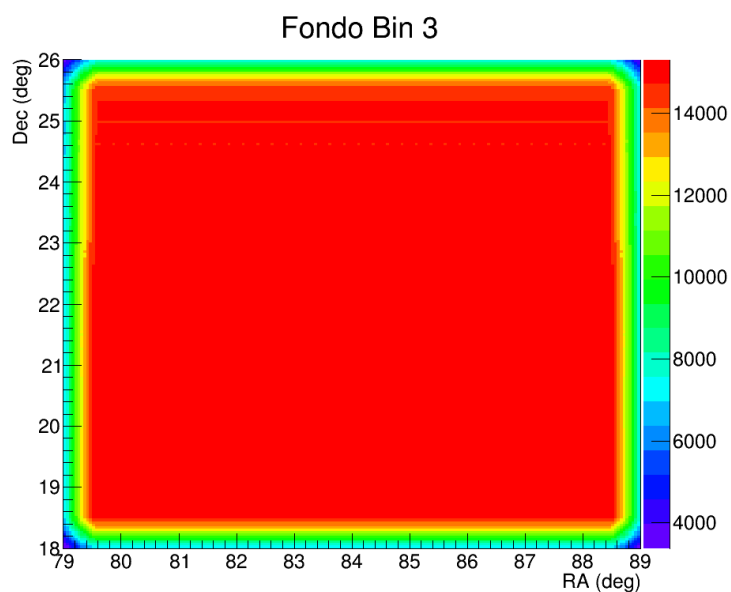


Figura 4.10: Mapa de la estimación del fondo alrededor de la posición del Cangrejo.



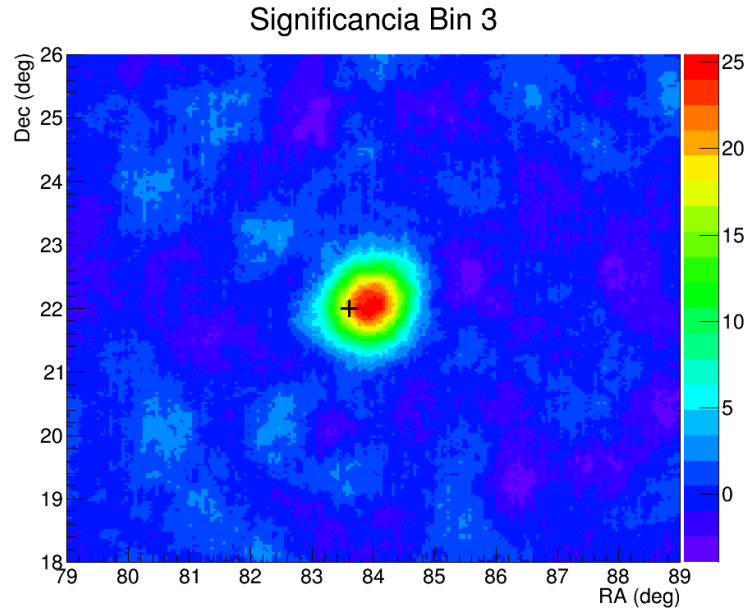


Figura 4.11: Mapa de significancia alrededor de la posición del Cangrejo. La cruz señala la posición real de la Nebulosa.

En representación de este conjunto de bins de multiplicidad se ha tomado el bin 3. Para estos bins se puede notar, sin la necesidad de un acercamiento a la vecindad del Cangrejo, una diferencia entre el fondo estimado y los eventos registrados (figura 4.9 y 4.10). Esto significa que para este conjunto de bins los cortes aplicados sobre **PINC** y **nHitSP20/CxPE40** nos permiten diferenciar la señal del fondo mejor que en el bin 0 y 1. Aunque de los histogramas de eventos y fondo, podemos darnos cuenta que, en la región del Cangrejo, poco menos del 20% de los eventos son señal.

En el mapa de significancia (figura 4.11) podemos ver claramente la detección de la fuente. Siendo la máxima significancia con la que es detectada la Nebulosa del Cangrejo, de aproximadamente  $25\sigma$ . Observando la distribución de la significancia estadística queda claro que se está detectando una fuente, ya que tenemos excesos en la parte derecha de dicha distribución con lo que un ajuste gaussiano no la describe (figura 4.12). Esto quiere decir que la hipótesis de que no hay fuente y que los excesos se deben a fluctuaciones del ruido de fondo queda descartada.

Otro aspecto importante que podemos notar es el desplazamiento en ascensión recta de la Nebulosa del Cangrejo. Este desplazamiento es de aproximadamente  $+0.3^\circ$  respecto a su posición real, ubicándose en el punto  $83.9^\circ$  de ascensión recta. Para la declinación no se aprecia algún desplazamiento detectable a simple vista.

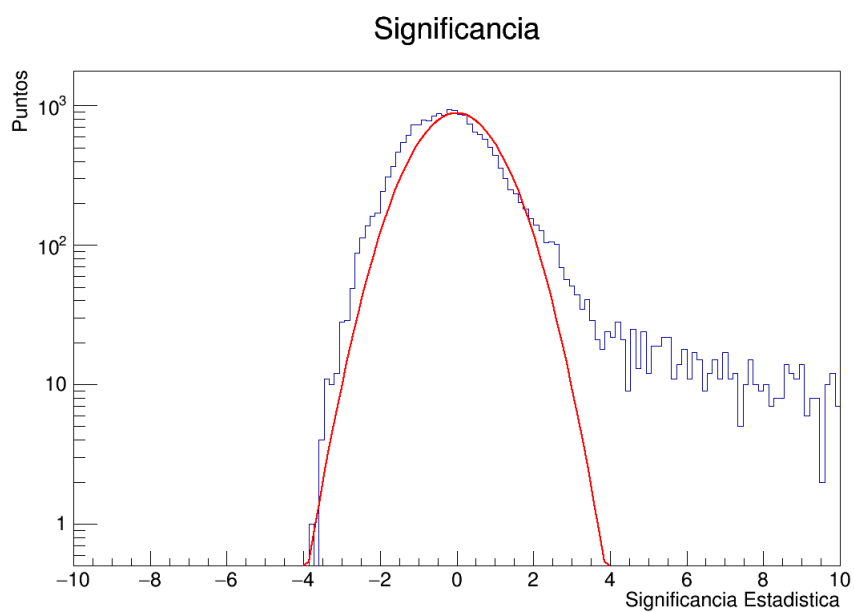


Figura 4.12: Distribución de la significancia estadística para el bin 3. En rojo se muestra el ajuste gaussiano que la distribución seguiría si la hipótesis de que no hay fuente fuera cierta. Aquí se observan excesos en la parte derecha de la distribución, indicándonos que la señal se debe a una fuente.

### 4.3.3. Bins 5-9

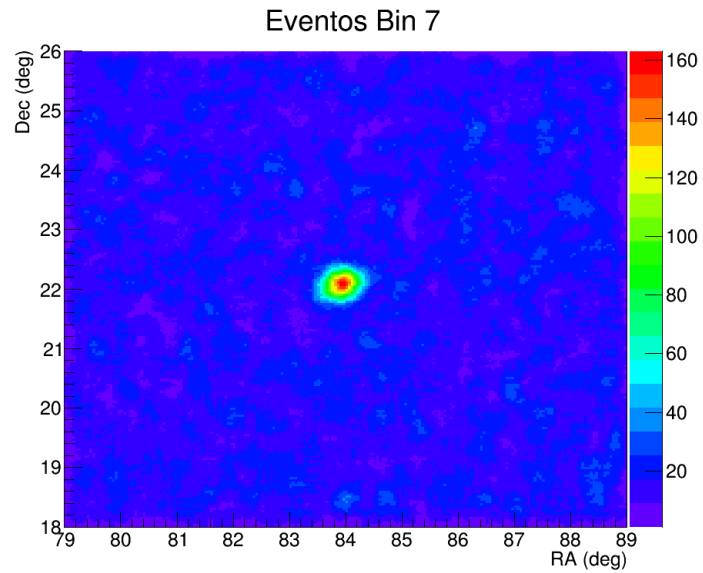


Figura 4.13: Mapa de eventos registrados por HAWC alrededor de la posición del Cangrejo.

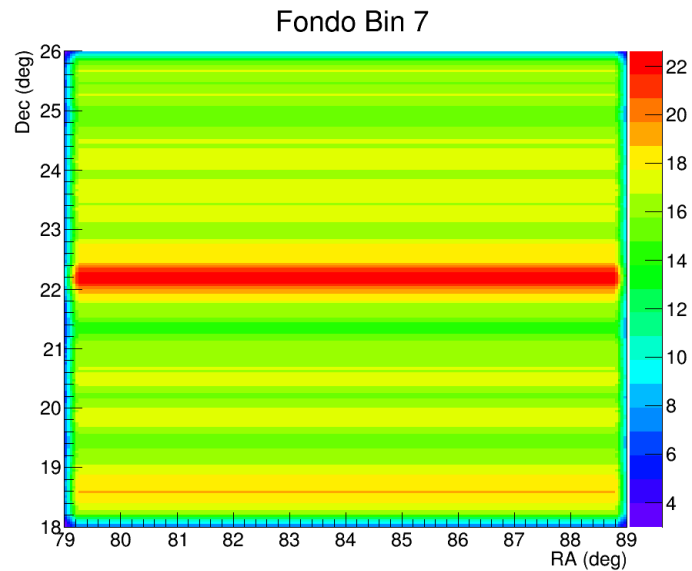


Figura 4.14: Mapa de la estimación del fondo alrededor de la posición del Cangrejo.

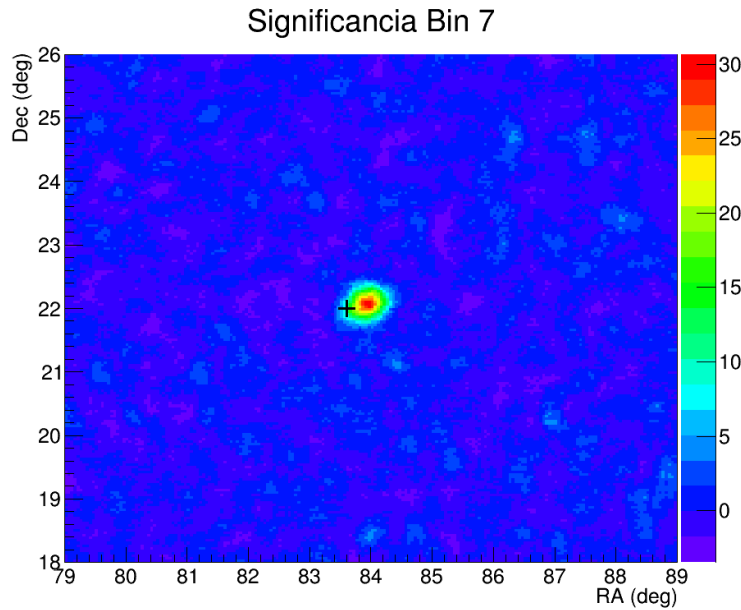


Figura 4.15: Mapa de significancia alrededor de la posición del Cangrejo. La cruz señala la posición real de la Nebulosa.

Por último tenemos el conjunto de bins de multiplicidad del 5 al 9, siendo el bin 7 el representante de dicho conjunto. Esta vez se puede apreciar con detalle una concentración de eventos alrededor del punto  $(83.9^\circ, 22.05^\circ)$ . Comparando las entradas del mapa de eventos con las del mapa de fondo tenemos que casi el 90% de los eventos son señal. Todo esto quiere decir que para estos bins la separación  $\gamma$ /hadrón es óptima, permitiéndonos diferenciar nuestra señal del fondo con bastante precisión y conservando fondo suficiente para realizar estadística.

Podemos ver en el mapa de significancia (figura 4.15) que el máximo es de aproximadamente  $30\sigma$  y este se encuentra en el punto  $(83.9^\circ, 22.05^\circ)$ . Si observamos la distribución de la significancia estadística, es claro que la señal es debida a la existencia de una fuente y no a fluctuaciones del ruido de fondo (figura 4.16).

Se puede también ver una gran similitud entre el mapa de eventos y el de significancia, distinguiéndose la fuente fácilmente gracias a los cortes aplicados en las variables **PINC** y **nHitSP20/CxPE40**. Tenemos entonces que para estas energías (bin 5 al 9) la separación  $\gamma$ /hadrón es mejor que para multiplicidades más bajas (bin 0 al 4).

Una vez más se tiene un desplazamiento de  $+0.3^\circ$  en ascensión recta, mientras que en declinación únicamente se tiene un desplazamiento de  $0.04^\circ$  con respecto a la posición real del Cangrejo.

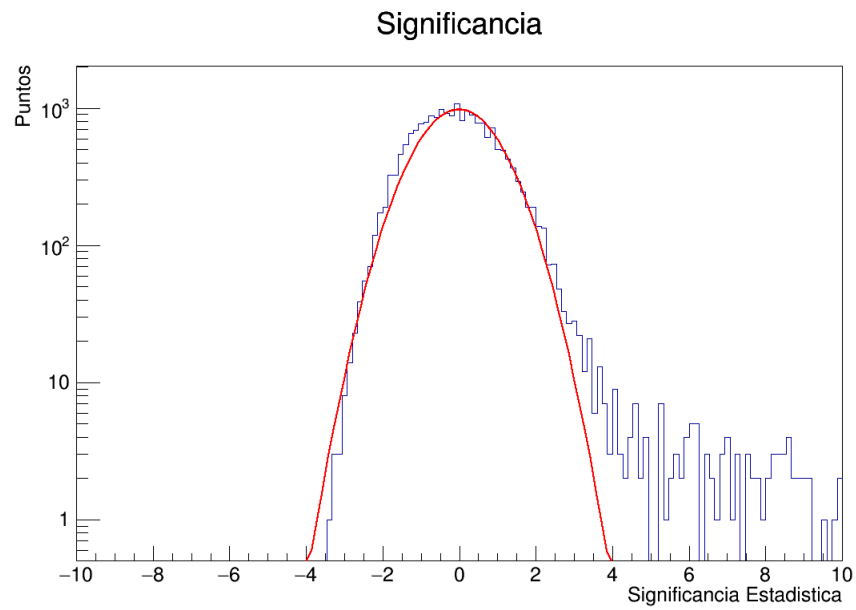


Figura 4.16: Distribución de la significancia estadística para el bin 7. En rojo se muestra el ajuste gaussiano que la distribución seguiría si la hipótesis de que no hay fuente fuera cierta. Aquí se observan excesos en la parte derecha de la distribución, indicándonos que la señal se debe a una fuente.

## 4.3.4. Mapa de Significancia Bins 2-9

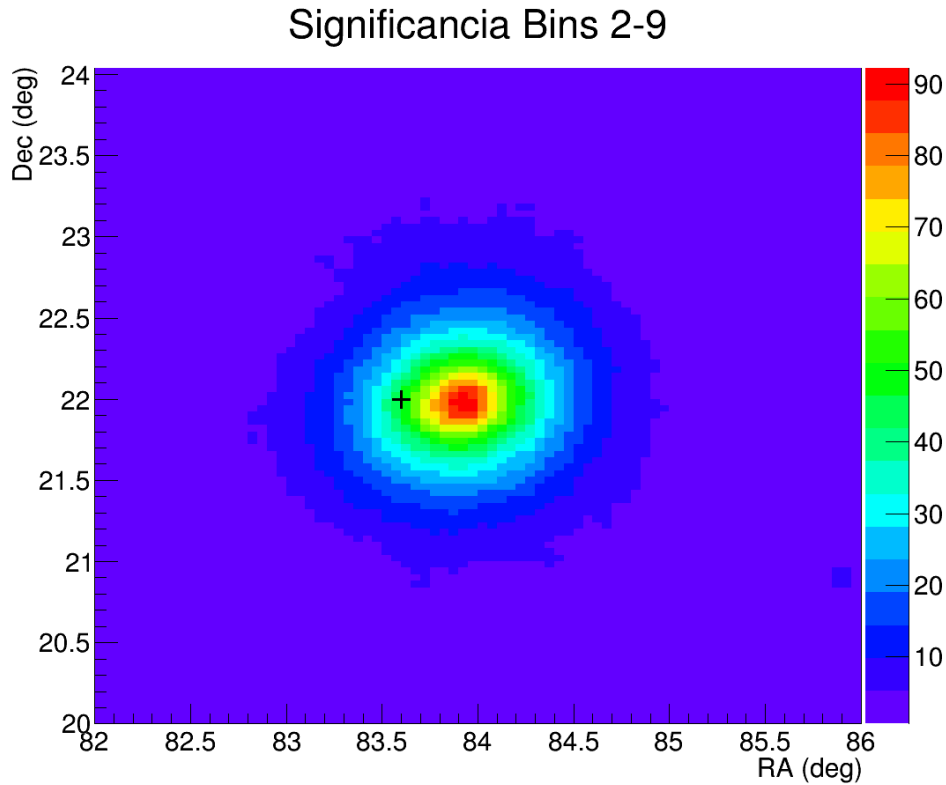


Figura 4.17: Mapa de significancia resultante de sumar la significancia obtenida del bin 2 al 9. La cruz señala la posición real de la Nebulosa.

De los resultados anteriores tenemos que tanto con el bin 0 como con el bin 1 es difícil realizar algún tipo de análisis. Por esta razón solamente se consideran los resultados obtenidos para los bins de multiplicidad del 2 al 9. Las significancias de cada uno de los bins se suma de forma cuadrática. Así, al sumar las significancias obtenemos el mapa que se muestra en la figura 4.17.

La significancia máxima es de aproximadamente  $90 \sigma$  y corresponde al punto  $(83.9^\circ, 21.99^\circ)$ . Se tiene que el punto de máxima significancia se encuentra desplazado  $+0.3^\circ$  en ascensión recta y  $-0.02^\circ$  en declinación con respecto a la posición real de la Nebulosa del Cangrejo.

De aquí tenemos que, al ser 378 días de datos los que se están analizando, el observatorio HAWC está detectando la Nebulosa del Cangrejo con una significancia diaria de  $\sim 4.74 \sigma$  y una significancia al año de  $\sim 92.21 \sigma$ .

Siendo que se esperaba una significancia de  $147.8 \sigma$  luego de un año de operaciones para la Nebulosa del Cangrejo[24].

La siguiente tabla desglosa la significancia que se obtuvo para los bins de multiplicidad 2 al 9 utilizando los datos del observatorio HAWC. Siendo notoria la diferencia que se tiene con la tabla 3.5 de significancias estimadas obtenidas con el código *Sensi* y la simulación MC.

Bin	Significancia por día	Significancia por año
2	0.935	18.19
3	1.308	25.43
4	1.812	35.22
5	1.552	30.17
6	1.747	33.96
7	1.576	30.65
8	2.417	47.60
9	1.880	36.55

Tabla 4.1: Significancia resultante de aplicar los cortes óptimos de las variables separadoras gamma/hadrón en cada bin para datos tomados con el observatorio en un periodo de 1 año 13 días.

#### 4.4. Comparación Datos/MC

Al final del capítulo 3, luego de haber encontrado los cortes óptimos para los separadores gamma/hadrón, se obtuvo una estimación de la significancia esperada. Dicha significancia, al sumar en cuadratura, es de  $190.69 \sigma/año$ . Sin embargo, la significancia obtenida en la sección anterior es de  $\sim 92.21 \sigma/año$ . Esto es menos del 50% de la significancia esperada con el análisis hecho utilizando la simulación MC.

Por esta razón también se hizo una comparación entre los datos que se registran en el observatorio HAWC y la simulación MC que se utilizó para el análisis del presente trabajo. En general, se puede seleccionar cualquiera de las variables para realizar la comparación. La variable que se utilizó fue la distribución de la tasa de eventos por tránsito respecto al ángulo cenital.

Las siguientes figuras muestran dicha distribución para los bins 1, 3, 5, 7 y 9. Para obtener la tasa de eventos por tránsito en los datos, se dividió por el tiempo de duración de éstos. Es decir, se le aplicó el peso adecuado a los datos para pasar de unidades arbitrarias a una tasa de eventos por tránsito dada en Hertz. Esto con la finalidad de que se pudiera realizar una comparación coherente entre los datos y la simulación MC.

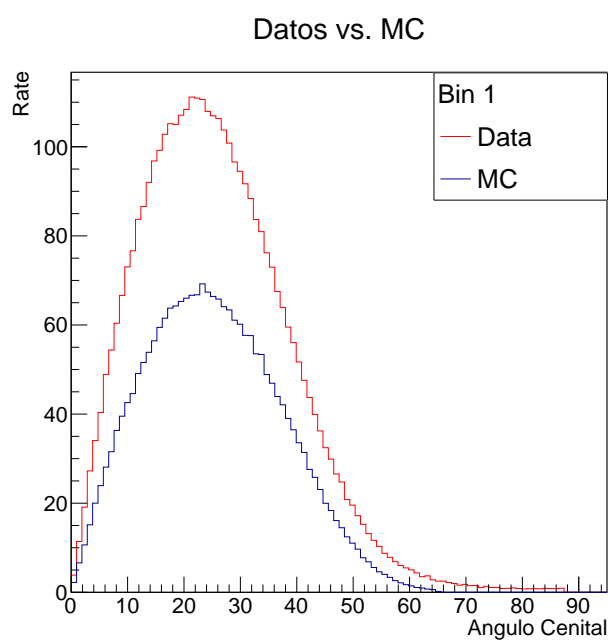


Figura 4.18: Comparación datos/MC de la distribución del ángulo cenital en el bin 1.

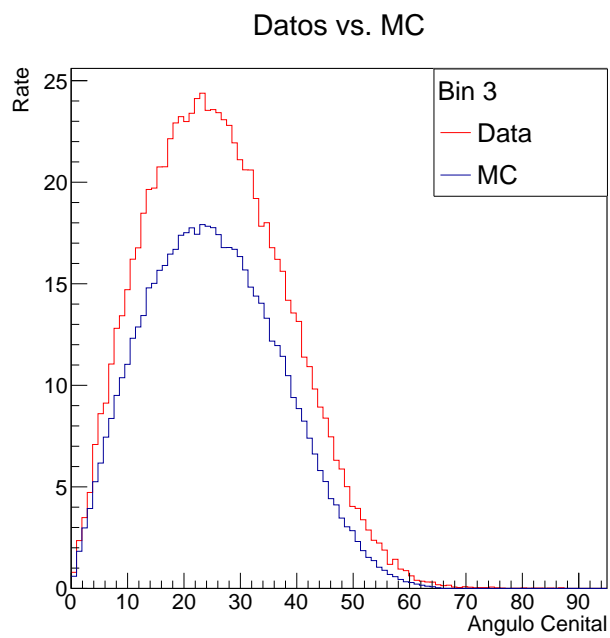


Figura 4.19: Comparación datos/MC de la distribución del ángulo cenital en el bin 3.



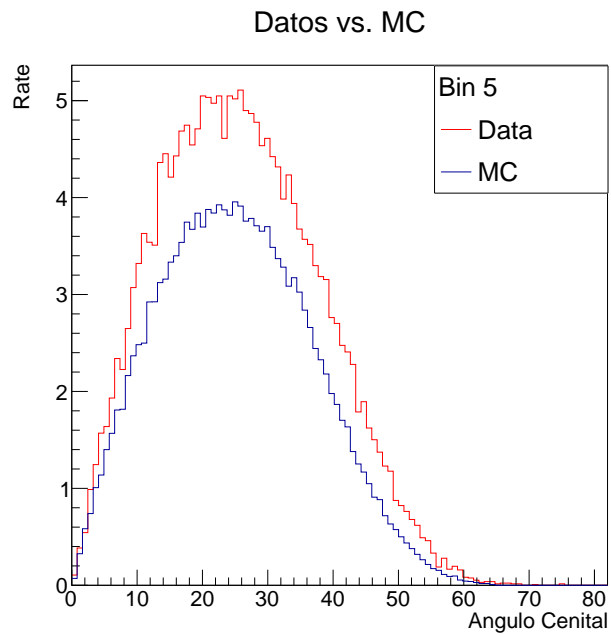


Figura 4.20: Comparación datos/MC de la distribución del ángulo cenital en el bin 5.

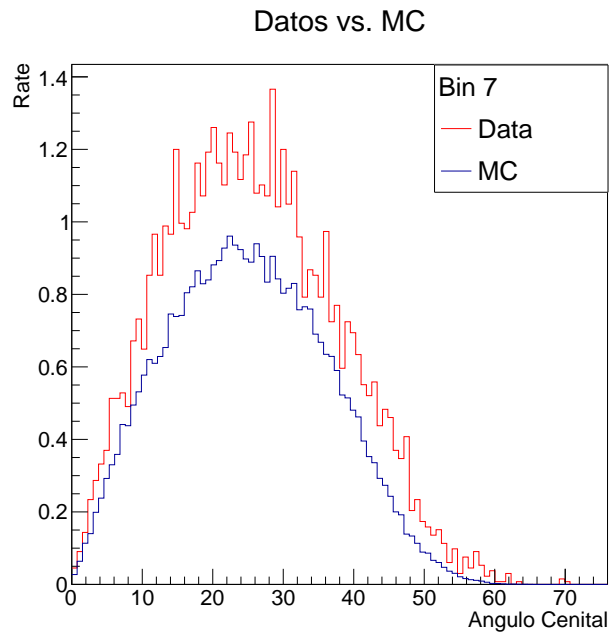


Figura 4.21: Comparación datos/MC de la distribución del ángulo cenital en el bin 7.

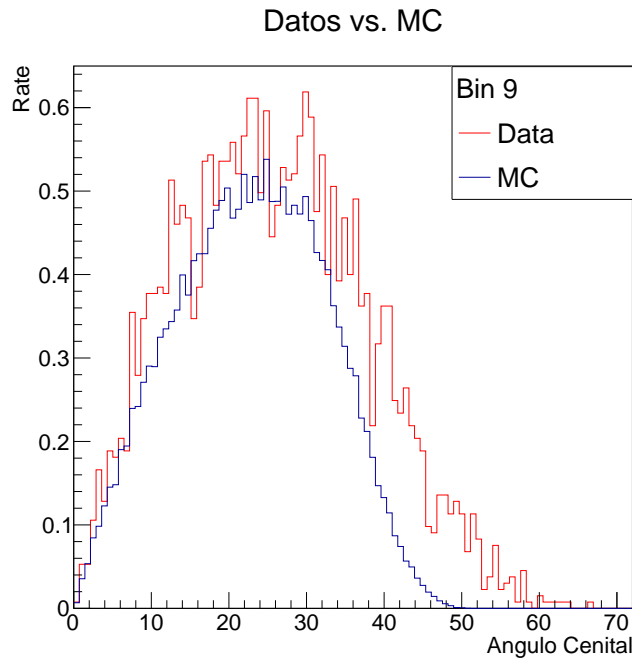


Figura 4.22: Comparación datos/MC de la distribución del ángulo cenital en el bin 9.

Podemos observar que para los bins de baja multiplicidad los datos sobrepasan a la simulación MC considerablemente. En el bin 1 esta diferencia es casi de un factor de 2. A medida que vamos aumentando en energía las diferencias entre los datos y la simulación MC comienzan a disminuir, como se puede apreciar en las distribuciones para los bins 3 y 5. En los últimos bins, 7 y 9, la diferencia es menor en comparación con los bins anteriores, siendo bastante parecidas las distribuciones de los datos con la de la simulación. Sin embargo, a ángulos grandes se pueden notar aún diferencias en las distribuciones del bin 9.

En general la simulación MC predice de manera razonable el comportamiento del detector y la tasa de eventos que se esperan a partir de una cierta multiplicidad. Para multiplicidades menores, la simulación subestima la tasa de eventos que se detectan con HAWC. En vista de que la simulación MC no se aproxima a los datos con precisión se ha optado a utilizar los resultados obtenidos con el código *Sensi* como una primera aproximación para estudiar una fuente de interés, para luego optimizar sobre los mismos datos.

## 4.5. Aplicación Práctica

A continuación se presenta un mapa oficial con datos tomados con el observatorio HAWC en un periodo de tiempo de un año. Este mapa fue hecho optimizando sobre los mismos datos los cortes para la separación gamma/hadrón utilizando a la Nebulosa del Cangrejo como referencia. Con este mapa se observó la región del cielo que contiene a la galaxia M87 en busca de señal por parte de ésta. Antes de presentar dichos mapas se dará una breve introducción sobre la galaxia M87 y sus características.

### 4.5.1. M87

M87 es una radio galaxia elíptica gigante ubicada en el cúmulo de Virgo a  $187.705^\circ$  en ascensión recta ( $\alpha$ ) y  $12.396^\circ$  en declinación ( $\delta$ ) en coordenadas ecuatoriales. Como su nombre lo indica en el octogésimo séptimo objeto del catálogo de Messier, publicado en 1781. Su distancia a la Tierra es de  $16.7 \pm 0.2 \text{ Mpc}$  [35], por lo que es uno de los objetos extragalácticos observados en rayos gamma de muy alta energía más cercanos.

M87 presenta un jet relativista de materia que emerge de su núcleo y se extiende por lo menos a  $1.5 \text{ kpc}$  de este, llegando hasta  $2 \text{ kpc}$  del núcleo. El jet se encuentra desalineado de la línea de visión, razón por la cual es el primer jet de plasma en ser visto. Al estar desalineado el jet de M87 permite estudios de alta resolución de la estructura del jet en distintas bandas de frecuencia. La morfología de este jet ha sido estudiada en radio, óptico, infrarrojo y rayos X. El jet presenta distintas regiones denominadas nodos, los cuales han sido observados en radio, óptico y en rayos X. Así mismo, se cree que el núcleo de M87 es un agujero negro supermasivo con una masa de  $3 - 6 \times 10^9 M_\odot$ .

Las primeras emisiones de rayos gamma de muy alta energía provenientes de la posición del núcleo de M87 fueron reportadas por la colaboración HEGRA de sus observaciones de 1998 y 1999 con un arreglo de 5 telescopios. La señal fue reportada como una fuente de tipo puntual, cuyo análisis espectral podía ajustarse a una ley de potencia con un flujo integral para energías arriba de  $730 \text{ GeV}$  correspondiente a  $3.3\% \pm 0.8\%$  al flujo de la Nebulosa del Cangrejo.

Luego de la observación de HEGRA, distintos observatorios de rayos gamma pusieron su atención en M87, tales como Whipple, HESS, MAGIC y VERITAS. En el 2008 estos tres últimos arreglos de telescopios, HESS, MAGIC y VERITAS, realizaron una colaboración conjunta para garantizar que al menos un instrumento monitoreara a M87 cuando era observable.

MAGIC monitoreó entre 2005 y 2007 a M87 en estado bajo, reportando un índice espectral  $2.21 \pm 0.21$  y una normalización del flujo de  $7.7 \pm 1.3 \times 10^{-8} m^{-2} s^{-1} TeV^{-1}$  [36]. Por su parte, VERITAS monitoreó en el 2007 por 51 horas a M87, reportando un flujo con un índice espectral de  $2.31 \pm$

$0.17_{stat} \pm 0.2_{sys}$  y normalización de  $7.4 \pm 1.3_{stat} \pm 1.5_{sys} \times 10^{-9} m^{-2} s^{-1} TeV^{-1}$ , reportando tanto el error estadístico como el sistemático[37].

Luego de esta breve introducción sobre la galaxia M87 se presentan los mapas para una región alrededor de esta galaxia con datos del primer año de operación del observatorio HAWC.

#### 4.5.2. Mapas

Los mapas presentados para M87 son un mapa del fondo (figura 4.23), un mapa de señal (figura 4.24) y un mapa de significancia para el bin 7 (figura 4.25). Así mismo, se presenta un mapa de significancia juntando los bins del 2 al 9 (figura 4.26). Se escogió el bin 7 en representación pues fue uno de los más significativos al momento de hacer los mapas. Para el mapa de significancia del bin 2 al 9 se descartaron los bins 0 y 1, pues como se explicó antes para la Nebulosa del Cangrejo, es difícil realizar un análisis con estos dos bins de multiplicidad ya que la separación gamma/hadrón no es la más óptima.

En los mapas del bin 7, uno de los primeros aspectos a destacar es que el fondo es estimado por el método de integración directa en bandas de declinación. El mapa de señal es el resultante de sustraer el mapa de fondo a un mapa con todos los eventos registrados por el observatorio. Finalmente se muestra un mapa de significancia para este bin, donde se observa que la máxima significancia es mayor a  $3 \sigma$ . La zona con mayor significancia no corresponde a la posición verdadera de M87; ésta se encuentra desplazada poco menos de  $1^\circ$  tanto en ascensión recta como en declinación. Puesto que la separación gamma/hadrón es más óptima para los bins de alta multiplicidad, como es el caso del bin 7, se puede observar que prácticamente el mapa de señal es igual al mapa de significancia.

En el mapa de significancia de los bins 2 al 9 podemos ver cuatro zonas con significancia mayor a  $2 \sigma$  llegando la mayor de estas zonas a  $3.1 \sigma$ . Estos valores de significancia no son lo suficientemente grandes como para poder asegurar que hay una fuente en esta zona, bien podrían ser fluctuaciones estadísticas del fondo. Además hay que notar que ninguna de estas zonas se encuentra en la posición verdadera de M87. Por otro lado, según una estimación previa el observatorio HAWC debería de ser capaz de observar M87 con al menos  $4.7 \sigma$  de significancia con un año de datos[24].

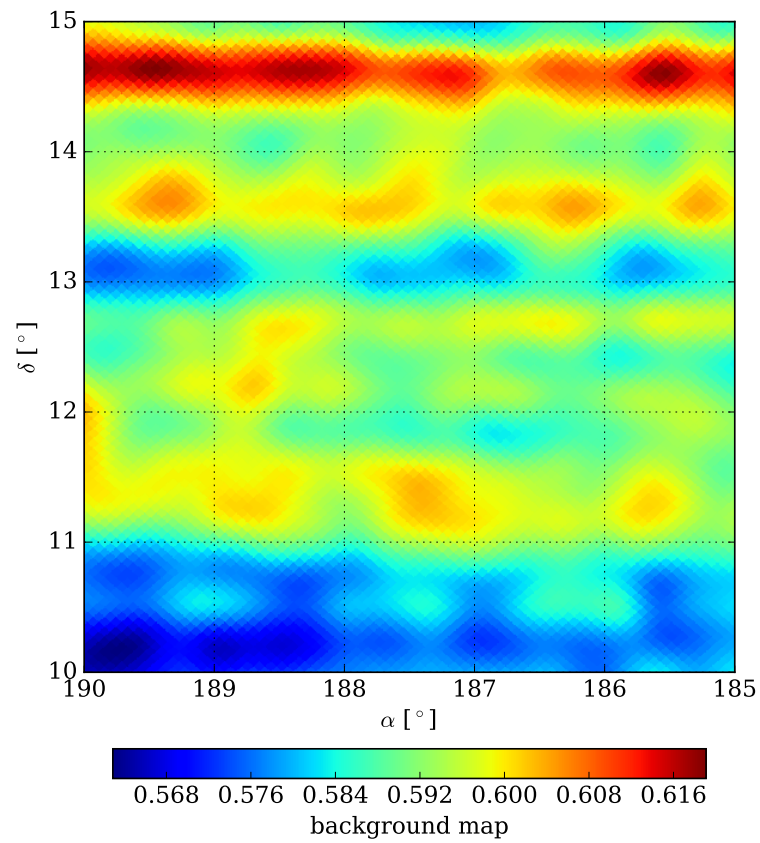


Figura 4.23: Mapa de fondo de la región alrededor de M87 para el bin 7. Se puede apreciar que la estimación del fondo se hace por bandas de declinación.

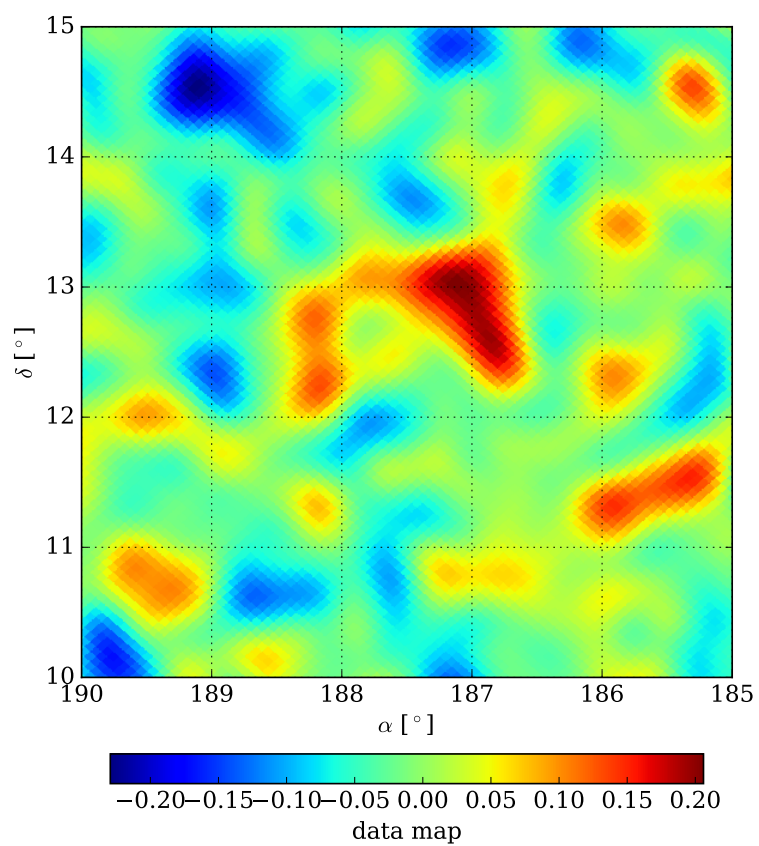


Figura 4.24: Mapa de señal proveniente de la región de M87 para el bin 7.

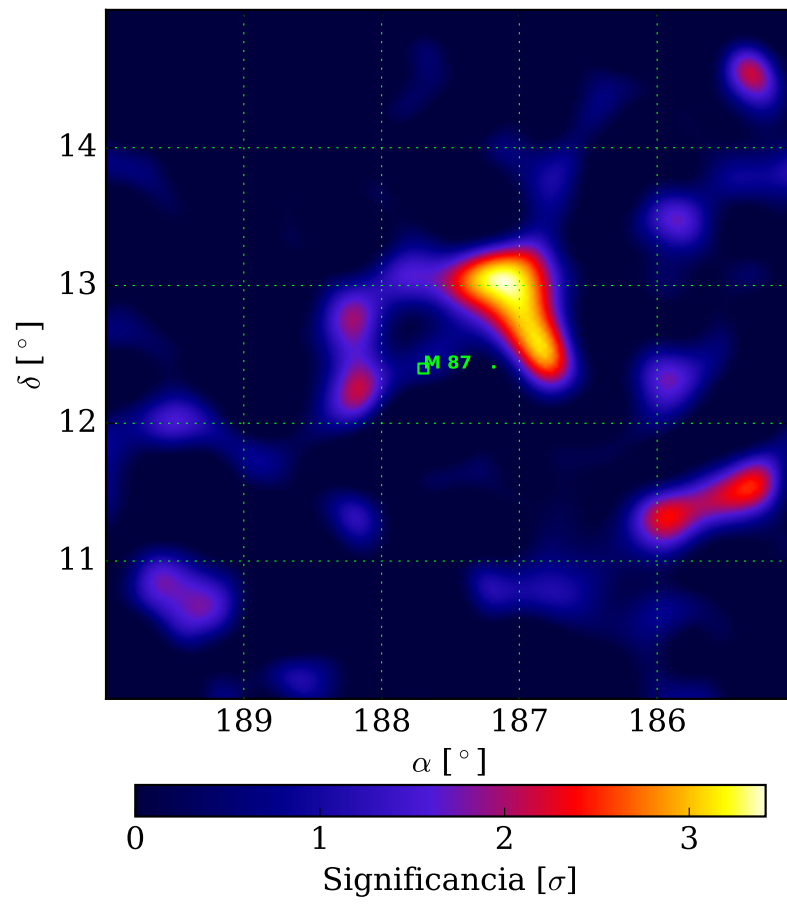


Figura 4.25: Mapa de significancia de la región de M87 para el bin 7.

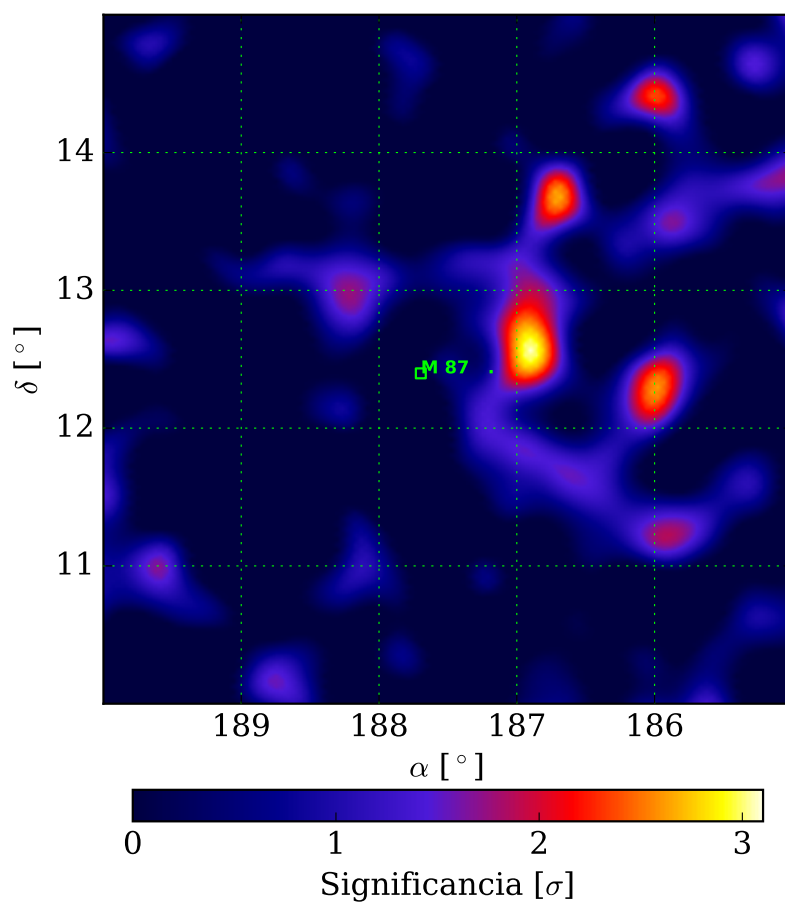


Figura 4.26: Mapa de significancia de la región alrededor de M87 para los bins 2 al 9. El mapa fue hecho con datos tomados en un periodo de tiempo de un año.





## Capítulo 5

# Conclusiones

A continuación se presentan brevemente las conclusiones del presente trabajo. Se comenzó con la búsqueda del corte óptimo sobre los separadores gamma/hadrón utilizando *Sensi*; se presentaron los mapas de significancia resultantes de aplicar dichos cortes; se comparó la simulación MC con los datos; y finalmente se revisó la región alrededor de la posición de la radio galaxia M87 en busca de señal por parte de ésta. Las conclusiones para estas secciones se discutirán por separado. Por último se hablará de la importancia del trabajo y los planes futuros.

### 5.1. Sensi

Se utilizó una simulación MC para estimar la respuesta del observatorio HAWC a una fuente de rayos gamma, puntual y parecida a la Nebulosa del Cangrejo y se obtuvieron las PSF's de cada bin de multiplicidad. El uso de una simulación MC nos permite hacer una estimación de cómo se comporta el detector y cuál es el flujo esperado de una cierta fuente de rayos gamma.

Al tener un control sobre el tipo de partículas primarias simuladas, es posible diferenciarlas. Esto nos facilita el buscar cortes óptimos para las variables que separan rayos gamma de rayos cósmicos. El obtener un rechazo óptimo del fondo es importante para un mejor análisis de los datos, con lo que se asegura que una detección es en verdad la señal de una fuente de rayos gamma y no de fluctuaciones estadísticas de la señal del fondo de rayos cósmicos.

Al aplicar los cortes obtenidos para las variables **PINC** y la variable **nHitSP20/CxPE40** en la simulación se obtuvo la significancia esperada con la que se detectaría la fuente de interés al cabo de un año. Sin embargo, para los bins en los que la separación gamma/hadrón es más eficiente se cuenta con muy baja estadística. Esto se ve reflejado al momento de encontrar el factor Q de la variable **nHitSP20/CxPE40**, pues al haber poca estadística la distribución del factor Q no garantiza un máximo. Sin embar-

go, aunque no se garantice el máximo, al ser efectiva la separación gamma/hadrón a partir de cierto corte, cualquier otro valor del corte servirá. Por lo tanto la significancia esperada para los últimos bins es una buena aproximación, aunque hay que buscar otro método estadístico para calcularla con una simulación MC considerando la baja estadística.

## 5.2. Datos

Se utilizaron datos tomados con el observatorio HAWC con una duración total de 1 año 13 días de datos. Se aplicaron los cortes óptimos para la separación gamma/hadrón obtenidos con el código *Sensi* y se realizaron los mapas de significancia para los 10 bins de multiplicidad. Estos datos fueron seleccionados de tal manera que incluyeran el tránsito de la Nebulosa del Cangrejo.

Para el bin 0 y el bin 1, la separación gamma/hadrón no es la más óptima, con lo que su análisis es difícil de realizar. No es posible afirmar que se está observando la señal de la Nebulosa del Cangrejo o si es únicamente una fluctuación del fondo. El nivel de confianza está dado por la distribución de la significancia estadística, la cual nos permite aceptar o rechazar una hipótesis estadística. Esta distribución, para el caso de estos dos primeros bins, no nos da información alguna para tomar una decisión en cuanto a la detección positiva de la fuente.

Para los demás bins la aplicación de los cortes óptimos para la separación gamma/hadrón nos permite tener una detección significativa de la Nebulosa del Cangrejo. Como ya se mencionó, la baja estadística nos da una sobrestimación de la significancia esperada para los bins de alta multiplicidad, razón por la cual la significancia en estos bins es aproximadamente la mitad de la estimada con el código *Sensi*.

De estos mapas de significancia tenemos que no observamos el Cangrejo totalmente alineado con su posición real, por lo que es necesario alinear de manera correcta las fuentes detectadas por HAWC. Esto permitirá asignar con mayor precisión coordenadas a las nuevas fuentes de rayos gamma que se descubran con el observatorio. Actualmente se aplica una alineación sobre la Nebulosa del Cangrejo al realizar los mapas de todo el cielo, aunque se ha observado un desfazamiento del centro Galáctico al hacer esto.

## 5.3. MC vs Datos

Se presentan discrepancias entre la simulación MC y los datos, siendo mayormente notorios para bins de baja multiplicidad. Esto podría ser una de las razones por las cuales del bin 0 y 1 no se obtienen resultados significativos. Los cortes obtenidos con el código *Sensi* podrían no ser los más

óptimos para separar la señal del ruido de fondo dado que estos se obtienen a partir de la simulación MC. Este problema comienza a disminuir conforme la multiplicidad de las señales aumenta.

## 5.4. M87

En los mapas presentados para la radio galaxia M87 no se tiene un nivel de confianza para decir que está siendo detectada. Como se mencionó antes, en el mapa de significancia que reúne los datos del bin 2 al 9, se pueden observar cuatro zonas en las que la significancia es mayor que  $2\sigma$ . La zona con la mayor significancia no se encuentra en la posición real de M87, esto puede deberse a una desalineación de los datos o que simplemente son fluctuaciones estadísticas del fondo.

Los últimos mapas oficiales que se han hecho consideran una optimización y alineación con respecto a la Nebulosa del Cangrejo, situación que podría modificar la posición de fuentes que se encuentran demasiado lejos del Cangrejo y que no poseen un espectro de energía similar. El proceso de optimización para la creación de mapas sobre el Cangrejo nos da una idea de cómo se debe de hacer el mismo proceso para una fuente en particular; siendo el primer paso a la detección de otras fuentes como es el caso de M87.

## 5.5. Conclusión General y Planes Futuros

El observatorio de rayos gamma HAWC detecta una señal de rayos gamma de la Nebulosa del Cangrejo con una significancia de aproximadamente  $4.73\sigma/\text{día}$ , esto utilizando los cortes dados por *Sensi*. Este valor está por debajo de lo que se había esperado que HAWC mediría con un año de datos para esta fuente. No obstante, éste sigue siendo un buen resultado que nos asegura que el observatorio HAWC es sensible a rayos gamma de alta energía. Este resultado mejorará con la implementación de nuevos algoritmos de análisis y con la inclusión de los bins de baja multiplicidad.

Cabe mencionar que se ha realizado dentro de la colaboración de HAWC un estudio optimizando los cortes para los separadores gamma/hadrón sobre los mismos datos adquiridos con el observatorio, de donde se obtiene una significancia para la Nebulosa del Cangrejo de  $\sim 5.7\sigma/\text{día}$ . Hasta que la simulación MC se aproxime a los datos conviene para otras fuentes optimizar sobre los datos, utilizando como parámetros iniciales los dados por *Sensi*.

Finalmente, se planea realizar el mismo estudio para la radio galaxia M87, esta vez optimizando sobre los datos del observatorio y utilizando como parámetros iniciales los arrojados por *Sensi*. Se espera que con el observatorio HAWC se puedan dar nuevos límites a su espectro de energía, lo que servirá en la búsqueda de materia oscura en el cúmulo de Virgo.



# Apéndice A

## Distribución Lateral de Partículas

### A.1. Modelo NKG

Conforme la cascada evoluciona a partir de que la partícula primaria interactúa con la atmósfera, se extiende perpendicularmente al eje debido a una múltiple dispersión Compton. Resolviendo las ecuaciones de difusión en tres dimensiones incluyendo el proceso de la múltiple dispersión Compton se obtiene la *distribución de densidad lateral* de las partículas de la cascada. El resultado general es de la forma

$$\rho(r) = \left( \frac{N_e}{r_M^2} \right) f \left( s, \frac{r}{r_M} \right)$$

En esta expresión  $N_e$  es el número total de electrones y  $r$  es la distancia radial perpendicular al eje de la cascada. Al parámetro  $s$  se le conoce como *age* y mide el grado de evolución de las cascadas electromagnéticas; está relacionado con el incremento y decremento del número de partículas en una cascada y con el espectro de energía de los fotones y electrones. Por último el parámetro  $r_M$  se conoce como el *radio de Molière* y es la distancia lateral que un electrón de energía crítica  $E_c$  es dispersado al atravesar una distancia longitudinal de una unidad de *longitud de radiación*  $\chi_0$ , es decir

$$r_M = \chi_0 \frac{E_s}{E_c} \quad [g \text{ cm}^{-2}]$$

la longitud de radiación  $\chi_0$  es propia de cada material y es una cantidad que expresa la distancia media en la cual electrones de alta energía pierden una fracción  $1/e$  de su energía. A su vez, es  $7/9$  del camino libre medio para la producción de pares por un foton de alta energía.  $E_s$  es una constante llamada energía de dispersión y tiene un valor aproximado de  $21.2 \text{ MeV}$ .

Volviendo a la distribución de densidad lateral, para una cascada puramente electromagnética, la función de distribución de las partículas de la cascada fue derivada por Nishimura y Kamata [38]. Para un valor del parámetro age de  $0.5 \leq s \leq 1.5$  el segundo término de la distribución lateral puede escribirse de manera aproximada como

$$f\left(s, \frac{r}{r_M}\right) = \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5} \left(\frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)}\right)$$

Esta expresión fue obtenida por Greisen al buscar el mejor ajuste a los datos experimentales[39]. Así, reescribiendo la función de distribución de densidad lateral se obtiene la que se conoce como la función de Nishimura-Kamata-Greisen (NKG).

$$\rho(N_e, r) = \frac{N_e}{2\pi r_M^2} \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5} \left(\frac{\Gamma(4.5-s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)}\right) \quad [m^{-2}]$$

# Bibliografía

- [1] A. W. Strong, J. B. G. M. Bloemen, T. M. Dame, *et al.*, “The radial distribution of galactic gamma rays,” *Astronomy & Astrophysics*, vol. 207, pp. 1–15, May 1988.
- [2] A. Serafini, *Legends in Their Own Time: A Century of American Physical Scientists*. Springer US, 1993.
- [3] B. Rossi, “Directional measurements on the cosmic rays near the geomagnetic equator,” *Phys. Rev.*, vol. 45, pp. 212–214, Feb 1934.
- [4] M. Schein, W. P. Jesse, and E. O. Wollan, “The nature of the primary cosmic radiation and the origin of the mesotron,” *Phys. Rev.*, vol. 59, pp. 615–615, Apr 1941.
- [5] C. D. Anderson, “The positive electron,” *Phys. Rev.*, vol. 43, pp. 491–494, Mar 1933.
- [6] P. Carlson and A. De Angelis, “Nationalism and internationalism in science: the case of the discovery of cosmic rays,” *European Physical Journal H*, vol. 35, pp. 309–329, Apr. 2011.
- [7] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz’min, “Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays,” *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 4, p. 78, Aug. 1966.
- [8] T. Stanev, *High Energy Cosmic Rays*. Springer Praxis Books, Springer Berlin Heidelberg, 2004.
- [9] W. L. Kraushaar, G. W. Clark, G. P. Garmire, *et al.*, “High-Energy Cosmic Gamma-Ray Observations from the OSO-3 Satellite,” *Astrophysical Journal*, vol. 177, p. 341, Nov. 1972.
- [10] C. E. Fichtel, D. A. Kniffen, and R. C. Hartman, “Celestial Diffuse Gamma Radiation above 30 MeV Observed by SAS-2,” *Astrophysical Journal, Letters*, vol. 186, p. L99, Dec. 1973.



- 
- [11] D. Kniffen, “SAS-2 high energy gamma-ray observations of galactic structure and the Crab nebula,” in *Significant Accomplishments in Science and Technology*, pp. 52–55, 1975.
- [12] D. J. Thompson, C. E. Fichtel, D. A. Kniffen, and H. B. Ogelman, “SAS-2 high-energy gamma-ray observations of the VELA pulsar,” *Astrophysical Journal, Letters*, vol. 200, pp. L79–L82, Sept. 1975.
- [13] B. N. Swanenburg, K. Bennett, G. F. Bignami, *et al.*, “Second COS B catalog of high-energy gamma-ray sources,” *Astrophysical Journal Letters*, vol. 243, pp. L69–L73, Jan. 1981.
- [14] A. E. Chudakov, V. I. Zatsepin, N. M. Nesterova, and V. L. Dadykin, “A Search of Photons with the Energy of  $10^{13}$  ev from Discrete Sources of Cosmic Radiation,” *Journal of the Physical Society of Japan Supplement*, vol. 17, p. 106, 1962.
- [15] R. Mirzoyan, “Brief history of ground-based very high energy gamma-ray astrophysics with atmospheric air cherenkov telescopes,” *Astroparticle Physics*, vol. 53, pp. 91 – 99, 2014. Centenary of cosmic ray discovery.
- [16] A. Borione, M. A. Catanese, M. C. Chantell, *et al.*, “A Search for Ultra-High-Energy Gamma-Ray Emission from the Crab Nebula and Pulsar,” *Astrophysical Journal*, vol. 481, pp. 313–326, May 1997.
- [17] T. J. Haines, R. Miller, C. Sinnis, *et al.*, “A continuous watch of the northern sky above 40 tev with the cygnus array.” DOE Office of Science and Technical Information, 1998.
- [18] M. Rao and B. Sreekantan, *Extensive Air Showers*. World Scientific, 1998.
- [19] J. Matthews, “A heitler model of extensive air showers,” *Astroparticle Physics*, vol. 22, no. 56, pp. 387 – 397, 2005.
- [20] M. Longair, *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 2011.
- [21] O. Heaviside, “Xxxix. on the electromagnetic effects due to the motion of electrification through a dielectric,” *Philosophical Magazine Series 5*, vol. 27, no. 167, pp. 324–339, 1889.
- [22] “Cherenkov Telescopes. detection of air showers.” [https://magic.mpp.mpg.de/fileadmin/site\\_files/pics/event\\_sequence2.gif](https://magic.mpp.mpg.de/fileadmin/site_files/pics/event_sequence2.gif). Último Acceso: 2016-03-02.
- [23] John Pretz for the HAWC Collaboration, “Highlights from the high altitude water cherenkov observatory,” 2015.

- 
- [24] A. U. Abeysekera, R. Alfaro, C. Alvarez, *et al.*, “Sensitivity of the high altitude water Cherenkov detector to sources of multi-TeV gamma rays,” *Astroparticle Physics*, vol. 50, pp. 26–32, Dec. 2013.
- [25] H. A. Ayala Solares, M. Gerhardt, C. M. Hui, *et al.*, “The calibration system of the hawc gamma-ray observatory,” 2015.
- [26] A. U. Abeysekera, R. Alfaro, C. Alvarez, *et al.*, “VAMOS: A pathfinder for the HAWC gamma-ray observatory,” *Astroparticle Physics*, vol. 62, pp. 125–133, Mar. 2015.
- [27] Andres Sandoval for the HAWC Collaboration, “Hawc upgrade with a sparse outrigger array,” 2015.
- [28] “The explicitly compacted data format.” <https://github.com/jimbraun/XCDF/>. Último Acceso: 2016-05-02.
- [29] H. Ayala, “Core fitter analysis,” 2014.
- [30] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, *CORSIKA: a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. ARI, Feb. 1998.
- [31] S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4: A simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A506, pp. 250–303, 2003.
- [32] M. J. Rees and J. E. Gunn, “The origin of the magnetic field and relativistic particles in the Crab Nebula,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 167, pp. 1–12, Apr. 1974.
- [33] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi, *et al.*, “Observations of the Crab nebula with HESS,” *Astronomy and Astrophysics*, vol. 457, pp. 899–915, Oct. 2006.
- [34] T.-P. Li and Y.-Q. Ma, “Analysis methods for results in gamma-ray astronomy,” *The Astrophysical Journal*, vol. 272, pp. 317–324, Sept. 1983.
- [35] S. Mei, J. P. Blakeslee, P. Côté, *et al.*, “The ACS Virgo Cluster Survey. XIII. SBF Distance Catalog and the Three-dimensional Structure of the Virgo Cluster,” *Astrophysical Journal*, vol. 655, pp. 144–162, Jan. 2007.
- [36] J. Aleksić, E. A. Alvarez, L. A. Antonelli, *et al.*, “MAGIC observations of the giant radio galaxy M 87 in a low-emission state between 2005 and 2007,” *Astronomy & Astrophysics*, vol. 544, p. A96, Aug. 2012.
- [37] V. A. Acciari, M. Beilicke, G. Blaylock, *et al.*, “Observation of Gamma-Ray Emission from the Galaxy M87 above 250 GeV with VERITAS,” *Astrophysical Journal*, vol. 679, pp. 397–403, May 2008.

- [38] K. Kamata and J. Nishimura, “The lateral and the angular structure functions of electron showers,” *Progress of Theoretical Physics Supplement*, vol. 6, pp. 93–155, 1958.
- [39] P. Grieder, *Extensive Air Showers: High Energy Phenomena and Astrophysical Aspects - A Tutorial, Reference Manual and Data Book*. Astrophysics and space science library, Springer Berlin Heidelberg, 2010.

# Lista de acrónimos

AERIE.....	<i>Analysis and Event Reconstruction Integrated Environment</i>
AGN.....	<i>Active Galactic Nuclei, Núcleo Galáctico Activo</i>
COS-B.....	<i>Celestial Observation Satellite B</i>
EAS.....	<i>Extensive Air Shower, Cascada Atmosférica Extensa</i>
FoV.....	<i>Field of View</i>
GRB.....	<i>Gamma-Ray Bursts, Destellos de Rayos Gamma</i>
GTC.....	<i>GPS Timing and Control</i>
GZK.....	<i>Greisen-Zatsepin-Kiz'min</i>
HAWC.....	<i>High Altitude Water Cherenkov</i>
HEGRA.....	<i>High Energy Gamma Ray Astronomy</i>
HESS.....	<i>High Energy Stereoscopic System</i>
IACT.....	<i>Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, Telescopio Atmosférico Cherenkov</i>
IC.....	<i>Inverse Compton, Compton Inversa</i>
MAGIC.....	<i>Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope</i>
MC.....	<i>Monte Carlo</i>
NKG.....	<i>Nishimura-Kamata-Greisen</i>
OSO-3.....	<i>Orbiting Solar Observatory 3</i>
PINC.....	<i>Parameter for the Identification of Nuclear Cosmic rays</i>
PMT.....	<i>Photomultiplier Tube, Tubo Fotomultiplicador</i>

- PSF ..... *Point Spread Function*
- PWN ..... *Pulsar Wind Nebulae*, Nebulosa de Viento de Pulsar
- SAS-2 ..... *Small Imaging Satellite 2*
- SNR ..... *Supernova Remnant*, Remanente de Supernova
- SWEETS ..... *Software for Weighting Events and Eventlike Things and Stuff*
- TDC ..... *Time to Digital Converter*
- ToT ..... *Time Over Threshold*
- VERITAS ..... *Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*
- WCD ..... *Water Cherenkov Detector*, Detector de Agua Cherenkov



