



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Búsqueda de Emisión de Alta Energía (>1 TeV) en las
Radio Galaxias M87, NGC1275, 3C 264, PKS 0625 35

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

DANIEL OMAR AVILA ROJAS

TUTOR

DR. JOSÉ RUBÉN ALFARO MOLINA
INSTITUTO DE FÍSICA - UNAM

CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX, ENERO 2019



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.

「神様オレはこれでいいですか
本当に何もわからないままで
大人になってやることやって
ケガの数だけ小さくなって」

暴れだす - ウルフルズ

A Rubén, Magda y Nissim que me han dado su apoyo, guía y confianza. A Robbie, Rick, Moni y Ale por su gran amistad. A Serch con quien sostuve buenas discusiones y me brindo su amistad. A mi familia que siempre me ha apoyado. Y en especial a Mitsui que estuvo conmigo en todo momento.

Agradecimientos

Este trabajo de investigación fue realizado gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) IN-109916 e IG-100317. También agradezco el apoyo brindado por el Laboratorio Nacional HAWC de rayos gamma de CONACYT y al Programa de Apoyo a los Estudios de Posgrado (PAEP).

Resumen

El Observatorio HAWC ubicado en Puebla entre el Volcán Sierra Negra y el Pico de Orizaba a 4100 m sobre el nivel del mar está diseñado para observar rayos gamma a energías de 1 – 100 TeV. Lleva operando desde finales de 2014 y con un arreglo completo de 300 detectores de Cherenkov en agua desde marzo de 2015. Desde entonces ha estado tomando datos continuamente con un ciclo de trabajo de $\sim 100\%$, siendo el primer observatorio en tierra capaz de monitorear $2/3$ del cielo las 24 horas del día.

Con HAWC se han detectado varias fuentes de rayos gamma de muy alta energía en el plano Galáctico, así como la Nebulosa del Cangrejo, los Markarian 421 y 501. Estos dos últimos se encuentran clasificados como blazares dentro de los modelos de unificación de AGNs, un núcleo galáctico activo que presenta un jet de materia relativista alineado con la línea de visión.

Otro tipo de AGN son las llamadas radio galaxias, las cuales bajo los modelos de unificación son AGNs que presentan un jet relativista desalineado con la línea de visión. A diferencia de los blazares no se esperaba detectar rayos gamma de muy alta energía de estos objetos, sin embargo recientemente se han detectado 5 de estos objetos a estas energías. Al tener su jet desalineado, las radio galaxias son objetos interesantes para entender los procesos de aceleración de partículas y producción de rayos gamma a muy alta energía que se creen ocurren en su jet.

Dentro del campo de visión de HAWC se encuentra 4 radio galaxias que ya han sido detectadas en rayos gamma de muy alta energía: M87, NGC 1275, PKS 0625 35 y 3C 264. Por esta razón en el presente trabajo se analizaron 1017 días de datos tomados con el Observatorio HAWC en busca de emisión de rayos gamma de muy alta energía de estas radio galaxias. En el primer capítulo se discuten las generalidades de los AGNs y los modelos de unificación. El segundo capítulo presenta una revisión bibliográfica de las distintas observaciones que se han realizado a las radio galaxias en cuestión. En el tercer capítulo se habla sobre el funcionamiento del Observatorio HAWC. El cuarto capítulo muestra el análisis realizado para las cuatro radio galaxias. Finalmente en el quinto capítulo se presentan las conclusiones generales del trabajo y se discuten las posibles implicaciones de los resultados.

Índice

Agradecimientos	v
Resumen	vii
1. Núcleos Galácticos Activos	1
1.1. Propiedades de un AGN	4
1.1.1. Agujero Negro Supermasivo	4
1.1.2. Disco de Acreción y Corona	7
1.1.3. Regiones de Líneas Anchas y Estrechas	11
1.1.4. Toro	15
1.1.5. Jet	16
1.2. Modelos de Unificación	16
2. Radio Galaxias	19
2.1. Observaciones en TeV de Radio Galaxias	20
2.1.1. M87	20
2.1.2. NGC 1275	23
2.1.3. PKS 0625 35	25
2.1.4. 3C 264	27
3. Observatorio HAWC	29
3.1. Arreglo	29
3.2. Adquisición de Datos	30
3.3. Reconstrucción de Datos	31
3.3.1. Núcleo	31
3.3.2. Ángulo	32
3.3.3. Identificación de Cascadas	33
3.4. Análisis de Datos	35
3.4.1. PINC	36
3.4.2. Compacidad	38
4. Análisis y Resultados	39

4.1. Máximo Likelihood	39
4.2. M87	40
4.2.1. Mapa de significancia	40
4.2.2. Upper Limits	42
4.2.3. Flujo de Neutrinos	43
4.2.4. Curvas de Luz	46
4.3. NGC1275	47
4.3.1. Mapa de significancia	47
4.3.2. Upper Limits	49
4.3.3. Curvas de Luz	50
4.4. PKS 0625 35	50
4.4.1. Mapa de significancia	50
4.4.2. Upper Limits	52
4.4.3. Curvas de Luz	53
4.5. 3C 264	53
4.5.1. Mapa de significancia	53
4.5.2. Upper Limits	55
4.5.3. Curvas de Luz	55
5. Conclusiones Generales	57
A. Curvas de Luz	59
A.1. M87	59
A.1.1. Índice Espectral 2.31	59
A.1.2. Índice Espectral 2.60	64
A.2. NGC 1275	69
A.3. PKS 0625 35	74
A.4. 3C 264	79
Bibliografía	85
Lista de acrónimos	100

Índice de figuras

1.1. SED para un sistema binario cuyo objeto compacto tiene una masa de $M = 15 M_{\odot}$ y para un AGN con $M = 10^7 M_{\odot}$. Se supuso $R_{in}/R_S = 3.0$, $\eta = 0.08$ y la tasa de acreción de 20% de la tasa de Eddington.	10
1.2. Representación esquemática del espectro de un disco-corona. Se asumió un disco ópticamente grueso y geoméricamente delgado con $T_{max} = 10^5$ K y una corona ópticamente delgada con $T_{cor} = 10^8$ K.	10
1.3. Visión clásica de la región de líneas anchas 1.3a y de una nube individual donde se aprecia que la parte ionizada de la nube es la que está orientada a la fuente isotrópica 1.3b(Gaskell, 2009).	12
1.4. En 1.4a se muestra una representación de la BLR en donde se observa la separación de las nubes de distintas ionizaciones mientras que el borde de ésta coincide con el toro. En 1.4b se muestra una simulación de la BLR (azul-verde) y del toro (marrón)(Gaskell, 2009).	13
1.5. Imagen del HST de la región central de NGC 4151 donde se aprecia una morfología bicónica (Kraemer <i>et al.</i> , 2008).	14
1.6.	15
1.7. Modelo de unificación propuesto por Antonucci donde la luminosidad en radio y la línea de visión son lo que diferencía a los distintos tipos de AGNs.	17
2.1. Mapa de significancia para M87 por el observatorio VERITAS. Se tiene una significancia de 5.9σ arriba de $250; siGeV$	21
2.2. SED ajustado por VERITAS para M87 y su comparación con el flujo medido por HESS y HEGRA. El espectro ajusta a una ley de potencias simple.	22

2.3.	Mapa de significancia para NGC 1275 realizado por el observatorio MAGIC para sus observaciones entre 2009 y 2010. Se tiene una significancia de 6.6σ arriba de 100 GeV.	24
2.4.	SED ajustado en el análisis conjunto entre Fermi-LAT y MAGIC para el flare del 1 de enero de 2017.	25
2.5.	Mapa de significancia para PKS 0625 35 por el observatorio HESS. Se tiene una significancia de 6.1σ arriba de 200 GeV.	26
2.6.	Espectro reportado por HESS para la radio galaxia PKS 0625 35. El espectro describe una ley de potencias simple.	26
3.1.	Observatorio HAWC.	30
3.2.	Diagrama de un WCD donde se puede apreciar el bladder y los PMTs.	31
3.3.	Diagrama del frente de una cascada atmosférica. Como primera aproximación se considera totalmente plano, sin embargo presenta cierta curvatura.	33
3.4.	Cascada electromagnética (3.4a) y hadrónica (3.4b) de eventos reconstruidos. Los colores representan el tiempo de incidencia en los PMTs, siendo los azules los primeros en dispararse. El tamaño de los círculos representa la carga depositada en los PMTs. Mientras que la estrella marca la posición del núcleo.	34
3.5.	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.	36
3.6.	La figura 3.6a muestra la distribución de carga para una cascada electromagnética respecto al ajuste NKG. La figura 3.6b lo hace para una cascada hadrónica. Nótese la mayor dispersión que presentan los datos en el caso hadrónico.	37
4.1.	Mapa de significancia para la región alrededor de la posición de M87.	41
4.2.	Comparación del upper limit calculado para la radio galaxia M87 con las observaciones realizadas por HESS, MAGIC y VERITAS.	42
4.3.	Area efectiva IceCube para una fuente puntual en la declinación de M87. Se considera el área efectiva de los neutrinos electrónicos, muónicos y taónicos.	45
4.4.	Curva de luz calculada para M87 suponiendo un índice espectral de 2.31.	46
4.5.	Curva de luz calculada para M87 suponiendo un índice espectral de 2.60.	46

4.6. Distribución de significancia diaria para la curva de luz calculada suponiendo un índice espectral de 2.31.	47
4.7. Mapa de significancia para la región alrededor de la posición de NGC 1275.	48
4.8. Comparación del upper limit calculado para la radio galaxia NGC1275 con la observación realizadas por MAGIC.	49
4.9. Curva de luz calculada para la radio galaxia NGC 1275.	50
4.10. Mapa de significancia para la región alrededor de la posición de PKS 0625 35.	51
4.11. Comparación del upper limit calculado para la radio Galaxia PKS 06535 con las observación realizadas por HESS.	52
4.12. Curva de luz calculada para la radio galaxia PKS 065 35.	53
4.13.	54
4.14. Curva de luz calculada para la radio galaxia 3C 264.	55
A.1. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de enero a marzo de 2015.	59
A.2. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de abril a junio de 2015.	59
A.3. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 julio a septiembre de 2015.	60
A.4. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de octubre a diciembre de 2015.	60
A.5. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de enero a marzo de 2016.	60
A.6. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de abril a junio de 2016.	61
A.7. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de julio a septiembre de 2016.	61
A.8. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de octubre a diciembre de 2016.	61
A.9. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de enero a marzo de 2017.	62
A.10. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de abril a junio de 2017.	62
A.11. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de julio a septiembre de 2017.	62
A.12. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de octubre a diciembre de 2017.	63
A.13. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de enero a marzo de 2018.	63

A.14. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de enero a marzo de 2015.	64
A.15. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de abril a junio de 2015.	64
A.16. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 julio a septiembre de 2015.	64
A.17. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de octubre a diciembre de 2015.	65
A.18. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de enero a marzo de 2016.	65
A.19. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de abril a junio de 2016.	65
A.20. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de julio a septiembre de 2016.	66
A.21. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de octubre a diciembre de 2016.	66
A.22. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de enero a marzo de 2017.	66
A.23. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de abril a junio de 2017.	67
A.24. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de julio a septiembre de 2017.	67
A.25. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de octubre a diciembre de 2017.	67
A.26. Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de enero a marzo de 2018.	68
A.27. Curva de luz calculada para NGC 1275 de enero a marzo de 2015.	69
A.28. Curva de luz calculada para NGC 1275 de abril a junio de 2015.	69
A.29. Curva de luz calculada para NGC 1275 de julio a septiembre de 2015.	69
A.30. Curva de luz calculada para NGC 1275 de octubre a diciembre de 2015.	70
A.31. Curva de luz calculada para NGC 1275 de enero a marzo de 2016.	70
A.32. Curva de luz calculada para NGC 1275 de abril a junio de 2016.	70
A.33. Curva de luz calculada para NGC 1275 de julio a septiembre de 2016.	71
A.34. Curva de luz calculada para NGC 1275 de octubre a diciembre de 2016.	71

A.35. Curva de luz calculada para NGC 1275 de enero a marzo de 2017.	71
A.36. Curva de luz calculada para NGC 1275 de abril a junio de 2017.	72
A.37. Curva de luz calculada para NGC 1275 de julio a septiembre de 2017.	72
A.38. Curva de luz calculada para NGC 1275 de octubre a diciembre de 2017.	72
A.39. Curva de luz calculada para NGC 1275 de enero a marzo de 2018.	73
A.40. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de enero a marzo de 2015.	74
A.41. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de abril a junio de 2015.	74
A.42. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de julio a septiembre de 2015.	74
A.43. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de octubre a diciembre de 2015.	75
A.44. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de enero a marzo de 2016.	75
A.45. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de abril a junio de 2016.	75
A.46. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de julio a septiembre de 2016.	76
A.47. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de octubre a diciembre de 2016.	76
A.48. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de enero a marzo de 2017.	76
A.49. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de abril a junio de 2017.	77
A.50. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de julio a septiembre de 2017.	77
A.51. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de octubre a diciembre de 2017.	77
A.52. Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de enero a marzo de 2018.	78
A.53. Curva de luz calculada para 3C 264 de enero a marzo de 2015.	79
A.54. Curva de luz calculada para 3C 264 de abril a junio de 2015.	79
A.55. Curva de luz calculada para 3C 264 julio a septiembre de 2015.	79
A.56. Curva de luz calculada para 3C 264 de octubre a diciembre de 2015.	80
A.57. Curva de luz calculada para 3C 264 de enero a marzo de 2016.	80

A.58.Curva de luz calculada para 3C 264 de abril a junio de 2016.	80
A.59.Curva de luz calculada para 3C 264 de julio a septiembre de 2016.	81
A.60.Curva de luz calculada para 3C 264 de octubre a diciembre de 2016.	81
A.61.Curva de luz calculada para 3C 264 de enero a marzo de 2017.	81
A.62.Curva de luz calculada para 3C 264 de abril a junio de 2017.	82
A.63.Curva de luz calculada para 3C 264 de julio a septiembre de 2017.	82
A.64.Curva de luz calculada para 3C 264 de octubre a diciembre de 2017.	82
A.65.Curva de luz calculada para 3C 264 de enero a marzo de 2018.	83

Índice de Tablas

2.1. Resultados de los ajustes al espectro de M87 para una ley de potencias simple. Los índices espectrales y normalizaciones de flujo reportados por los distintos experimentos se muestran diferenciandolos entre las observaciones realizadas durante periodos de baja actividad y periodos de flare que ha presentado la radio galaxia M87.	23
3.1. Definición de los bins fraccionales en los que se agrupan los datos de HAWC. Estos son definidos en función de la razón del número de PMTs que registraron señal entre el número de PMTs disponibles durante un evento	35
4.1. Upper limits calculados para la radio galaxia M87 con y sin atenuación por el EBL.	42
4.2. Upper limits calculados para el número de neutrinos detectados considerando neutrinos electrónicos, muónicos y taónicos de la radio galaxia M87.	45
4.3. Upper limit de la normalización del flujo calculado para la radio galaxia NGC 1275.	49
4.4. Upper limit de la normalización del flujo calculado para la radio galaxia 3C 264.	52
4.5. Upper limit de la normalización del flujo calculado para la radio galaxia 3C 264.	55

Capítulo 1

Núcleos Galácticos Activos

La astronomía extragaláctica lleva desarrollándose y avanzando desde hace ya muchos años. Su inicio es comúnmente atribuido a Thomas Wright, quien en 1750 especuló que algunas de las nebulosas que se habían observado podrían no formar parte de la Vía Láctea[1]. Transcurrió más de un siglo y fue hasta finales del siglo XIX y principios del siglo XX cuando la idea de que estas nebulosas tenían un origen extragaláctico se hizo popular entre algunos astrónomos, apoyando así la teoría de universos-isla. Sin embargo, aún había cierto escepticismo respecto a la verdadera naturaleza de estas nebulosas. Hasta que a inicios de la década de 1920 tuvo lugar el llamado Gran Debate[2], en el que se discutió la escala del Universo.

Los principales participantes del Gran Debate fueron Harlow Shapley y Heber Curtis. En general, Shapley creía que nuestra Galaxia abarcaba todo el Universo y que las nebulosas espirales formaban parte de ésta. Mientras que Curtis creía que las nebulosas espirales eran galaxias como la nuestra y que se encontraban a cientos de miles de años luz de la Vía Láctea o más[3].

Shapley argumentaba que las nebulosas eran objetos dentro de la Vía Láctea. Se basaba firmemente en los resultados de Adriaan van Maanen, quien dijo haber observado rotación en la nebulosa M101, conocida ahora como la galaxia del Molinete[4]. Por su parte, Curtis hizo un compendio de razones por las que la galaxia de Andrómeda M31, en ese entonces nebulosa de Andrómeda, era una galaxia como la Vía Láctea. El argumento más contundente de Curtis fue el número considerablemente alto de novas que había observado en M31, utilizó su brillo máximo para inferir la distancia a M31[5]. Al finalizar el debate la discusión siguió abierta.

Edwin Hubble ya era en ese entonces de los astrónomos que creían en un Universo formado por miles de millones de galaxias. Uno de sus grandes aportes fue la creación de un sistema de clasificación de galaxias[6]. Aunque comúnmente se le atribuyó a Hubble el famoso diagrama de diapasón para su sistema de clasificación, el primero en proponer este tipo de diagrama para la clasificación de Hubble fue James H. Jeans. En 1928, Jeans lo propuso

en su libro *Astronomy and Cosmogony*[7], mientras que la primera vez que Hubble presentó este diagrama fue en su libro de 1936, *The Realm of the Nebulae*[8].

En 1929, Hubble observó Cefeidas en M31 y M33, y utilizando la relación periodo-luminosidad, conocida en este tipo de estrellas, determinó su magnitud absoluta y con ésta su módulo distancia[9]. Los cálculos de Hubble situaban a M31 a una distancia de 275 kpc (un factor de ~ 3 por abajo de su valor actual), colocando a M31 a una distancia extragaláctica y apoyando así la teoría de universos-isla. Pero esto no puso fin a la discusión de si las nebulosas espirales eran o no de origen extragaláctico.

Pese a los resultados publicados por Hubble sobre cefeidas en nebulosas espirales aún había un problema, los resultados de Van Maanen. Van Maanen siguió analizando otras nebulosas espirales y afirmaba haber detectado movimientos propios en espirales como M33, NGC 4051 y M51[10][11][12]. En 1935, Hubble y otros de sus colaboradores se dieron a la tarea de medir placas fotográficas para M81, M51, M33 y M101[13], con las que Van Maanen había asegurado haber detectado movimientos propios. Hubble encontró que las medidas del desplazamiento rotacional total de puntos en las nebulosas era comparable con la incertidumbre de las medidas. Por lo que no se confirmaban las rotaciones que había estado reportado van Maanen por más de una década. Esto puso final al debate sobre el origen extragaláctico de las nebulosas espirales, aunque el término galaxia para referirse a estos objetos fue completamente aceptado por la comunidad científica hasta después de la muerte de Hubble[14][15].

Para entonces Karl Jansky había realizado un estudio de fuentes que afectaban las comunicaciones en radio transatlánticas, concluyendo que una de las fuentes de estática era de origen desconocido[16]. Un estudio más detallado llevó a Jansky a concluir que la radiación provenía del disco de la Vía Láctea, siendo más intensa la señal en el centro Galáctico[17]. Sin embargo, el trabajo de Jansky no fue notado por la comunidad científica.

Grote Reber, un ingeniero eléctrico, leyó el trabajo publicado por Jansky y decidió construir un radiotelescopio. Los primeros intentos de Reber no fueron exitosos, fue hasta el tercer intento en el que disminuyó la frecuencia de operación de su receptor hasta 162 MHz que detectó señal. Sus resultados le permitieron publicar el primer mapa del cielo en radio frecuencia, observando que la intensidad era función de la longitud galáctica con un máximo local en la constelación del Cisne. Este resultado sería de importancia en estudios posteriores[18][19][20], y daría a Reber el título de padre de la radioastronomía. Reber fue el único radioastrónomo por al menos una década.

No pasó mucho tiempo para que nuevas investigaciones y hallazgos surgieran. Una de las más relevantes fue hecha por Carl Seyfert en 1943. Seyfert obtuvo el espectro de seis galaxias y encontró que en su región central pre-

sentaban líneas de emisión nucleares de alta excitación superpuestas a un espectro normal del tipo estrella (cuerpo negro). Además, notó que las líneas de emisión de algunas galaxias eran anchas, mientras que en otras eran estrechas[21]. Con esto surgió la pregunta de qué tipo de fenómeno era capaz de generar este tipo de espectro. Las primeras hipótesis sugerían que un número de estrellas suficientemente alto podría ser capaz de reproducir las observaciones de Seyfert. Lodewijk Woltjer fue el primero en sugerir la existencia de un núcleo denso en el centro de muchas galaxias; y calculó que el objeto debería ser del orden de $10^8 M_{\odot}$ [22].

Con el avance tecnológico y el interés creciente en el campo se pudieron construir nuevos y mejores radiotelescopios. Con esto se detectaron un gran número de fuentes en radio que dió lugar a la creación de catálogos como los de Cambridge[23]. En 1963 se descubrió un objeto en la región central de 3C273[24]. Este objeto presentaba cuatro de las líneas de la serie de Balmer con un corrimiento al rojo (*redshift*) de $z = 0.158$. Además de 3C273 se encontraron más fuentes con las mismas características: en las placas fotográficas parecían estrellas de bajo brillo pero que presentaban un espectro muy peculiar. Por esto se les nombró como cuásares (*quasi-stellar radio sources* (QSRS), *quasi-stellar sources* (QSS) o *quasars*)[25]. Pronto se comenzó a investigar más a los cuásares, en particular se calcularon sus redshifts pues tenían una repercusión muy fuerte en los modelos cosmológicos, convirtiendo a los cuásares en una herramienta potencial para estos modelos.

Pese a todo esto seguía sin resolverse cuál era el mecanismo por el cual estos objetos situados en el núcleo de una galaxia huésped emitían energía. Los primeros en proponer que en el centro de estas galaxias se tenía un objeto estelar de una masa muy grande que emitía principalmente por el proceso de acreción de un disco de gas fueron Hoyle y Fowler[26]. Sin embargo, fue hasta un año después cuando se propuso la idea de que en el centro podría haber un agujero negro (*Black Hole*, BH) acretando materia[27][28]. La presencia de procesos por los cuales los núcleos de estas galaxias emitían energía llevó al concepto de “actividad”, siendo en 1971 la primera vez que se habló de actividad del núcleo[29]. Finalmente se adoptó el término de núcleos galácticos activos o AGN (*Active Galactic Nuclei*).

A pesar de que ya se había encontrado que un agujero negro era solución a las ecuaciones de Einstein, ésta se mantuvo como hipotética. Hasta que se vió que esta solución podía explicar los fenómenos observados en los AGN y que se había demostrado que una estrella másiva colapsaría en un agujero negro, se aceptó la existencia de los agujeros negros por la comunidad científica. Con esto se abrió un nuevo campo en el estudio de los procesos de emisión de AGNs para poder entender su origen y evolución.

1.1. Propiedades de un AGN

La fenomenología de los AGNs fue definida a partir de múltiples observaciones. Como su nombre lo indica, los AGNs son núcleos de galaxias cuya actividad los hace emitir mucho mayor energía en comparación a los núcleos de galaxias “normales”. El espectro de una galaxia “normal” está dominado por el espectro de las estrellas que hay en ella y puede ser representado por la superposición de múltiples cuerpos negros. Mientras que el espectro de un AGN cubre una porción considerable del espectro electromagnético, desde radiofrecuencias hasta rayos-X y en algunos casos llegando hasta rayos gamma, además de que contiene líneas de emisión nucleares de alta excitación.

El espectro continuo de un AGN puede ser descrito en muchos casos por una ley de potencias de la forma

$$S_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (1.1)$$

donde α es el índice espectral. Su luminosidad bolométrica es muy alta, $L_{bol} > 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, siendo las fuentes más poderosas en el Universo hasta ahora detectadas. Además de esto, el flujo de muchos AGN presentan variabilidad a distintas escalas de tiempo que dependen de la frecuencia. La variabilidad observada en los AGNs implican regiones de emisión del orden de milipársecs, lo que implica una alta densidad de energía.

En general, el espectro de emisión o la más comúnmente utilizada distribución de energía espectral (*Spectral Energy Distribution*, SED) no se puede explicar mediante un solo proceso o lugar de emisión. Es gracias a las observaciones en distintas bandas de frecuencia que se ha podido construir la imagen actual que se tiene de los AGNs. A continuación se explicarán las componentes que presentan la mayoría de los AGNs.

1.1.1. Agujero Negro Supermasivo

Los agujeros negros son los objetos compactos más masivos en el Universo cuyo campo gravitatorio es tal que ni siquiera la luz se escapa de él. Schwarzschild probó que la posible existencia de los agujeros negros era una solución para el campo gravitacional de una masa puntual y de una masa esférica.[30]. Los agujeros negros supermasivos pueden tener masas de hasta $10^{11} M_\odot$ [31] y se han encontrado a redshifts de hasta $z \sim 6$ [32].

Agujero Negro de Schwarzschild

En un agujero negro de Schwarzschild existe un radio para el cual, cualquier evento que ocurra dentro de esta frontera no puede ser comunicado a un observador externo. Este radio es tal que la velocidad de escape

es igual a la velocidad de la luz. Está definido por

$$R_S = \frac{2GM_{BH}}{c^2} \quad (1.2)$$

y recibe el nombre de radio de Schwarzschild, el cual define el horizonte de eventos.

El espacio-tiempo que rodea al horizonte de eventos puede ser descrito por la métrica

$$ds^2 = \left(1 - \frac{R_S}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) - \left(1 - \frac{R_S}{r}\right) c^2 dt^2 \quad (1.3)$$

esta métrica implica una dilatación temporal gravitacional por un factor de $\left(1 - \frac{R_S}{r}\right)^{1/2}$. Esta dilatación temporal hará que, un observador distante vea que la radiación emitida desde la vecindad del horizonte de eventos del agujero negro se vea enrojecida a frecuencias más bajas. Esto es, se tiene un enrojecimiento gravitacional o redshift gravitacional.

Como ya se había mencionado, la acreción de materia es la encargada de generar las cantidades de energía emitidas por los AGNs. La materia cae hacia el agujero negro, con lo que se tiene una conversión de energía potencial gravitacional en radiación electromagnética. El caso más sencillo es considerar un flujo de acreción con simetría esférica. Con lo que el agujero negro acretará materia como

$$\dot{M} = \pi r^2 \rho v \quad (1.4)$$

con ρ y v la densidad y velocidad del viento. Este tipo de acreción es conocida como acreción de Bondi o acreción de Bondi-Hoyle[33]. El radio de captura efectivo para la acreción se obtiene al aproximar la velocidad de escape a un radio R del agujero negro con la velocidad del viento, siendo $V = \sqrt{2GM_{BH}/R}$. Así la tasa de acreción es

$$\dot{M} = \frac{4\pi\rho G^2 M_{BH}^2}{V^3} \quad (1.5)$$

Además, la acreción está limitada por la presión de radiación que experimenta la materia acretada. Este límite depende de la masa del agujero negro y de la opacidad media del material. La fuerza de presión de radiación

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{\sigma_T \rho}{m_p c} \frac{L}{4\pi r^2}$$

debe ser menor o igual que la fuerza gravitacional

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{\rho GM}{r^2}$$

para que el proceso de acreción pueda ocurrir. Así, se puede obtener la luminosidad máxima a la que un agujero negro puede emitir por acreción cuando estas dos fuerzas son iguales, esta luminosidad es conocida como Luminosidad de Eddington y se define como

$$L_{Edd} = \frac{4\pi cGM\mu m_p}{\sigma_T} \approx 1.5 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1} \quad (1.6)$$

donde μ es el peso molecular medio, m_p es la masa del protón y σ_T es la sección eficaz de Thompson.

Podemos escribir la tasa de acreción en términos de la luminosidad y de la eficiencia η en la que se convierte la energía potencial gravitacional en radiación electromagnética como $\dot{M} = L/\eta c^2$. Con lo que definimos a la tasa de acreción de Eddington como la tasa de acreción necesaria para producir una luminosidad L_{Edd} , es decir la tasa de acreción máxima.

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2} \approx 2 \times 10^{-9} \left(\frac{1}{\eta} \right) M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (1.7)$$

Así mismo, podemos definir el tiempo de escala de Eddington, que es el tiempo típico asociado con esta tasa de acreción

$$t_{Edd} = \frac{M}{\dot{M}_{Edd}} \approx 4 \times 10^8 \eta \text{ yr} \quad (1.8)$$

Agujero Negro de Kerr

Todo lo anterior es considerando un agujero negro cuya métrica toma en consideración únicamente su masa. Este escenario no describe propiamente lo observado en los AGNs pues se han llegado a detectar con luminosidades mayores a la de Eddington. La descripción mejora al considerar que el agujero negro tiene momento angular. La métrica que lo describe toma una forma más compleja y es denominado agujero negro de Kerr. El momento angular puede escribirse de la masa y el radio gravitacional $r_g = GM/c^2$

$$J \sim I\Omega \approx Mr_g c \quad (1.9)$$

donde I es el momento de inercia y Ω la velocidad angular. El momento angular específico del agujero negro de Kerr se define como

$$\frac{J}{M} \equiv ac \quad (1.10)$$

donde a es llamado el parámetro de spin. Así el horizonte de eventos para un agujero negro de Kerr en unidades geométrizadas, $c = G = 1$ es

$$r_H = M + \sqrt{M^2 - a^2} = \frac{R_S}{2} \left(1 + \sqrt{1 - a_*^2} \right) \quad (1.11)$$

donde $a_* = a/M$, $|a_*| \leq 1$. Esto nos implica que el horizonte de eventos está acotado, para un agujero negro con máxima rotación por $r_H = R_S/2$ y cuando no rota se reduce a un agujero negro de Schwarzschild $r_H = R_S$. Entonces para un agujero negro de Kerr se tiene

$$\frac{R_S}{2} \leq r_H \leq R_S \quad (1.12)$$

Existe otra superficie crítica además de el horizonte de eventos en este tipo de agujeros negros, el límite estacionario r_0 . Esta superficie es tal que $r_H < r_0$, y dentro de esta no región no puede haber observadores estáticos. Esta región recibe el nombre de *Ergósfera* y es de donde se puede extraer energía rotacional del agujero negro hacia afuera.

$$r_0 = R_S + \left[\left(\frac{R_S}{2} \right)^2 - a^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2} \quad (1.13)$$

1.1.2. Disco de Acreción y Corona

El proceso de acreción más eficiente es el asociado a un disco. Este tipo de sistemas se forman naturalmente por el gas cayendo hacia el plano central, mientras retiene la mayor parte de su momento angular. Si es lo suficientemente denso y grueso, estos discos pueden proveer el mecanismo necesario para transferir momento angular y permitir que el gas caiga a la vecindad del agujero negro[34].

El modelo más sencillo para un disco de acreción consiste en uno ópticamente grueso y geoméricamente delgado. Los parámetros importantes para este sistema son: el momento angular del materia en el disco a un radio r , $J(r)$; la torca neta asociada con el momento angular, $\mathcal{T}(r)$; y la velocidad de deriva radial del gas, v_r .

Considerando el momento angular de un anillo de radio r con una masa total m ,

$$J(r) = mv_\phi r \quad (1.14)$$

donde v_ϕ es la velocidad azimutal. Para la mayoría de los casos de interés $v_r \ll v_\phi$ y $v_\phi \approx v_K$, donde v_K es la velocidad Kepleriana. La velocidad angular Kepleriana asociada es

$$\Omega(K) = \frac{v_K}{r} = \left(\frac{GM}{r^3} \right)^{1/2} \quad (1.15)$$

La tasa de flujo de masa radial para un disco estacionario es constante y está dado por

$$\dot{M} = -2\pi r v_r \Sigma \quad (1.16)$$

donde Σ es la densidad de masa superficial del disco en unidades de $[\text{cm}^2]$. La densidad superficial de masa también es independiente del tiempo y se expresa como

$$\Sigma = 2\rho H(r) \quad (1.17)$$

con ρ la densidad media y $H(r)$ la altura de escala a un radio r .

Considerando que hay conservación del momento angular entre dos anillos adyacentes a un radio r en el disco, es decir la diferencia entre el momento angular llevado hacia adentro del radio r y el momento angular transportado hacia afuera por la torca ejercida en el disco afuera de ese radio, es constante. La torca neta bajo estas suposiciones requiere que

$$\mathcal{T}(r) = \dot{M}(GMr)^{1/2} + \text{const} \quad (1.18)$$

También podemos definir un radio interior r_{in} en el disco, para el cual se tiene la última órbita circular estable (*Innermost Stable Circular Orbit*, ISCO). Para un agujero negro de Schwarzschild $r_{in} = 3R_S$, mientras que para un agujero negro de Kerr $r_{in} = 1 - 0.6R_S$. El radio exterior no está bien definido y depende de la presión y la gravedad a largas distancias.

Considerando que cada anillo del disco emite como un cuerpo negro

$$B_\nu(T(r)) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T(r)}} - 1} \quad (1.19)$$

con lo que la densidad de luminosidad de cada anillo sería

$$\frac{dL_\nu(r)}{dr} \Delta r = 2\pi r \Delta r B_\nu(T(r)) \quad (1.20)$$

Integrando sobre r se obtiene el espectro de luminosidad del disco

$$L_\nu = \int_{r_{in}}^{r_{out}} 4\pi^2 r B_\nu(T(r)) dr \quad (1.21)$$

con lo que es necesario conocer el perfil de temperatura del disco para poder encontrar L_ν .

La energía liberada en un disco de acreción está determinada por la pérdida de energía gravitacional del material que va hacia el agujero negro y por el trabajo realizado por la torca neta. Ambas contribuciones pueden escribirse como las luminosidades correspondientes

$$dL_g = -d\left(\dot{M} \frac{GM}{2r}\right) \quad (1.22)$$

$$dL_{\mathcal{T}} = -d\left(\dot{M} \frac{GM}{r}\right) \quad (1.23)$$

Combinando estas dos luminosidades y diferenciando respecto al radio r se obtiene una expresión para la energía emitida a varios radios

$$\frac{dL}{dr} = \frac{3GM\dot{M}}{2r^2} \left[1 - \left(\frac{r_{in}}{r} \right)^{1/2} \right] \quad (1.24)$$

La emisividad por unidad de área en el disco, $D(r)$, se puede derivar de la ecuación anterior para $\frac{dL}{dr}$

$$D(r) = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r} \left[1 - \left(\frac{r_{in}}{r} \right)^{1/2} \right] \quad (1.25)$$

Puesto que se asumió que cada anillo emite como un cuerpo negro, para una temperatura dada $T(r)$ la emisividad es $D(r) = \sigma_{SB}T^4(r)$, siendo σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann. Así, el perfil de temperatura se puede escribir como,

$$T(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma_{SB}r^3} \left[1 - \left(\frac{R_{in}}{r} \right)^{1/2} \right] \right)^{1/4} \quad (1.26)$$

Esto nos permite calcular la luminosidad por unidad de frecuencia del disco, y con esta se puede obtener la SED definida como νL_ν . La figura 1.1 muestra la SED de un disco de acreción para dos escenarios distintos: el primero un sistema binario y el segundo un AGN.

La acreción a través de las capas exteriores del disco resulta en una disipación de energía y un aumento en la temperatura. La parte exterior del disco se expande y desarrolla una corona de gas caliente. Esta estructura es capaz de modificar de manera considerable el espectro emitido, mediante la comptonización de rayos-X suaves. La temperatura de la corona está determinada por la fracción de la potencia de acreción total liberada en la corona. Incluso una pequeña fracción, como del 1% de la tasa de acreción total, puede resultar en una temperatura muy alta, $T \sim 10^8$ K. La figura 1.2 muestra el espectro de un disco de acreción con una corona dominada por la emisión libre-libre de rayos-X[34].

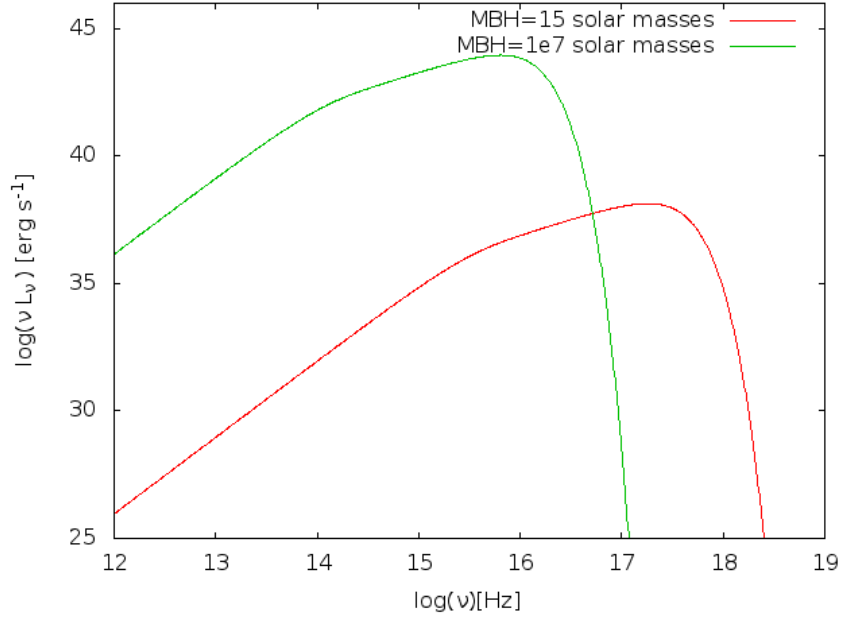


Figura 1.1: SED para un sistema binario cuyo objeto compacto tiene una masa de $M = 15 M_\odot$ y para un AGN con $M = 10^7 M_\odot$. Se supuso $R_{\text{in}}/R_S = 3.0$, $\eta = 0.08$ y la tasa de acreción de 20% de la tasa de Eddington.

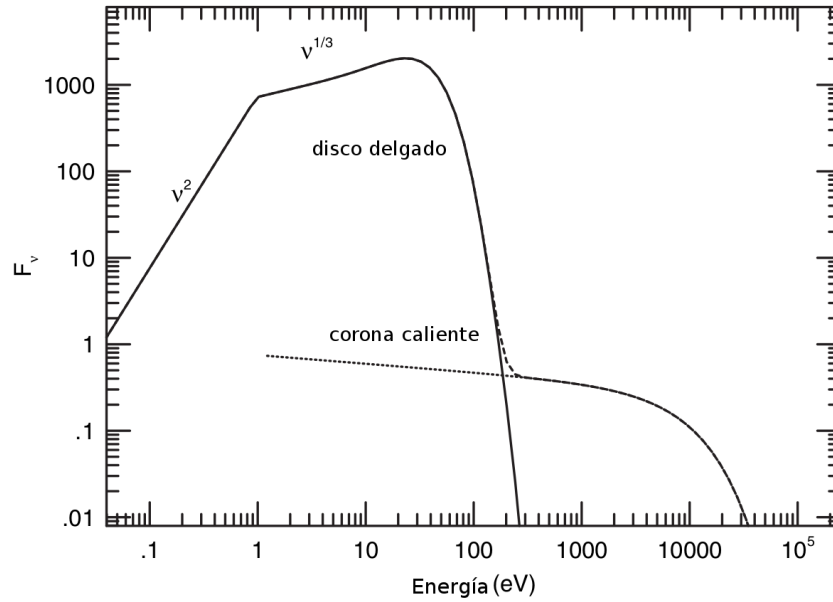


Figura 1.2: Representación esquemática del espectro de un disco-corona. Se asumió un disco ópticamente grueso y geoméricamente delgado con $T_{\text{max}} = 10^5$ K y una corona ópticamente delgada con $T_{\text{cor}} = 10^8$ K.

1.1.3. Regiones de Líneas Anchas y Estrechas

El espectro de los AGNs cuenta con varias propiedades. Una de ellas es la presencia de líneas de emisión con corrimiento al rojo y algunas de intensidad variable. La anchura de las líneas se ha interpretado como velocidades Doppler, donde la anchura correspondiente de la distribución de velocidades de los componentes en la región de emisión tiene valores de $400 \lesssim \Delta v \lesssim 10^4 \text{ km s}^{-1}$. Estas velocidades son un indicio más de la existencia de un campo gravitatorio, tal como el que habría en la vecindad de un agujero negro super masivo (*Super Massive Black Hole*, SMBH).

Las líneas más prominentes son las de la serie de Balmer H_α [$\lambda 6563$], H_β [$\lambda 4861$] y H_γ [$\lambda 4340$]; y la serie de Lyman Ly_α [$\lambda 1216$]. Otras líneas comunes son las de los iones Mg II [$\lambda 2798$], [C III] [$\lambda 1909$] y C IV [$\lambda 1549$]. Estas últimas suelen ser líneas prohibidas o semiprohibidas, no presentan variabilidad y aparecen en muchas ocasiones más estrechas ($\Delta v \sim 100 \text{ km s}^{-1}$). La falta de variabilidad y la anchura más estrecha de estas líneas llevo a la conclusión de que provenían de una región cinemáticamente separada de la región donde se producen las líneas más anchas. Por esto se habla de una región de líneas anchas (*Broad Line Region*, BLR) y una región de líneas estrechas (*Narrow Line Region*, NLR).

Región de Líneas Anchas

La BLR es explicada por nubes de gas de densidad columnar grande ($\sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$) y densidad alta ($\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) que se encuentran a una distancia del núcleo tal que el flujo es $L/4\pi r^2 \simeq 10^9 \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, Equivalente a una distancia de $\sim 1 \text{ pc}$ para AGNs muy luminosos. Además, estas nubes estan ligadas gravitacionalmente al objeto compacto y tienen velocidades típicas de 3000 km s^{-1} [34].

La imagen tradicional de la BLR durante más de 40 años es la de una distribución de nubes aproximadamente esférica alrededor de una fuente isotrópica (figura 1.3a). El proceso dominante es la fotoionización y cada nube se encuentra en equilibrio de fotoionización. Esto es que toda fotoionización en la nube es compensada por la recombinación en la misma. Sólo la porción de la nube que se encuentra expuesta a la radiación de la fuente se encuentra ionizada mientras que la otra porción es neutra (figura 1.3b).

De las líneas de ionización se puede inferir la temperatura y la densidad electrónica de las nubes, las cuales son comúnmente $T \sim 10^4 \text{ K}$ y $n_e \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Esta temperatura corresponde a líneas de anchura del orden de 10 km s^{-1} , por lo que es evidencia de que el gas de la BLR o nubes individuales exhiben movimiento supersónico. Esto puede ser explicado por el movimiento orbital alrededor del agujero negro o por el movimiento de nubes entrando o saliendo de la región.

Un método directo para examinar la extensión de la BLR es el llamado

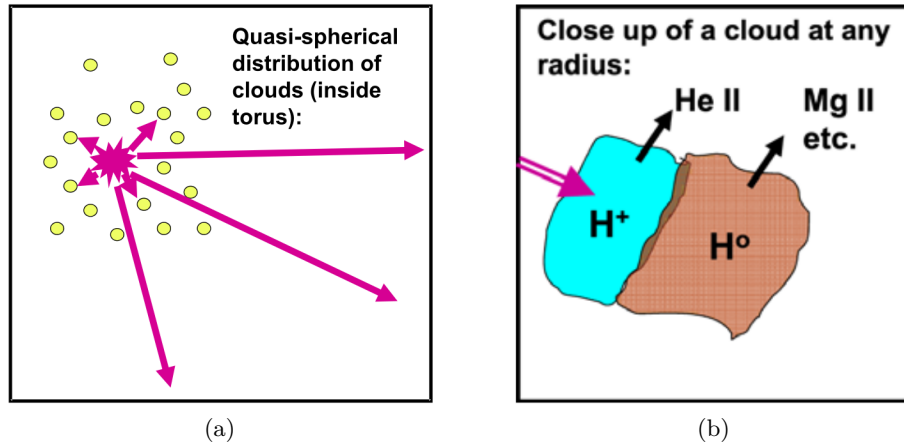


Figura 1.3: Visión clásica de la región de líneas anchas 1.3a y de una nube individual donde se aprecia que la parte ionizada de la nube es la que está orientada a la fuente isotrópica 1.3b(Gaskell, 2009).

mapeo de reverberación. Esta técnica de observación utiliza el hecho de que el calentamiento y la ionización del gas en la BLR son causados por la fuente de la emisión continua central. Puesto que la radiación UV de los AGNs varía, uno esperaría variaciones correspondientes en las líneas de emisión de la BLR. La emisión continua se emite desde el disco de acreción y viaja a través de la BLR en escalas de días hasta meses. Un aumento en el flujo continuo de la fuente entonces debería de generar un aumento en el flujo de las líneas. Esta variabilidad está relacionada con la extensión de la BLR. Se ha observado que para un mismo AGN la variabilidad de las líneas de mayor ionización es menor que las de baja ionización, lo que es un indicio de estratificación de la BLR[35]. Además, este análisis permite obtener la masa del agujero negro central a partir de la velocidad medida de las nubes[36].

Otra configuración para la BLR es una distribución plana de nubes[37][38]. Esta conclusión está respaldada por la función de transferencia de líneas de baja ionización que implican que hay poco o nada de gas en la línea de visión, por lo que al menos el gas de baja ionización en la BLR tiene una distribución plana[38]. Se ha observado una fuerte estratificación en la ionización, la cual puede ser explicada por una separación espacial entre las diferentes ionizaciones en la BLR. Se ha sugerido que el borde exterior de la BLR coincide con el radio de sublimación del polvo del toro[39]. El estudio de mapas de reverberación sugiere que las nubes de baja ionización de la BLR provienen de un viento de polvo local del disco de acreción[40]. La figura 1.4 muestra de manera esquemática esta visión de la BLR junto con el toro, del cual se hablará más adelante, así como una imagen generada por computadora.

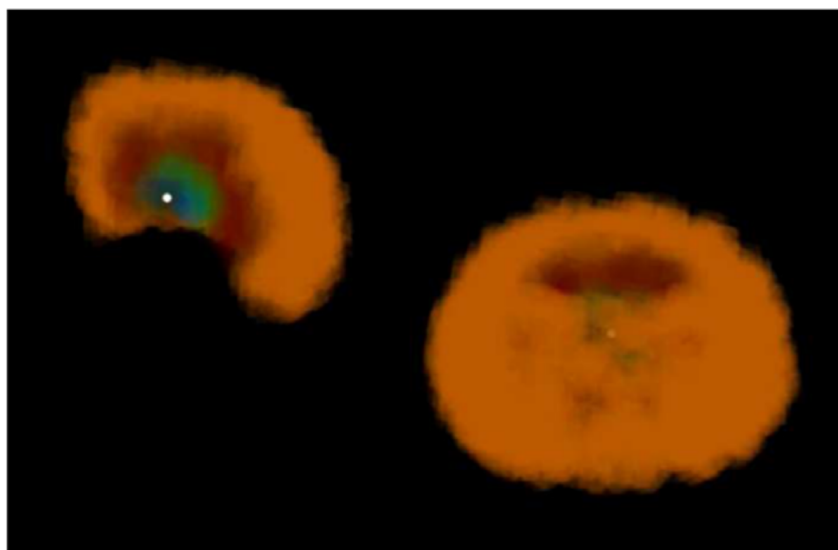
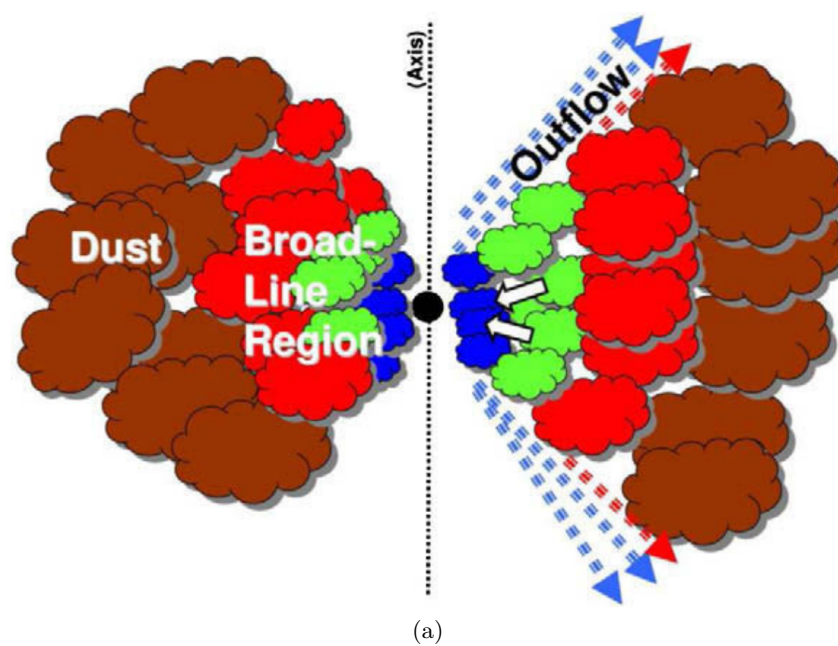


Figura 1.4: En 1.4a se muestra una representación de la BLR en donde se observa la separación de las nubes de distintas ionizaciones mientras que el borde de ésta coincide con el toro. En 1.4b se muestra una simulación de la BLR (azul-verde) y del toro (marrón)(Gaskell, 2009).

Región de Líneas Estrechas NLR

Esta región es una región extendida de gas interestelar ionizado y calentado por un AGN. Al encontrarse el gas fuera de la influencia dominante del agujero negro central las anchuras de las velocidades de las líneas son mucho menores que las de la BLR. La NLR consiste en nubes cuya densidad columnar es menor a la de la BLR ($\sim 10^{20-21} \text{ cm}^{-2}$) y baja densidad ($\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) y se localizan a una distancia tal que $L/4\pi r^2 \simeq 10^2 \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, esto es a unos 3 pc para un AGN muy luminoso. Las nubes de esta región se encuentran separadas cinemáticamente de las de la BLR y presentan velocidades típicas entre $200 - 500 \text{ km s}^{-1}$.

Las bajas densidades hacen que el gas de las nubes de la NLR sean ópticamente delgadas, lo que permite que tengan una alta ionización. Su espectro se caracteriza por la presencia de líneas prohibidas, siendo la línea del [OIII] [$\lambda 5007$] la más intensa. Del cociente de líneas permitidas y prohibidas se obtiene una densidad electrónica de $n_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y una temperatura de $T \sim 15000 \text{ K}$. La masa total del gas de la NLR se estima como $\sim 10^6 M_{\odot}$ [41]. Además, la NLR es mucho más extendida espacialmente que la BLR, llegando a tener escalas de kpc incluyendo la llamada región de líneas estrechas extendida (*Extended Narrow Line Region*, ENLR).

Dada su escala y brillo superficial, es posible resolver la NLR y su morfología básica en algunas galaxias del tipo Seyfert cercanas. Estas observaciones han apoyado a la hipótesis de la influencia de un jet a la estructura de la NLR. La explicación más simple es que el polvo del toro colima el campo de radiación, formando una morfología cónica perpendicular al toro, ver figura 1.5 [42].

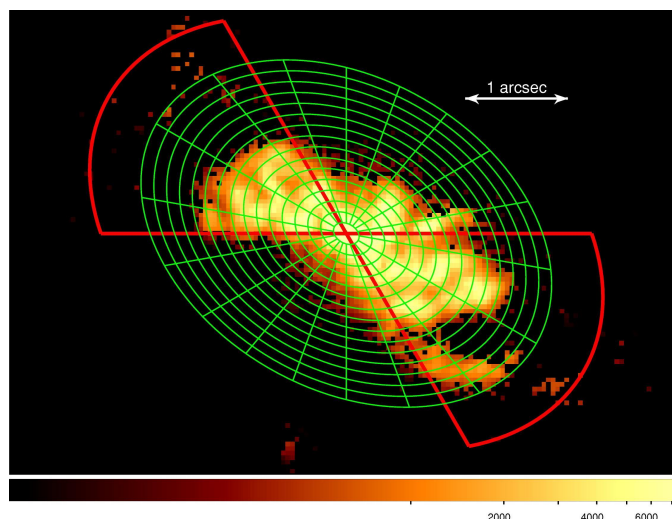


Figura 1.5: Imagen del HST de la región central de NGC 4151 donde se aprecia una morfología bicónica (Kraemer *et al.*, 2008).

Los modelos para la NLR tienen como fin explicar su emisión, así como reproducir y explicar su geometría y extensión espacial. Los diagramas de cocientes de líneas nos permiten comparar los modelos con las observaciones. La figura 1.6 muestra el diagrama BPT[43] que permite distinguir entre tres distintas galaxias que presentan líneas estrechas, las cuales difieren principalmente en su fuente de ionización.

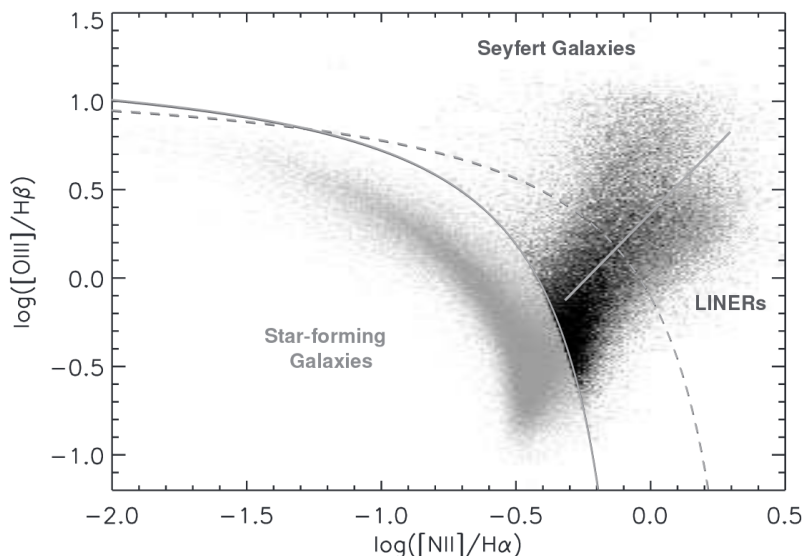


Figura 1.6: .

1.1.4. Toro

El modelo más simple para representar al toro es considerar una región de polvo homogénea y como su nombre lo indica, de geometría toroidal. Esta región tiene un tamaño estimado de $1 - 100$ pc y se localiza alrededor del agujero negro central con una densidad de $10^4 - 10^6$ cm^{-3} y con una densidad columnar de $\sim 10^{25}$ cm^{-2} .

Este tipo de estructura cubre una región grande por lo que se espera que a unos 10 pc el gas sea ópticamente grueso y de baja temperatura. De tal manera que únicamente los rayos-X duros son capaces de penetrar hasta esta región. Por el contrario, la parte interior del toro se encuentra expuesta a la radiación emitida por el núcleo, por lo que la temperatura y la ionización son mayores.

Sin embargo lo dicho en los párrafos anteriores es, como ya se mencionó, el caso más simple. En sí la estructura y evolución del toro es mucho más compleja como lo han demostrado las observaciones. En primer lugar, el tamaño del toro es muy pequeño y no ha sido posible resolver esta región espacialmente con los actuales instrumentos. Observaciones a $8.74 \mu\text{m}$ de la galaxia Circinus a sólo 4 Mpc han permitido poner una cota superior de r

< 2 pc para el toro de esta galaxia[44].

En segundo lugar el toro no es una distribución homogénea de polvo y gas, sino que está conformado de nubes individuales dándole un aspecto grumoso. Esta visión está reforzada por la observación de eclipsamiento del flujo de rayos-X en AGNs, que sitúan a la nube en el borde interior del toro[45].

Finalmente, el toro puede verse como una entidad dinámica. Se compone de material que fluye hacia dentro como hacia afuera del agujero negro central. Además como ya se menciona, se cree que existe una interacción entre el toro y el borde exterior de la BLR. Incluso se tiene evidencia de que el toro es un sitio en el cual se destruye y se vuelve a formar el polvo[46].

1.1.5. Jet

Bajo ciertas circunstancias puede generarse un jet colimado de materia que se propaga a velocidades relativistas y pueden llegar a extenderse hasta cientos de kiloparsecs. Los jets son más prominentes en observaciones en radio, y se encuentran en cerca del 10 % de los AGNs. A este tipo de AGNs se les conoce como *radio-loud*.

El mecanismo por el cual se forma el jet en un AGN es incierto. Uno de los mecanismos propuestos, y que simulaciones magnetohidrodinámicas han apoyado, es el llamado mecanismo de Bandford-Znajek[47]. Este mecanismo es un análogo electromagnético al mecanismo de Penrose para extraer energía mecánica de un agujero negro de Kerr[48]. El esfuerzo de muchos teóricos ha permitido también esclarecer la física detrás de este mecanismo, colocándolo como el escenario más prometedor para la formación de jets en AGNs[49].

La composición del jet es aún un problema abierto, pues tanto los modelos léptónicos como los hadrónicos son capaces de describir el espectro observado de algunos AGNs por igual. Sin embargo, el escenario leptónico se encuentra más favorecido por la variabilidad y estudios de correlación entre *flares* de rayos-X y rayos gamma en objetos BL Lac[50]. Por otro lado la presencia de *orphan flares* de rayos gamma de TeV no son fácilmente explicados por los modelos leptónicos[51][52].

Estudios de variabilidad en las curvas de luz y su posible correlación en las distintas longitudes de onda son otra manera de poner a prueba estos modelos. Además de que la escala de tiempo en la variabilidad permite constreñir el tamaño de las regiones de emisión.

1.2. Modelos de Unificación

Se tiene una gran variedad de objetos que presentan actividad en su núcleo, por lo que surge la pregunta de si estos pueden ser explicados medi-

ante un único modelo. Uno de los primeros modelos de unificación y de los más aceptados es el propuesto por Antonucci[53]. En este modelo Antonucci clasifica los AGNs en dos grupos: *radio-loud* y *radio-quiet*; y sugiere que lo único que diferencia un AGN de otro es la línea de visión del observador. Se puede observar en la figura 1.7 una representación gráfica de un AGN y las componentes mencionadas en la sección anterior, así como distintos tipos de AGNs dependiendo del ángulo de visión[41].

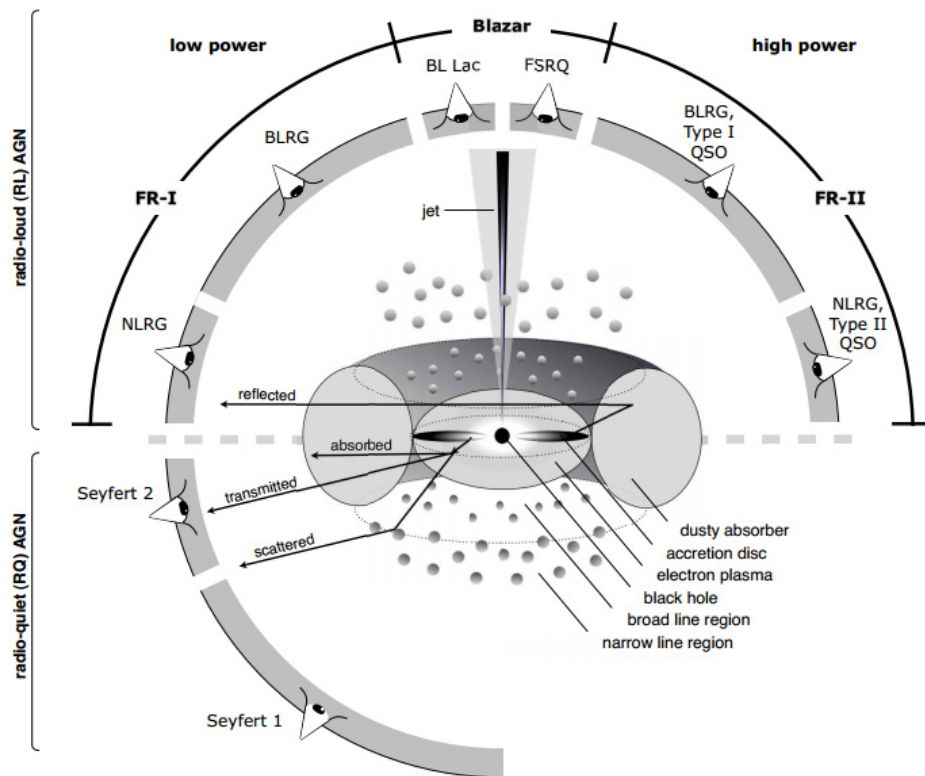


Figura 1.7: Modelo de unificación propuesto por Antonucci donde la luminosidad en radio y la línea de visión son lo que diferencia a los distintos tipos de AGNs.

También se han clasificado los AGNs en otros dos grupos. Los AGN de tipo 1 que presentan un espectro con líneas de emisión anchas y estrechas. Y los de tipo 2 que presentan únicamente líneas estrechas en su espectro. En algunos casos se ha podido observar en estudios de polarización líneas anchas, es decir la presencia de la BLR, para AGNs de tipo 2, lo que implica un problema en la clasificación de estos objetos[54]. Sin embargo, ha habido objetos de tipo 2 para los cuales no ha sido posible observar la presencia de líneas anchas a pesar de que no presentan oscurecimiento del toro, lo que ha llevado a llamarlos como verdaderos AGN de tipo 2[55][56].

Modelos más realistas de unificación toman como parámetro importante, además de la línea de visión, el factor de cobertura del toro de polvo[57]. Así mismo es importante el tamaño del agujero negro central, su tasa de acreción y su luminosidad[58]. Los tipos de objetos que conforman el llamado *zoológico* de AGNs son varios, sin embargo, en este trabajo se tratarán únicamente a las radio galaxias de las cuales se hablará en la siguiente sección.

Capítulo 2

Radio Galaxias

Las radio galaxias son, bajo los modelos unificación, *BL Lacs* o *Flat Spectrum Radio Quasars* (FSRQs) que tienen su jet desalineado de la línea de visión y se encuentran albergadas en galaxias elípticas. Éstas a su vez están clasificadas en dos grupos según la morfología de su emisión en radio. Fanaroff-Riley I (FR-I) cuando la emisión en radio domina el núcleo de la radio galaxia y Fanaroff-Riley II (FR-II) cuando la emisión en radio domina en los lóbulos formados por el material eyectado del jet. La luminosidad umbral que separa a las radio galaxias FR-I y FR-II es de $\sim 2 \times 10^{25} \text{ W Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, o bien de $10^{32} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, a una frecuencia de 178 MHz. Por debajo de esta luminosidad se encuentran las FR-I, mientras que las que se encuentran por encima son clasificadas como FR-II[59]. Según los modelos de unificación las FR-I corresponden a un BL Lac desalineado y las FR-II a un FSRQ desalineado[60]. Se ha encontrado que la dicotomía entre las FR-I y FR-II se debe principalmente a su tasa de acreción, siendo menor en las FR-I[61].

El jet se puede presentar de manera simétrica a ambos lados del núcleo o bien puede haber un único jet. La falta de una contraparte simétrica de un jet en algunas radio galaxias está principalmente asociada al ensanchamiento Doppler que se tiene de la emisión dirigida al observador. Con lo que se tiene una amplificación del flujo observado del jet que se aproxima hacia el observador y un decrecimiento del jet que se aleja. También se han propuesto modelos en los cuales el jet emite de manera intermitente y en periodos de tiempo cambiando de dirección, con lo que se explicaría la observación de un solo jet[62].

El hecho de que las radio galaxias posean un jet desalineado con la línea de visión las convierte en perfectos candidatos para estudiar los procesos de aceleración de partículas que tienen lugar en el jet. Es por esta razón que es importante monitorear su actividad y convierte al Observatorio HAWC en un buen instrumento para esto.

2.1. Observaciones en TeV de Radio Galaxias

En los últimos años algunas radiogalaxias, únicamente de tipo FR-I, se han logrado detectar en rayos gamma de TeV por distintos experimentos como HEGRA (*High Energy Gamma Ray Astronomy*), Whipple, MAGIC (*Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope*), HESS (*High Energy Stereoscopic System*) y VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*). El descubrimiento de las radio galaxias como emisores en muy altas energías permite estudiar y poner a prueba modelos en regiones que normalmente no se pueden observar, así como un mejor entendimiento de la física detrás de los AGNs.

Las radio galaxias detectadas en energías de TeV son M87, NGC 1275, 3C 264, PKS 0625 35 y Centaurus A. Dentro de estas radio galaxias las primeras cuatro se encuentran dentro del campo de visión del Observatorio HAWC. Por lo que se discutiran a continuación las observaciones previas de estas cuatro radio galaxias, así como sus características principales.

2.1.1. M87

M87 es una radio galaxia elíptica gigante ubicada en el cúmulo de Virgo a 187.705° en ascensión recta (α) y 12.396° en declinación (δ) en coordenadas ecuatoriales. El núcleo de M87 es un agujero negro supermasivo con una masa de $3 - 6 \times 10^9 M_\odot$ [63]. Su distancia a la Tierra es de 16.7 ± 0.2 Mpc con un redshift de $z = 0.0044$ [64], por lo que es la radio galaxia más cercana observada en rayos gamma de muy alta energía.

M87 presenta un jet relativista de materia que emerge de su núcleo y se extiende por lo menos a 1.5 kpc de éste, llegando hasta 2 kpc del núcleo. El ángulo al cual el jet se encuentra desalineado con la línea de visión se ha estimado entre $15^\circ - 25^\circ$ [65]. Al estar desalineado y gracias a su cercanía el jet de M87 permite estudios de alta resolución de su estructura 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.

Las primeras emisiones de rayos gamma de muy alta energía provenientes de la posición 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 potencias con un flujo integral para energías arriba de 730 GeV correspondiente a $3.3\% \pm 0.8\%$ al flujo de la Nebulosa del Cangrejo [66].

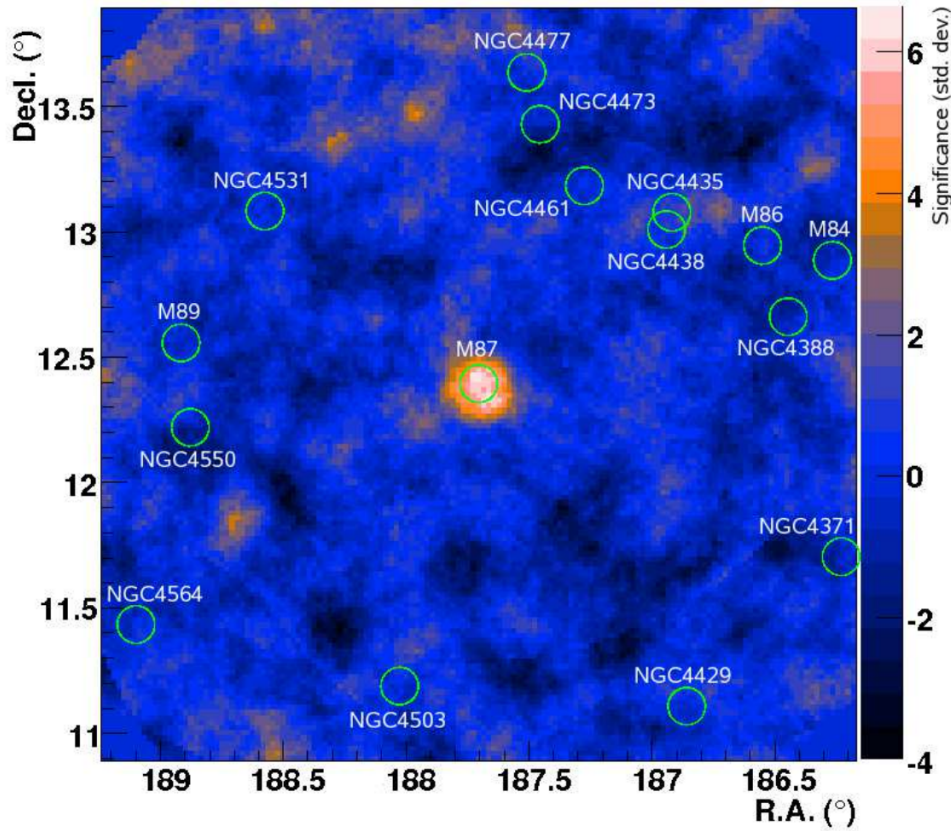


Figura 2.1: Mapa de significancia para M87 por el observatorio VERITAS. Se tiene una significancia de 5.9σ arriba de $250; \text{siGeV}$.

HESS observó a M87 en 2004, con el flujo más bajo reportado hasta la fecha[67]. MAGIC monitoreó entre 2005 y 2007 a M87 en estado bajo y reportó un índice espectral de 2.21 ± 0.21 y una normalización del flujo a 1 TeV de $7.7 \pm 1.3 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ [68]. Por su parte, VERITAS monitoreó por primera vez a M87 en el 2007 por 51 horas, reportó un flujo con un índice espectral de $2.31 \pm 0.17_{stat} \pm 0.2_{sys}$ y una normalización a 1 TeV de $7.4 \pm 1.3_{stat} \pm 1.5_{sys} \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$, se muestra el mapa de significancia y el ajuste de este estudio en la figura 2.1 y 2.2[69].

M87 ha presentado tres periodos de actividad, o flares, en los últimos años. El primero en 2005 detectado por HESS, el segundo en 2008 detectado por MAGIC y VERITAS, y el tercero en 2010 detectado por VERITAS[65][70][67] [71][72]. En todas estas detecciones se observó en las curvas de luz variabilidad a escalas de tiempo de días, lo que ha ayudado a constreñir la región de emisión de rayos gamma de muy alta energía. El flare del 2010 ha sido el más potente registrado y de este estudio la variabilidad fue de ~ 0.9 días resultando en una región de emisión de

$R \leq R_{var} = \delta c \Delta t = 2.3 \times 10^{15} \delta \text{ cm} \approx 1.3 \delta R_S$. Donde R_S es el radio de Schwarzschild de M87 y δ es el factor Doppler relativista de la región de emisión.

Las últimas observaciones que se han hecho para M87 fueron hechas por VERITAS entre el 2011 y el 2012, reportaron baja actividad por parte de la fuente. Las curvas de luz de estas observaciones sugieren la existencia de variabilidad a escalas de tiempo de semanas a meses. Los flujos reportados para 2011 y 2012 son consistentes entre sí [73]. Por su parte MAGIC realizó observaciones de M87 entre el 2012 y el 2015, y reportó de igual manera muy baja actividad por parte de la radio galaxia con un flujo integral promedio a energías $> 300 \text{ GeV}$ de $1.60 \pm 0.18 \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [74].

La tabla 2.1 presenta un compendio de los índices espectrales y normalizaciones de flujo reportados por los distintos experimentos a lo largo de estos años. Todos los ajustes al flujo son a partir de una ley de potencias simple. Se ha argumentado que los periodos de flare presentan un espectro más duro. Podemos ver que para las observaciones de baja actividad el índice está entre 2.10 – 2.62, mientras que para los flares está entre 2.19 – 2.40.

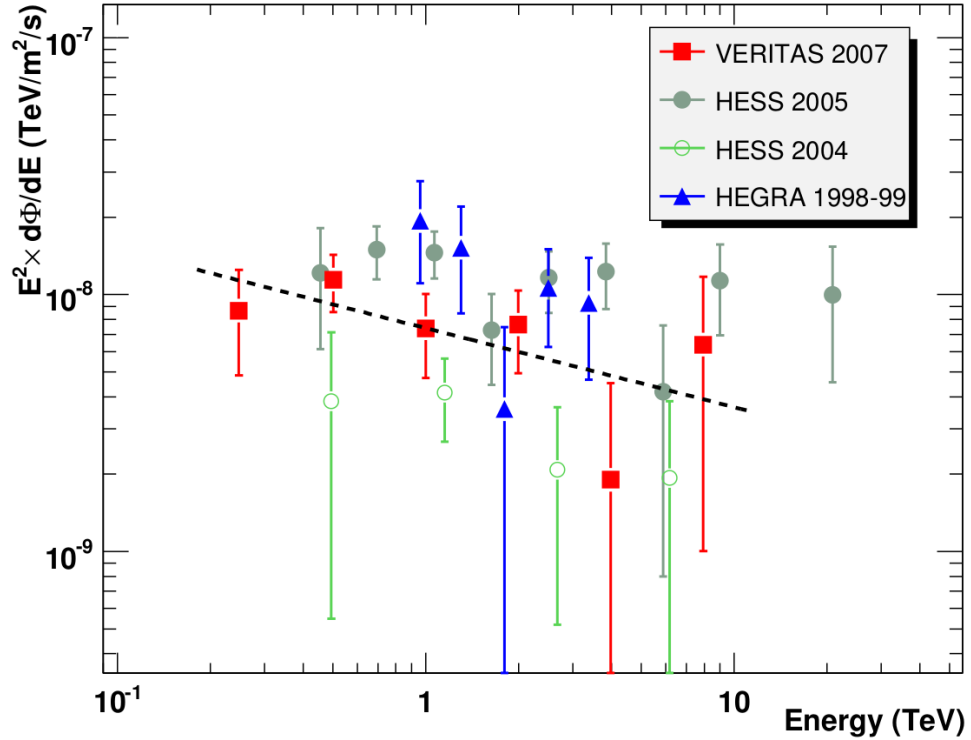


Figura 2.2: SED ajustado por VERITAS para M87 y su comparación con el flujo medido por HESS y HEGRA. El espectro ajusta a una ley de potencias simple.

Observaciones de M87		
Instrumento/Año	Índice espectral	Normalización de Flujo [$10^{-13} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
Baja Actividad		
HESS 2004	2.62 ± 0.35	2.43 ± 0.75
VERITAS 2007	2.31 ± 0.17	7.4 ± 1.3
MAGIC 2005-2007	2.21 ± 0.21	5.4 ± 1.1
VERITAS 2012-1	2.1 ± 0.3	6.3 ± 1.6
VERITAS 2012-2	2.6 ± 0.2	7.0 ± 1.5
Flare		
HESS 2005	2.22 ± 0.15	11.7 ± 1.6
MAGIC 2008	2.21 ± 0.18	48.1 ± 8.2
VERITAS 2008	2.40 ± 0.21	15.9 ± 2.9
VERITAS 2010	2.19 ± 0.07	47.1 ± 2.9

Tabla 2.1: Resultados de los ajustes al espectro de M87 para una ley de potencias simple. Los índices espectrales y normalizaciones de flujo reportados por los distintos experimentos se muestran diferenciándolos entre las observaciones realizadas durante periodos de baja actividad y periodos de flare que ha presentado la radio galaxia M87.

2.1.2. NGC 1275

NGC 1275 se encuentra ubicada en el centro del cluster de Perseo con un redshift de $z = 0.017559$, a una distancia de ~ 75.3 Mpc[75]. Sus coordenadas ecuatoriales son $\alpha = 49.950^\circ$ y $\delta = 41.512^\circ$ (J2000)[76]. El agujero negro en su núcleo posee un agujero negro supermasivo con una masa de $3 - 4 \times 10^8 M_\odot$ [77] y tiene un jet de escala de parsec con un ángulo respecto a la línea de visión de $\sim 30^\circ - 60^\circ$ [78][79].

MAGIC detectó por primera vez a esta radio galaxia a energías mayores a 100 GeV y con una significancia de 6.6σ (figura 2.3) durante dos campañas: la primera entre octubre de 2009 y febrero de 2010; y la segunda entre agosto de 2010 y febrero de 2011, acumulando cerca de 100 h de datos. El flujo reportado por MAGIC ajusta a una ley de potencias entre 70 y 500 GeV con un índice espectral de $4.1 \pm 0.7_{stat} \pm 0.3_{sys}$ y normalización a 100 GeV de $3.1 \pm 1.0_{stat} \pm 0.7_{sys} \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ [80].

Se han reportado dos periodos de actividad de muy alta energía en NGC 1275 desde 2016. El primero a finales de octubre de 2016 donde se observó un aumento del flujo que llegó a 16% el flujo de la Nebulosa del Cangrejo[81]. El segundo entre la noche del 31 de diciembre de 2016 y el 1 de enero de 2017 llegando el flujo de ~ 1.5 veces el flujo de la Nebulosa del Cangrejo, siendo este estado más alto que ha alcanzado esta fuente[82].

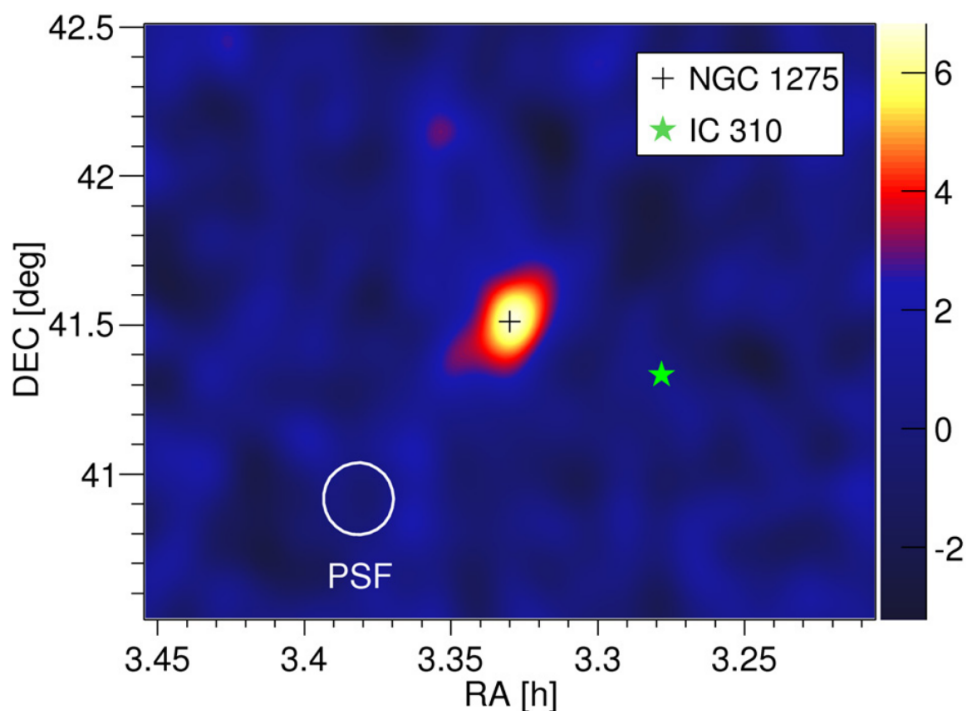


Figura 2.3: Mapa de significancia para NGC 1275 realizado por el observatorio MAGIC para sus observaciones entre 2009 y 2010. Se tiene una significancia de 6.6σ arriba de 100 GeV.

Además de estos dos periodos de actividad, Fermi-LAT reportó un flare en rayos gamma de alta energía (> 100 MeV) a finales de octubre de 2015[83]. No se observaron correlaciones en rayos-X durante los dos flares reportados por Fermi-LAT y MAGIC, lo que desfavorece al escenario leptónico. En ambos casos se encontró variabilidad con escalas de horas, lo que sugiere que la región de emisión es muy compacta y que igualmente no es posible explicar mediante modelos leptónicos.

Para el flare del 1 de enero MAGIC reporta un flujo que ajusta a una ley de potencias con corte exponencial con un índice espectral de 2.11 ± 0.14 , normalización a 300 GeV de $1.61 \pm 0.23 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ y energía de corte de 0.56 ± 0.11 TeV. No se observó flujo más allá de 650 GeV, lo que sugiere un corte en su espectro. En este mismo análisis se realizó un estudio incluyendo los datos de Fermi-LAT a muy altas energías (figura 2.4), siendo el mejor ajuste al espectro una ley de potencias con corte exponencial con índice espectral de 2.05 ± 0.03 , normalización a 198.21 GeV de $4.17 \pm 0.22 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ y energía de corte de 492 ± 35 GeV[84].

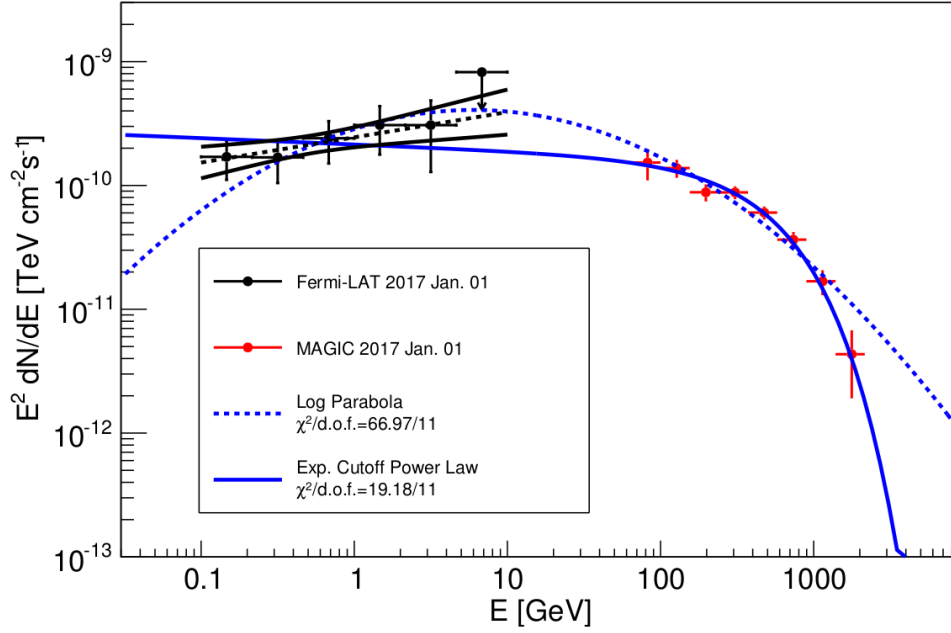


Figura 2.4: SED ajustado en el análisis conjunto entre Fermi-LAT y MAGIC para el flare del 1 de enero de 2017.

2.1.3. PKS 0625 35

PKS 0625 35 es una radio galaxia elíptica que se encuentra ubicada en el cúmulo de Abell 3329. Posee un redshift de $z = 0.055$ que equivale a una distancia de ~ 228 Mpc[85]. Sus coordenadas ecuatoriales son $\alpha = 96.778^\circ$ y $\delta = -35.488^\circ$ (J2000). Posee un agujero negro supermasivo con una masa del orden de $10^{9.19 \pm 0.37} M_\odot$ [86].

Se ha observado la presencia de un jet con un ángulo $< 61^\circ$ en observaciones a 2.3 GHz[87], mientras que la estructura del jet se ha observado que llega a una distancia de 143 pc[88]. Su morfología entra en la categoría de FR-I, sin embargo observaciones espectroscópicas la sitúan como un objeto BL Lac[89]. Por esto la verdadera naturaleza de este AGN sigue en debate pues presenta tanto características de una radio galaxia como de un blazar.

PKS 0625 35 ha sido observada en rayos gamma de muy alta energía únicamente por HESS en un periodo de observación de 5.5 h arriba de 200 GeV con una significancia de 6.1σ (figura 2.5)[90]. La observación fue realizada durante ocho noches durante noviembre y diciembre de 2012. El espectro se extiende hasta casi 2 TeV y es ajustado a una ley de potencias con un índice espectral de $2.84 \pm 0.50_{stat} \pm 0.20_{sys}$ y normalización a 1 TeV de $5.8 \pm 2.2_{stat} \pm 1.2_{sys} \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. El ajuste se muestra en la figura 2.6. No se observaron indicios de variabilidad en su flujo.

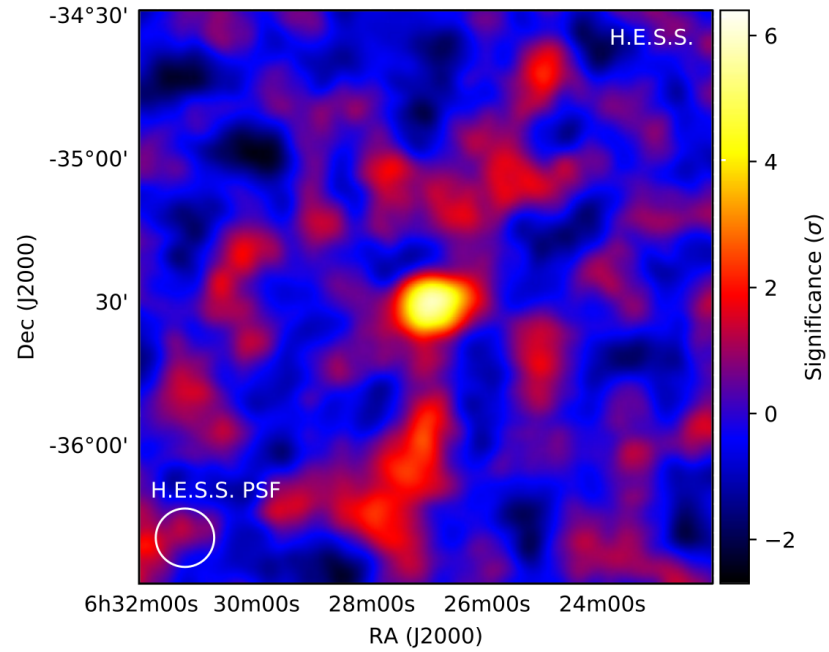


Figura 2.5: Mapa de significancia para PKS 0625 35 por el observatorio HESS. Se tiene una significancia de 6.1σ arriba de 200 GeV.

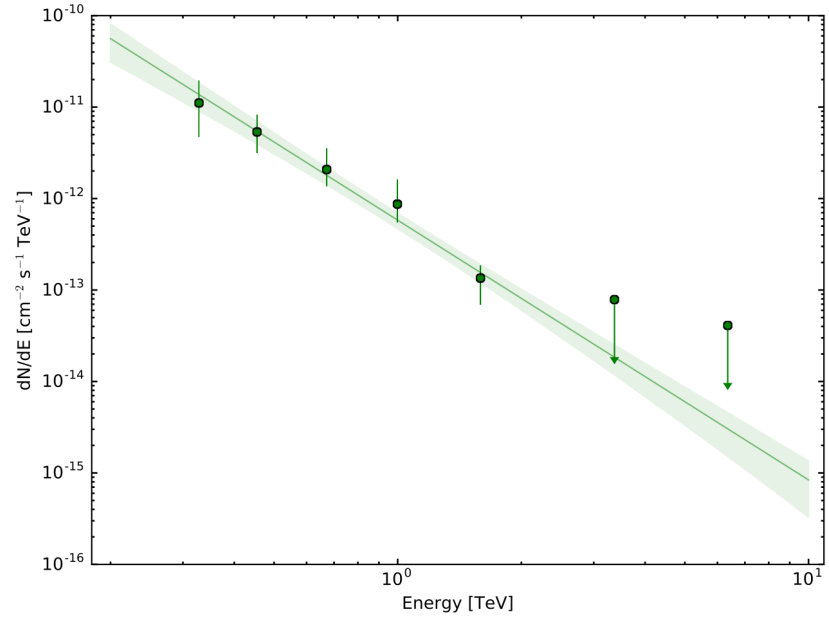


Figura 2.6: Espectro reportado por HESS para la radio galaxia PKS 0625 35. El espectro describe una ley de potencias simple.

El espectro reportado por HESS al ser discutido en un análisis multifre-

cuencia es explicado tanto por un escenario leptónico y uno lepto-hadrónico. Sin embargo el escenario leptónico se encuentra favorecido debido a cálculos de la energía necesaria para el escenario lepto-hadrónico.

2.1.4. 3C 264

3C 264 es una radio galaxia de tipo FR-I ubicada en el cúmulo de Leo a un redshift de $z = 0.022$ que corresponde a una distancia de ~ 95 Mpc[91]. Esto la sitúa como la radio galaxia más lejana detectada hasta el momento en energías de TeV dado que la verdadera naturaleza de PKS 0625 35 sigue en debate. Sus coordenadas ecuatoriales son $\alpha = 176.271^\circ$ y $\delta = 19.606^\circ$ (J2000)[92]. En su núcleo alberga un agujero negro supermasivo con una masa de $\sim 5 \times 10^8 M_\odot$ [93]. Posee un jet que alcanza escalas de kiloparsecs y en el que se han observado nudos, de los cuales los más cercanos al núcleo presentan movimiento superlumínico[94].

Su emisión en rayos gamma de muy alta energía fue descubierta por VERITAS, y es el único instrumento que la ha observado a estas energías. VERITAS la observó durante un periodo de tiempo de ~ 12 h entre febrero y marzo de 2018, por lo que es la más reciente radio galaxia en incorporarse a las fuentes que emiten en TeV. Resultados preliminares dan un exceso de 60 eventos de rayos gamma sobre el fondo con una significancia de 5.4σ . El flujo integral preliminar de 3C 264 es de $\sim 1\%$ el flujo de la Nebulosa del Cangrejo[95].

Ha sido detectada por Fermi-LAT a energías mayores a 30 GeV. El flujo reportado a muy altas energías parece aproximadamente compatible mediante una extrapolación de la ley de potencias reportada por Fermi. Se argumenta que el índice espectral a muy altas energías es de ~ 2.3 y que su flujo en TeV es bajo y varía débilmente en escala de meses[96]. Sin embargo, estos resultados son preliminares y habrá que esperar a que el trabajo sea propiamente publicado y discutido.

Capítulo 3

Observatorio HAWC

El observatorio HAWC (*High Altitude Water Cherenkov*) está ubicado a una altura de 4100 m sobre el nivel del mar entre el Volcán Sierra Negra y el Pico de Orizaba en Puebla, México (figura 3.1)[97]. 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. HAWC utiliza la técnica de las cascadas atmosféricas extensas con un sistema de detección a través de detectores Cherenkov en agua, WCD (*Water Cherenkov Detector*). La porción del cielo que cubre el observatorio es de 8.4 sr, que equivalen a 2/3 de todo el cielo que son monitoreados las 24 horas del día.

3.1. Arreglo

HAWC es un arreglo de 300 WCDs en un área de 20,000 m². 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 tubos fotomultiplicadores, PMT (*Photomultiplier Tube*), al fondo. Los cilindros están anclados 60 cm bajo tierra para poder brindar una estructura firme en caso de sismos. Los PMTs instalados son un PMT Hamamatsu R7081 de 10" con alta eficiencia cuántica en el centro, y tres PMTs Hamamatsu R5912 de 8" a 1.8 m del central formando un triángulo equilátero (figura 3.2)[98]. Por lo que HAWC cuenta en total con 1,200 PMTs.

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 WCDs para medir la longitud de los cables entre los PMTs y el sistema de adquisición de datos, y la relación entre la cantidad de luz enviada y la señal registrada por los PMTs[99].

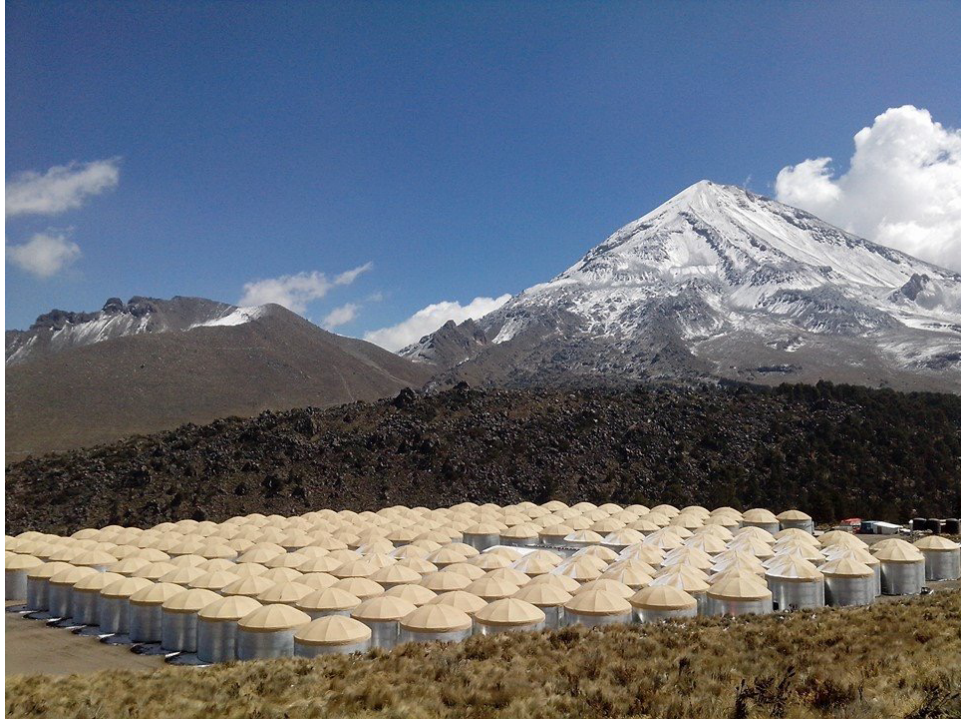


Figura 3.1: Observatorio HAWC.

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 se realizó una mejora al observatorio agregando un arreglo de 200 pequeños WCDs denominados *outriggers* para aumentar su área de detección[100].

3.2. Adquisición de Datos

Las señales de los PMTs 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 PMTs que hayan pasado un umbral o condición de disparo. La condición de disparo es que haya coincidencias entre al menos 28 PMTs en una ventana de tiempo de 150 ns. Siendo la tasa de eventos registrados del orden de 15 kHz.

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 ToT umbral es proporcional al logaritmo de la carga generada en el PMT[99]. En HAWC se consideran dos umbrales, un High ToT y un Low

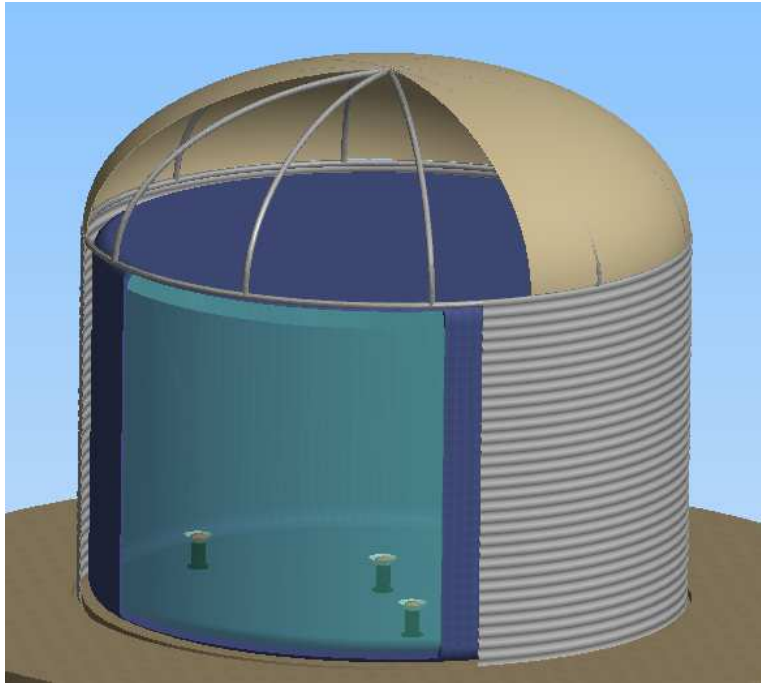


Figura 3.2: Diagrama de un WCD donde se puede apreciar el bladder y los PMTs.

ToT, para obtener la carga depositada en los PMTs[99]. Con esta información se reconstruye la dirección y naturaleza (hadrónica o electromagnética) de la cascada, así como la energía de la partícula primaria. Finalmente los datos son almacenados en formato *XCDF*[101].

3.3. Reconstrucción de Datos

Todos los 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 de la posición en el arreglo del núcleo de la cascada (core), la reconstrucción angular y la separación gamma/hadrón.

3.3.1. 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 PMTs involucrados. Como una primera aproximación 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 PMTs y Q' la carga esperada según el modelo gaussiano; y con $\sigma' = \sqrt{Q'}$, suponiendo una distribución de Poisson[102].

3.3.2. 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 de disparo de los PMTs podemos obtener el ángulo del plano de la cascada respecto al detector. Conociendo la posición del core podemos obtener el eje de la cascada (figura 3.3).

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 PMTs con mayor dispersión con respecto al primer ajuste.

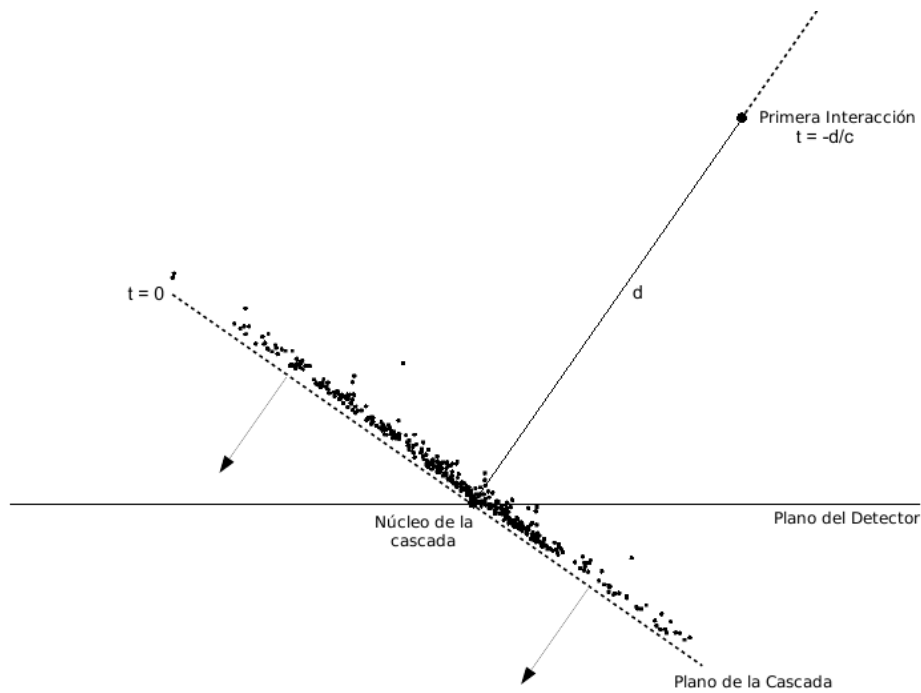


Figura 3.3: Diagrama del frente de una cascada atmosférica. Como primera aproximación se considera totalmente plano, sin embargo presenta cierta curvatura.

3.3.3. Identificación de Cascadas

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 PMTs. 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 3.4a muestra la distribución de carga depositada en los PMTs de una cascada electromagnética cualquiera, mientras que la figura 3.4b muestra la reconstrucción de una cascada hadrónica cualquiera.

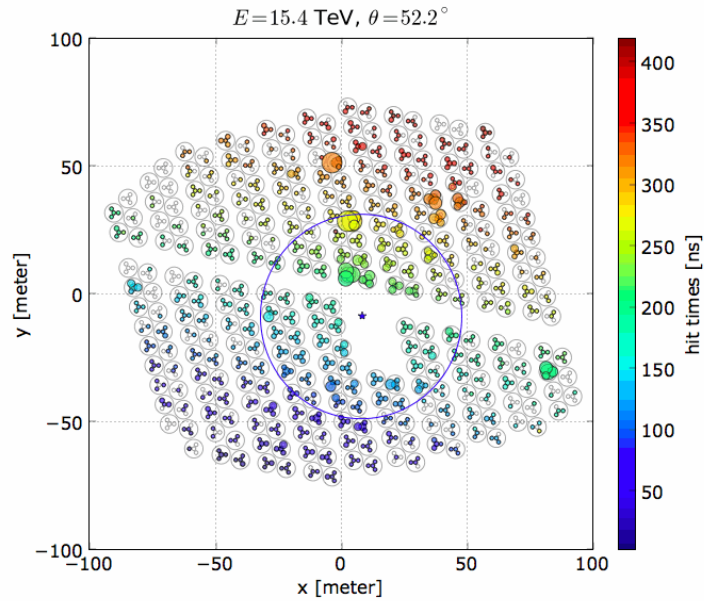
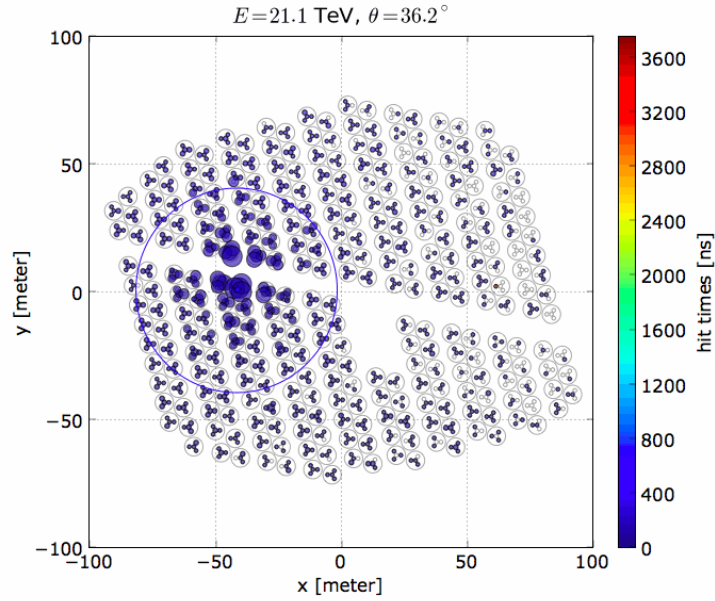


Figura 3.4: Cascada electromagnética (3.4a) y hadrónica (3.4b) de eventos reconstruidos. Los colores representan el tiempo de incidencia en los PMTs, siendo los azules los primeros en dispararse. El tamaño de los círculos representa la carga depositada en los PMTs. Mientras que la estrella marca la posición del núcleo.

3.4. Análisis de Datos

El principal objetivo de HAWC es el de identificar y estudiar posibles fuentes de rayos gamma de muy alta energía (> 1 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 eventos arriba de dicho fondo dentro de este bin angular. El fondo es estimado mediante la técnica de *Integración Directa*

El análisis se optimiza al separar los datos en 10 bins, los cuales se definen a partir de la razón del número de PMTs que registraron señal entre el número de PMTs disponibles durante un evento (tabla 3.1). Aunque estos bins están correlacionados con la energía, no son un buen estimador de ésta. Mientras que la cantidad de eventos de baja energía es mayor en los bins bajos, las distribuciones de éstos respecto a la energía son amplias y se intersectan entre ellas. Esto implica que eventos de baja energía pueden caer en un bin alto y viceversa, lo que hace que estos bins no sean los ideales para estimar la energía[103].

Bin	f_{hit} [%]
0	2.3 – 6.7
1	6.7 – 10.5
2	10.5 – 16.2
3	16.2 – 24.7
4	24.7 – 35.6
5	35.6 – 48.5
6	48.5 – 61.8
7	61.8 – 74.0
8	74.0 – 84.0
9	84.0 – 100

Tabla 3.1: Definición de los bins fraccionales en los que se agrupan los datos de HAWC. Estos son definidos en función de la razón del número de PMTs que registraron señal entre el número de PMTs disponibles durante un evento

La separación gamma/hadrón es posible gracias a que las cascadas electromagnéticas tienen núcleos compactos cuya densidad de energía decae uniformemente como función de la distancia al núcleo. Mientras que las cascadas hadrónicas presentan grupos de grandes deposiciones de energía lejanos al núcleo debidos principalmente a la componente muónica de la cascada (figura 3.5). Para esto se han definido dos variables topológicas que permiten una separación gamma/hadrón óptima en cada uno de los bins fraccionales, las

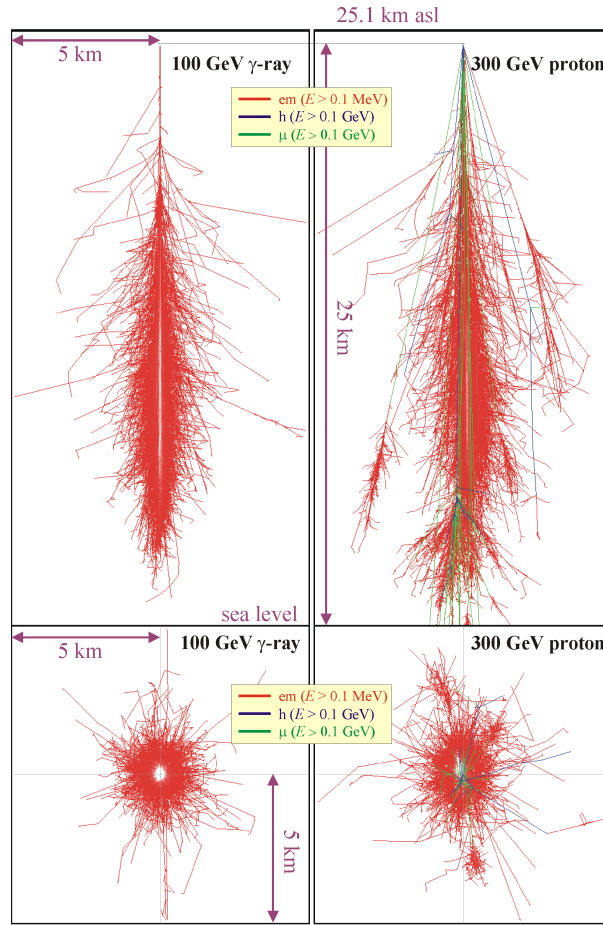


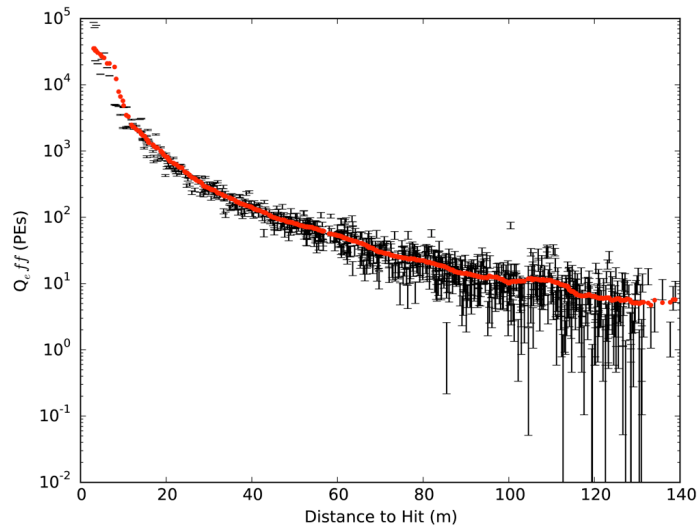
Figura 3.5: Simulaciones MC para una cascada electromagnética provocada por un rayo gamma de 100 GeV de energía y para una cascada provocada por un protón de 300 GeV de energía. Se pueden apreciar las diferencias en sus distribuciones.

cuales se definirán a continuación

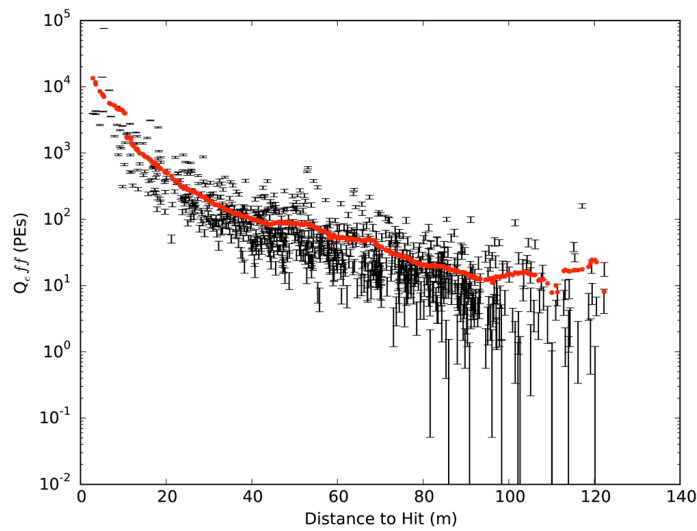
3.4.1. PINC

PINC (*Parameter for the Identification of Nuclear Cosmic rays*) es una variable topológica que utiliza la distribución de cargas en los eventos, considerando la carga integrada en anillos de 10 m alrededor del núcleo y ajustando la distribución lateral de la cascada al modelo NKG (*Nishimura-Kamata-Greisen*)[104].

Esta variable funciona mejor en eventos de rayos gamma con muy alta energía, rechazando casi por completo el fondo. La figura 3.6 muestra el ajuste NKG sobre la distribución de carga obtenida con PINC. Se puede



(a)



(b)

Figura 3.6: La figura 3.6a muestra la distribución de carga para una cascada electromagnética respecto al ajuste NKG. La figura 3.6b lo hace para una cascada hadrónica. Nótese la mayor dispersión que presentan los datos en el caso hadrónico.

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

3.4.2. Compacidad

La compacidad está relacionada con una variable 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

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

Así, la compacidad se define como la razón del número de señales para las cuales el time residual es menor a 20 ns entre la amplitud del PMT que registró el mayor número de fotoelectrones fuera de un radio de 40 metros del núcleo. De esta manera se garantiza que las señales pertenecen a un único evento, es decir a la misma cascada. Para cascadas hadrónicas la compacidad tendrá un valor pequeño. Al igual que PINC, la separación gamma/hadrón que se obtiene con la compacidad mejora con eventos de muy alta energía.

Capítulo 4

Análisis y Resultados

En este capítulo se mostrará el análisis de los datos y los resultados del mismo. Los datos utilizados corresponden a 1017 días de observación con HAWC, desde finales de noviembre de 2014 hasta finales de octubre de 2017. Para cada una de las radio galaxias se hizo una búsqueda de señal mediante la creación de mapas de significancia. En caso de ser negativa la búsqueda se prosiguió a calcular el límite superior (*upper limit*) del flujo de fotones a un nivel de confianza del 95 % suponiendo una ley de potencias simple o una ley de potencias con corte exponencial, ambas a una energía pivote de 1 TeV. Finalmente se hicieron curvas de luz del flujo diario para cada una de las radio galaxias. Todos los cálculos fueron hechos utilizando el método del *máximo likelihood*, explicado en la siguiente sección. En el caso particular de M87 se calculó el máximo número de neutrinos esperados por IceCube. Todo el análisis se realizó considerando únicamente los datos agrupados del bin 1 al 9, como se definieron en el capítulo anterior.

4.1. Máximo Likelihood

El método de la máxima verosimilitud, o máximo likelihood, es utilizado para poder estimar la significancia de una fuente que tiene una baja razón señal-ruido. La significancia se relaciona directamente con el logaritmo del cociente de los likelihoods como

$$TS = -2 \ln \left(\frac{\mathcal{L}_0}{\mathcal{L}} \right) \quad (4.1)$$

donde TS es la prueba estadística o test statistic, \mathcal{L}_0 y \mathcal{L} son el likelihood de la hipótesis nula y el likelihood de la hipótesis no nula respectivamente. Estos se modelan como una distribución de Poisson de las cuentas por evento

en cada bin i . Se pueden escribir de la forma

$$\mathfrak{L}_0 = \prod_i \ln \left(\frac{(B_i)^{N_i} e^{-(B_i)}}{N_i!} \right) \quad (4.2)$$

y

$$\mathfrak{L} = \prod_i \ln \left(\frac{(B_i + S_i)^{N_i} e^{-(B_i + S_i)}}{N_i!} \right) \quad (4.3)$$

aquí S_i es la suma de las cuentas esperadas de señal correspondientes a una fuente con un espectro específico, B_i es el número de cuentas de fondo observadas, y N_i es el número total de cuentas observadas. Por lo tanto, TS está dado por

$$TS = \sum_i 2 \left[N_i \ln \left(1 + \frac{S_i}{B_i} \right) - S_i \right] \quad (4.4)$$

Para poder fijar un límite con un nivel de confianza al 95% en el flujo esperado de la fuente, tenemos que encontrar el valor de S_i que maximiza TS , $TS_{(max)}$, y luego optimizar $\Delta TS = TS_{(max)} - TS_{(95)}$, tal que [105][106].

$$2.71 = TS_{(max)} - TS_{(95)} = TS_{(max)} - \sum_i 2 \left[N_i \ln \left(1 + \frac{\xi S_i^{(ref)}}{B_i} \right) - \xi S_i^{(ref)} \right] \quad (4.5)$$

Aquí, el número esperado de cuentas de señal de la fuente se escala por un factor ξ . $S_i^{(ref)}$ es el número esperado de de cuentas de señal en un bin calculado para una fuente con un modelo espectral de referencia con flujo de normalización $\langle F_0 \rangle_{(ref)}$. El factor de escala ξ es calculado para obtener los límites con un nivel de confianza al 95% para una fuente en particular.

$$\langle F_0 \rangle_{(95)} = \xi \times \langle F_0 \rangle_{(ref)}. \quad (4.6)$$

El límite es independiente del valor escogido para $\langle F_0 \rangle_{(ref)}$. El método del máximo likelihood se encuentra implementado dentro del software de análisis del Observatorio HAWC bajo el nombre de LIFF [107].

4.2. M87

4.2.1. Mapa de significancia

La radio galaxia M87, dada su cercanía y estudios anteriores en cuanto a la sensibilidad de HAWC se esperaba que podría ser vista con una significancia de al menos 4.7σ después de un año de datos [108]. Sin embargo el mapa de significancia de la figura 4.1 demuestra que con casi tres años de

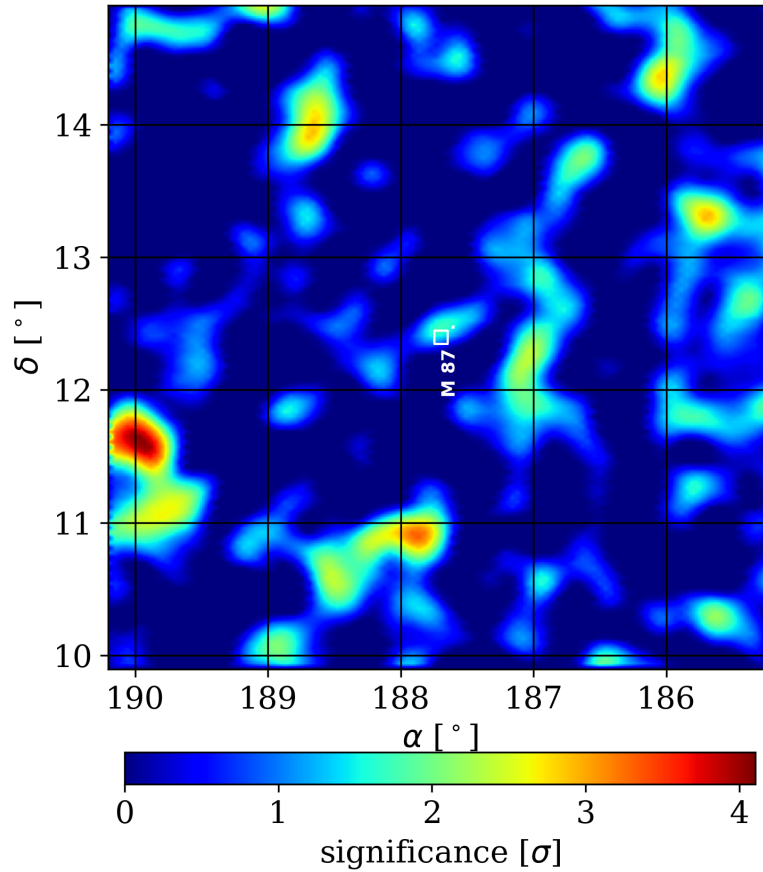


Figura 4.1: Mapa de significancia para la región alrededor de la posición de M87.

datos la significancia para M87 es marginal, $\sim 2\sigma$. Esta discrepancia con la significancia esperada para M87 al cabo de un año reportada en [108] se puede deber a que este cálculo supuso una mejor sensibilidad de HAWC a energías < 1 TeV. Esto quiere decir que actualmente, apesar de tener una región con un aparente aumento de flujo respecto al fondo, no es posible asegurar una detección positiva de esta fuente.

4.2.2. Upper Limits

Puesto que la detección resultó negativa, lo siguiente fue calcular el upper limit al 95 % para el flujo mediante el método descrito en la sección 4.1. Para esto la hipótesis no nula fue suponer que M87 se encontraba en un estado de baja actividad y que su espectro seguía una ley de potencias como el reportado por VERITAS, índice espectral de $2.31 \pm 0.17_{stat} \pm 0.2_{sys}$ y normalización a 1 TeV de $7.4 \pm 1.3_{stat} \pm 1.5_{sys} \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ [69].

Los upper limits se calcularon bajo dos suposiciones opuestas e independientes. La primera, por la cercanía de la fuente supone que no hay atenuación en el flujo de rayos gamma debido a interacciones con la Luz Extragaláctica de Fondo EBL (*Extragalactic Background Light*). La segunda, asume que habrá atenuación de los rayos gamma debido al EBL tomando como referencia el modelo de Franceschini[109]. La tabla 4.1 muestra el resultado del upper limit para cada una de las suposiciones.

Radio Galaxia	Upper Limit [$10^{-13} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	UL with EBL [$10^{-13} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
M87	1.758	5.254

Tabla 4.1: Upper limits calculados para la radio galaxia M87 con y sin atenuación por el EBL.

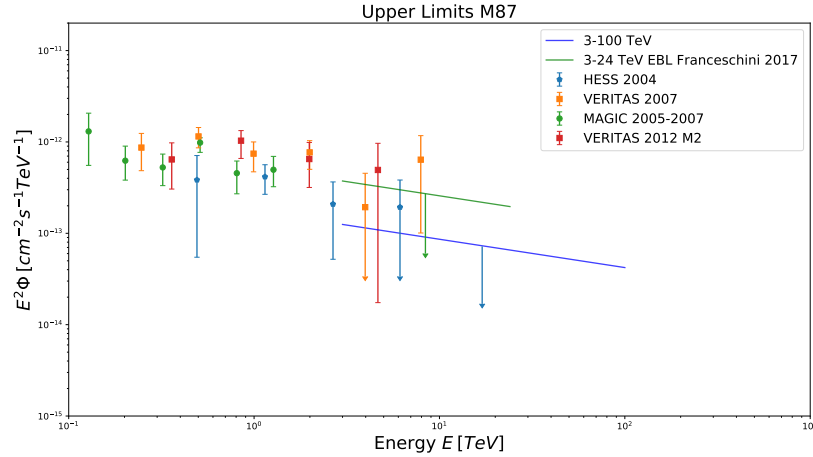


Figura 4.2: Comparación del upper limit calculado para la radio galaxia M87 con las observaciones realizadas por HESS, MAGIC y VERITAS.

Estos upper limits fueron calculados para los intervalos de energía de 3 – 100 TeV en el caso de no atenuación por EBL y de 3 – 24 TeV en el caso de atenuación por EBL. Esto se hizo para poder comparar el resultado del

upper limit con los flujos reportados por los demás experimentos. La figura 4.2 muestra esta comparación, en donde se incluyen los resultados de HESS, MAGIC y VERITAS cuando fue monitoreada M87 en un estado de baja actividad. Los límites son consistentes con los flujos reportados por estos experimentos.

4.2.3. Flujo de Neutrinos

Las radio galaxias se han propuesto como aceleradores de rayos cósmicos a muy alta energía. Los protones acelerados se pueden describir por una ley de potencias[110].

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_p = A_p E_p^{-\alpha_p}, \quad (4.7)$$

con A_p la constante de proporcionalidad y α_p el índice espectral. La densidad de protones se puede escribir como

$$U_p = \frac{L_p}{4\pi \delta_D^2 r_d^2}, \quad (4.8)$$

donde r_d es la región de emisión, δ_D es el factor Doppler y L_p es la luminosidad de los protones dada por

$$L_p = 4\pi d_z^2 A_p \int E_p E_p^{-\alpha_p} dE_p. \quad (4.9)$$

Los protones acelerados pierden su energía por canales electromagnéticos e interacciones hadrónicas. Se consideró que los protones se enfrían por interacciones foto-hadrónicas ($p\gamma$) en la región de emisión. Piones cargados (π^+) y neutros (π^0) son resultado de las interacciones $p\gamma$ a través de los siguientes canales

$$p\gamma \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow \begin{cases} p \pi^0 & \text{fraction } 2/3, \\ n \pi^+ & \text{fraction } 1/3, \end{cases} \quad (4.10)$$

donde Δ^+ es el barión delta positivo y n es un neutrón. Posteriormente el pión neutro decae en fotones, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, llevándose consigo el 20% ($\xi_{\pi^0} = 0.2$) de la energía del protón, E_p . La eficiencia de la producción de foto-piones es[111][112]

$$f_{\pi^0} \simeq \frac{t_{\text{dyn}}}{t_{\pi^0}} = \frac{r_d}{2\gamma_p^2} \int d\epsilon \sigma_\pi(\epsilon) \xi_{\pi^0} \epsilon \int dx x^{-2} \frac{dn_\gamma}{d\epsilon_\gamma}(\epsilon_\gamma = x), \quad (4.11)$$

donde t_{dyn} y t_{π^0} son el tiempo de escala dinámico y del foto-pión respectivamente[112]. $dn_\gamma/d\epsilon_\gamma$ es el espectro de los fotones semilla, $\sigma_\pi(\epsilon_\gamma)$ es la sección eficaz de la producción del foto-pión y γ_p es el factor de Lorentz del protón.

Tomando en cuenta que los fotones se liberan con energías en el intervalo de ϵ_γ a $\epsilon_\gamma + d\epsilon_\gamma$ por protones en el intervalo de energía de E_p a $E_p + dE_p$, entonces el espectro de foto-piones está dado por[113]

$$\left[\epsilon_\gamma^2 \frac{dN_\gamma}{d\epsilon_\gamma} \right]_{\gamma, \pi^0} = A_{p\gamma} \begin{cases} \left(\frac{\epsilon_{\gamma,c}^{\pi^0}}{\epsilon_0} \right)^{-1} \left(\frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_0} \right)^{-\alpha_p+3} & \epsilon_\gamma < \epsilon_{\gamma,c}^{\pi^0} \\ \left(\frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_0} \right)^{-\alpha_p+2} & \epsilon_{\gamma,c}^{\pi^0} < \epsilon_\gamma, \end{cases} \quad (4.12)$$

donde la constante de proporcionalidad $A_{p\gamma}$ es de la forma

$$A_{p\gamma} = \frac{L_{\gamma,IC} \sigma_\pi \Delta \epsilon_{\text{res}} \epsilon_0^2 \left(\frac{2}{\epsilon_{\pi^0}} \right)^{1-\alpha_p}}{4\pi \delta_D^2 r_d \epsilon_{\text{pk,ic}} \epsilon_{\text{res}}} A_p, \quad (4.13)$$

$\epsilon_0 = 1$ TeV es la energía de normalización, $\epsilon_{\text{pk,ic}}$ y $L_{\gamma,IC}$ son la energía y la luminosidad del fotón del segundo pico de SSC respectivamente. $\Delta \epsilon_{\text{res}} \approx 0.2$ GeV, $\epsilon_{\text{res}} \approx 0.3$ GeV y $\epsilon_{\gamma,c}^{\pi^0}$ es la energía de corte del foto-pión dada por $\epsilon_{\gamma,c}^{\pi^0} \simeq 31.87 \text{ GeV} \delta_D^2 \left(\frac{\epsilon_{\text{pk,ic}}}{\text{MeV}} \right)^{-1}$.

Utilizando el upper limit calculado en la sección anterior y los valores para el factor Doppler, la luminosidad de los fotones del segundo pico, la región de emisión y el índice espectral de la distribución de protones obtenidos en[113], se encontró que la densidad y luminosidad de protones es menos de 2.07 erg cm^{-3} and $3.76 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ respectivamente cuando no se considera atenuación por EBL, y de 3.83 erg cm^{-3} y $6.96 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ respectivamente cuando se considera atenuación por EBL.

Las interacciones foto-hadrónicas que tienen lugar en la región de emisión también generan neutrinos a través del decaimiento de los piones cargados ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu \rightarrow e^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu + \nu_e/\bar{\nu}_e$). Considerando la distancia de la radio galaxia M87, la razón del flujo de neutrinos (1 : 2 : 0) creados en la fuente llegarán con la razón estándar (1 : 1 : 1) [114, 115]. El espectro de los neutrinos producidos por las interacciones foto-hadrónicas es

$$\left[E_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \right] = A_\nu \epsilon_0^2 \begin{cases} \left(\frac{E_\nu}{\epsilon_0} \right)^2 & E_\nu < E_{\nu,c} \\ \left(\frac{E_\nu}{\epsilon_0} \right)^{2-\alpha_\nu} & E_{\nu,c} < E_\nu, \end{cases} \quad (4.14)$$

donde el factor A_ν normalizado por el flujo de rayos gamma de TeV es $A_\nu = A_{p\gamma} \epsilon_0^{-2} 2^{-\alpha_p}$.

El número de eventos esperados de neutrinos (N_{ev}) en un detector considerando un flujo de neutrinos de la forma dN_ν/dE_ν durante un periodo de tiempo T , puede derivarse a través de la siguiente relación[113]

$$N_{\text{ev}} \simeq T \int_{E_\nu^{\text{th}}} A_{\text{eff}}(E_\nu) \frac{dN_\nu}{dE_\nu} dE_\nu, \quad (4.15)$$

donde E_ν^{th} es la energía umbral y A_{eff} es el área efectiva de IceCube¹ para una fuente puntual en la declinación de M87[116] como se muestra en la figura 4.3.

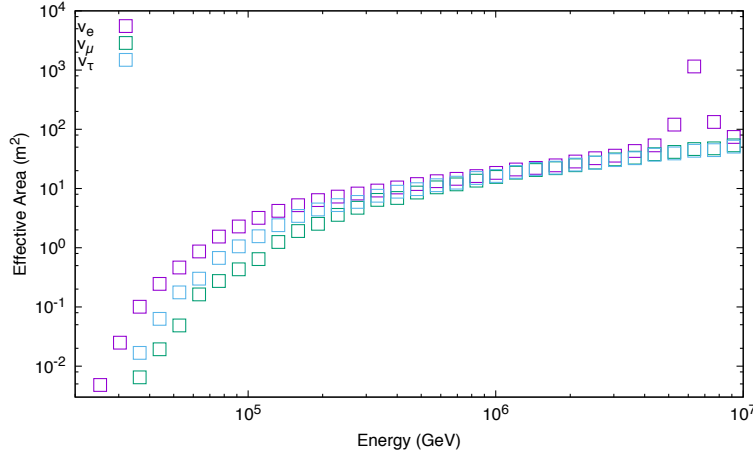


Figura 4.3: Área efectiva IceCube para una fuente puntual en la declinación de M87. Se considera el área efectiva de los neutrinos electrónicos, muónicos y taónicos.

Considerando que un pión neutro decae en dos fotones y que un pión cargado decae en tres (anti)neutrinos y un leptón, y que los tres sabores de neutrinos están presentes (ν_e , ν_μ y ν_τ), entonces $\left[E_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \right] \simeq \left[\epsilon_\gamma^2 \frac{dN_\gamma}{d\epsilon_\gamma} \right]_{\gamma, \pi^0}$. De la ecuación 4.15 y el área efectiva de IceCube para una fuente puntual en la declinación de M87[116], se calculó un upper limit para el número de neutrinos detectados considerando neutrinos electrónicos, muónicos y taónicos, el cual se muestra en la tabla 4.2. Este upper limit está muy por debajo de la sensibilidad de IceCube[116]. Este resultado es consistente con el reportado en [113]

Upper limit en el número esperado de neutrinos
$\sim 10^{-2}$

Tabla 4.2: Upper limits calculados para el número de neutrinos detectados considerando neutrinos electrónicos, muónicos y taónicos de la radio galaxia M87.

¹<https://icecube.wisc.edu/science/data>

4.2.4. Curvas de Luz

En el caso de M87 se hicieron las curvas de luz utilizando dos hipótesis para su espectro, con un índice espectral de 2.31 (figura 4.4) y 2.60 (figura 4.5). Esto dado que en la mayoría de las campañas realizadas para M87 durante estado de baja actividad el índice reportado está entre 2.10 y 2.60. Cabe mencionar que los índices más duros (<2.40) se han reportado durante periodos de flare.

Las curvas de luz nos permiten monitorear la fuente en busca de periodos de actividad que pudieran pasar desapercibidos cuando se analizan los datos conjuntos. Es decir, si la fuente presentara un flare a lo largo de estos tres años pudiera no verse reflejado en el análisis pues el flujo promedio es muy bajo y el fondo es estimado con la totalidad de los datos.

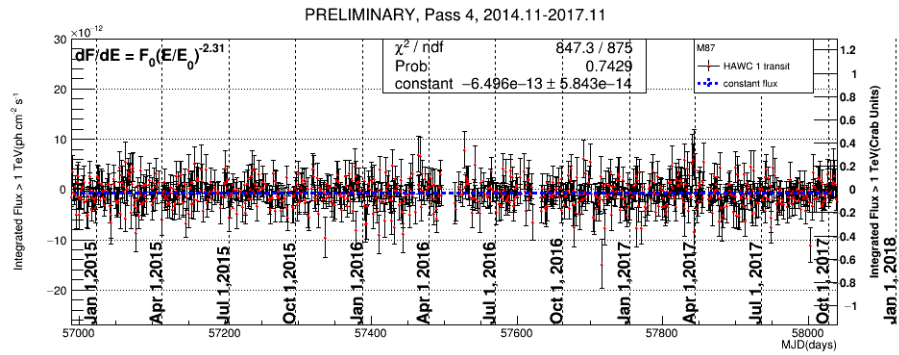


Figura 4.4: Curva de luz calculada para M87 suponiendo un índice espectral de 2.31.

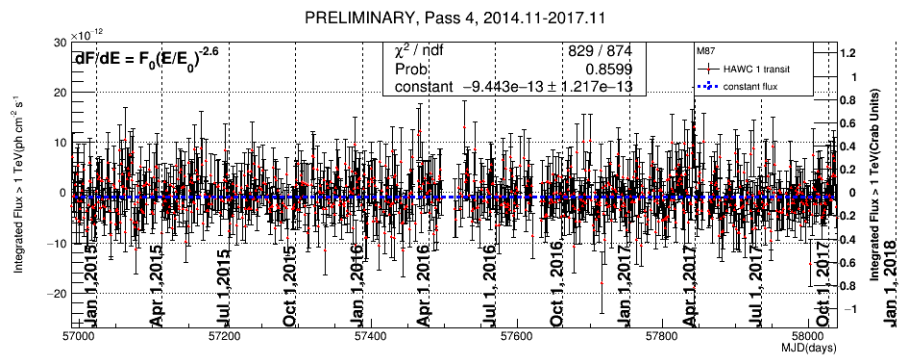


Figura 4.5: Curva de luz calculada para M87 suponiendo un índice espectral de 2.60.

Podemos observar que el flujo promedio a lo largo de los 1017 días de datos analizados es aproximadamente cero en ambos casos. Además, no

parece haber indicios obvios de periodos de actividad a lo largo de este tiempo.

Sin embargo, al analizar la distribución de significancia diaria se pudo observar excesos positivos a los esperados en una distribución gaussiana aunque de baja significancia ($< 5\sigma$). Esta distribución se muestra en la figura 4.6 para un índice espectral de 2.31, siendo similar para 2.60. Por último, hay que destacar que los flujos obtenidos en los días cuya significancia se encuentra entre $2 - 3\sigma$ son del orden de los flujos reportados por MAGIC, HESS y VERITAS en los periodos de flare.

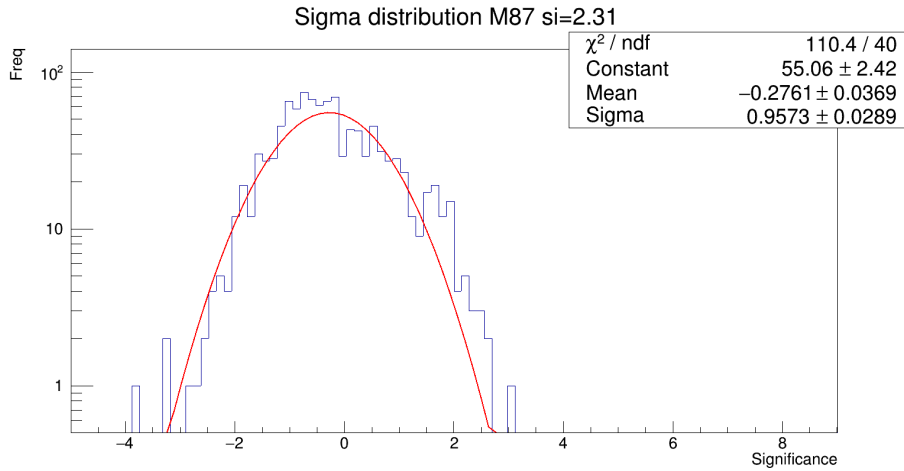


Figura 4.6: Distribución de significancia diaria para la curva de luz calculada suponiendo un índice espectral de 2.31.

Esto podría ser una evidencia de detección de un periodo de actividad o flare por parte de la radio galaxia M87.

4.3. NGC1275

4.3.1. Mapa de significancia

Siguiendo el mismo procedimiento se obtuvo el mapa de significancia para la radio galaxia NGC 1275. En la figura 4.7 se muestra el mapa de significancia para esta fuente. Podemos observar que aunque pareciera haber excesos en los alrededores de NGC 1275, estos no son mayores a 0.4σ . Por lo que no se tiene una detección significativa para esta radio galaxia.

A pesar de que los datos utilizados para el análisis contienen tres periodos de flare: el reportado por Fermi-LAT en octubre de 2015 y los reportados por MAGIC durante octubre de 2016 y Enero de 2017; no se tiene una detección de la fuente por parte del observatorio HAWC en esos periodos.

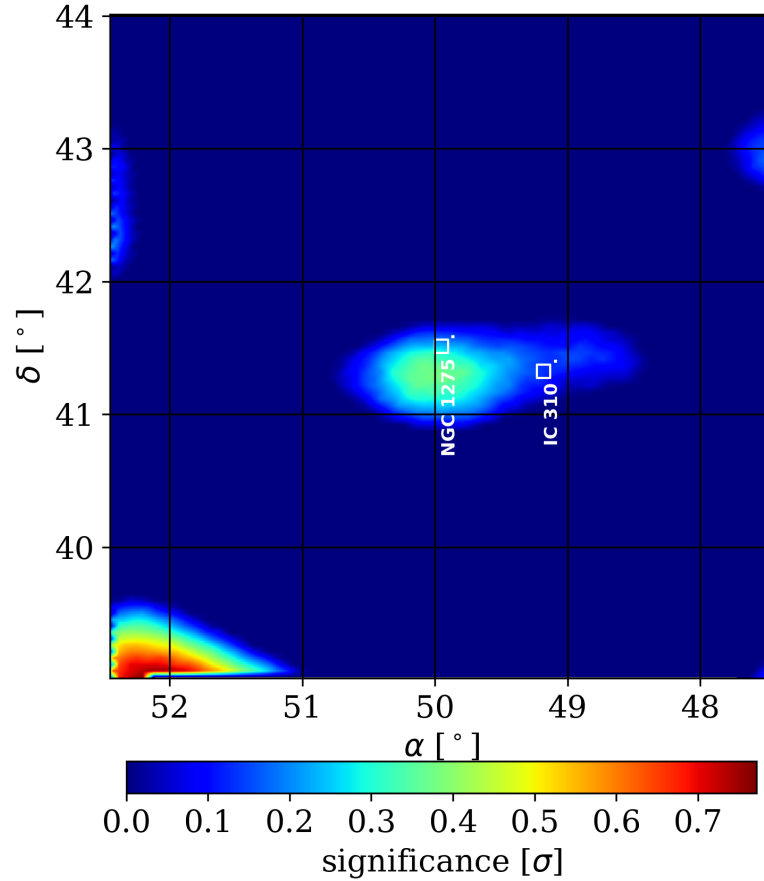


Figura 4.7: Mapa de significancia para la región alrededor de la posición de NGC 1275.

Sin embargo, salvo el flare de enero de 2017, el flujo de los flares es de $< 15\%$ el flujo de la Nebulosa del Cangrejo. El mapa de significancia fue hecho utilizando los 1017 días, por lo que aunque el flare de enero de 2017 fue muy alto (~ 1.5 veces el flujo de la Nebulosa del Cangrejo), este es opacado por la baja actividad que en promedio presenta la fuente.

Por otro lado, no se ha observado un flujo en esta radio galaxia a energías de > 650 GeV, por lo que se ha sugerido que el espectro de NGC 1275 para muy altas energías posee una energía de corte de ~ 500 GeV.

4.3.2. Upper Limits

Una vez que no se obtuvo detección significativa de la radio galaxia NGC 1275 se prosiguió a calcular los upper limits al 95 % en la normalización del flujo. La tabla 4.3 muestra el upper limit obtenido bajo la hipótesis de que el flujo de NGC 1275 está dado por una ley de potencias con corte exponencial con un índice espectral de 3.0, normalización a 1 TeV de $3.05 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ y energía de corte de 500 GeV, espectro similar al reportado en [84].

Radio Galaxia	Upper Limit [$10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
NGC 1275	1.586

Tabla 4.3: Upper limit de la normalización del flujo calculado para la radio galaxia NGC 1275.

Se comparó el upper limit obtenido para NGC 1275 con las observaciones realizadas por MAGIC durante 2012 y durante el flare de 2017, esta comparación se muestra en la figura 4.8. Se puede observar que para un flujo como el reportado en 2012 por MAGIC, el cual corresponde a un estado de baja actividad, el upper limit se encuentra muy por encima de las mediciones. Por otro lado, el upper limit es comparable con el flujo medido durante el estado de flare que presento NGC 1275 en enero de 2017, el cual ha sido el estado más alto que se haya medido de la fuente, por lo que no se puede descartar una emisión en TeVs.

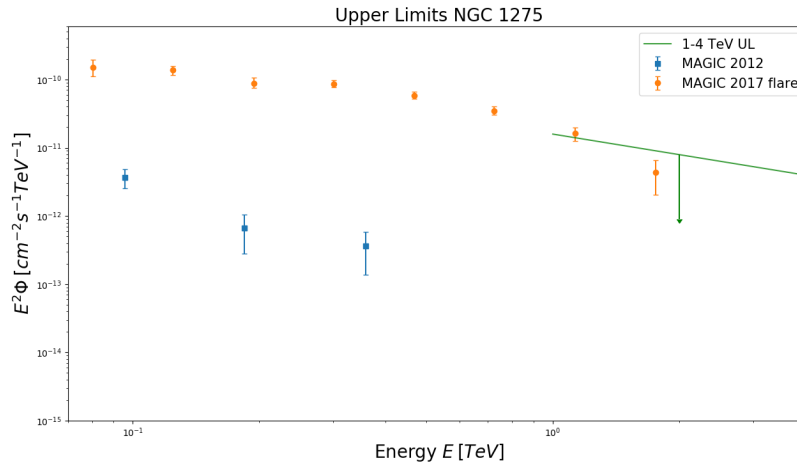


Figura 4.8: Comparación del upper limit calculado para la radio galaxia NGC1275 con la observación realizadas por MAGIC.

4.3.3. Curvas de Luz

Igualmente se hicieron las curvas de luz para esta radio galaxia con el fin de cerciorarse de que los periodos de flare reportados por Fermi-LAT y MAGIC hayan sido detectados por el observatorio HAWC, y para buscar un periodo de actividad que no haya sido reportado por ninguno de los demás observatorios. La figura 4.9 muestra la curva de luz obtenida del presente análisis.

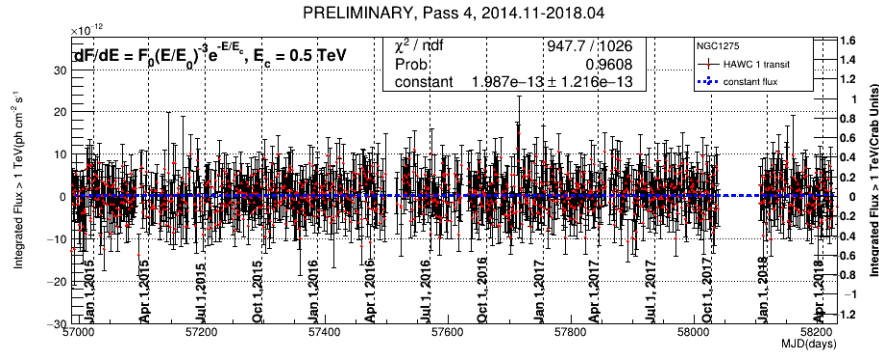


Figura 4.9: Curva de luz calculada para la radio galaxia NGC 1275.

El flujo promedio a lo largo de los tres años de datos es aproximadamente nulo. No parece haber indicio alguno de actividad por parte de la fuente. Ninguno de los flares reportados en la literatura parece haber sido detectado por el observatorio HAWC, ni siquiera el más intenso registrado el 1 de enero de 2017.

Al haber realizado el análisis omitiendo el bin 0 de multiplicidad, gran parte de los eventos de baja energía (0.1 – 1 TeV) fueron omitidos en el presente análisis. Una vez que la reconstrucción para este conjunto de datos se haya optimizado sería interesante rehacer este análisis para asegurarse de que el observatorio HAWC es capaz de detectar esta radio galaxia, así como sus estados de flare.

4.4. PKS 0625 35

4.4.1. Mapa de significancia

La siguiente radio galaxia en ser analizada fue PKS 0625 35. Aunque la verdadera naturaleza de PKS 0625 35 está aún en discusión, entre un blazar ligeramente desalineado y una radio galaxia, se considera en este trabajo como una radio galaxia. Esta fuente fue analizada suponiendo atenuación de los rayos gamma de muy alta energía por su interacción con el EBL por su lejanía ($z = 0.055$) utilizando el modelo de Franceschini[109]. Se muestra

en la figura 4.10 el mapa de significancia calculado para la región alrededor de la ubicación de la fuente.

PKS 0625 35 se encuentra ubicada, en coordenadas ecuatoriales, en una declinación de $\delta = -35.488$. Esta declinación se encuentra en el borde de la sensibilidad de HAWC, lo que hace que esta fuente sea difícilmente observada por el observatorio HAWC. Esto se ve reflejado en el mapa de significancia, donde la significancia en todo el mapa es prácticamente negativa.

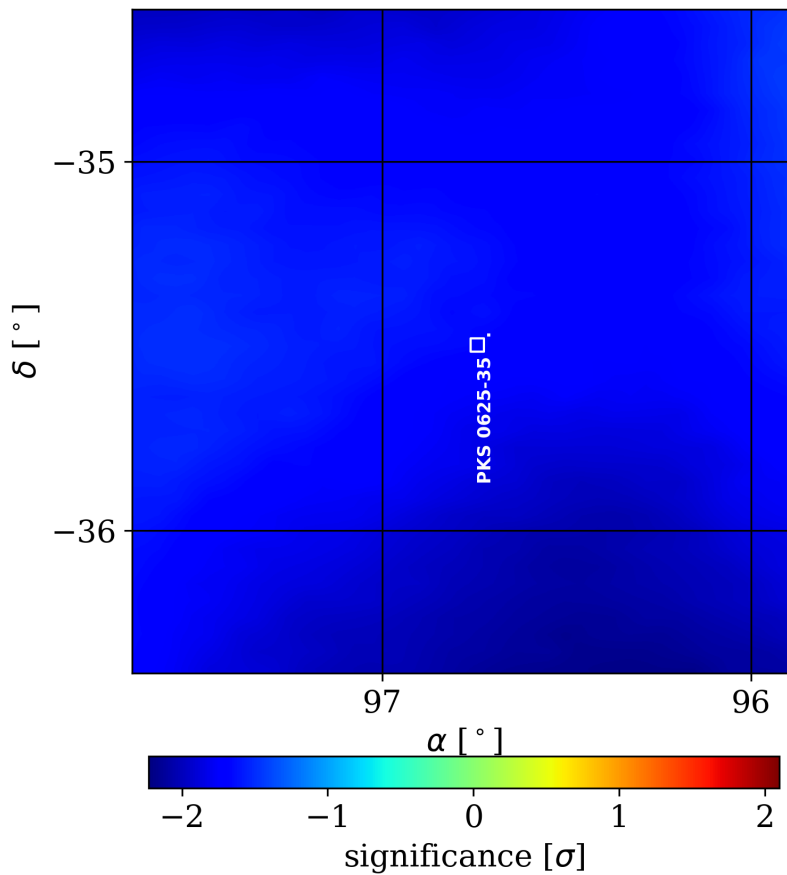


Figura 4.10: Mapa de significancia para la región alrededor de la posición de PKS 0625 35.

4.4.2. Upper Limits

Se calcularon los upper limits al 95 % en la normalización del flujo para PKS 0625 35 al no haber detección positiva de la fuente. El espectro utilizado como hipótesis fue considerando una ley de potencias con un índice espectral de 2.84, normalización a 1 TeV de $5.8 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$, espectro reportado en [90]. Se omitió el efecto del EBL en el cálculo del upper limit al no converger la normalización del flujo luego de repetidas iteraciones. El upper limit obtenido se muestra en la tabla 4.4

Radio Galaxia	Upper Limit [$10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
PKS 0625 35	4.026

Tabla 4.4: Upper limit de la normalización del flujo calculado para la radio galaxia 3C 264.

Al igual que con las dos radio galaxias anteriores se hizo una comparación del upper limit calculado con las observaciones a muy alta energía para PKS 0625 35, que en este caso únicamente ha sido observada por HESS. La figura 4.11 muestra dicha comparación.

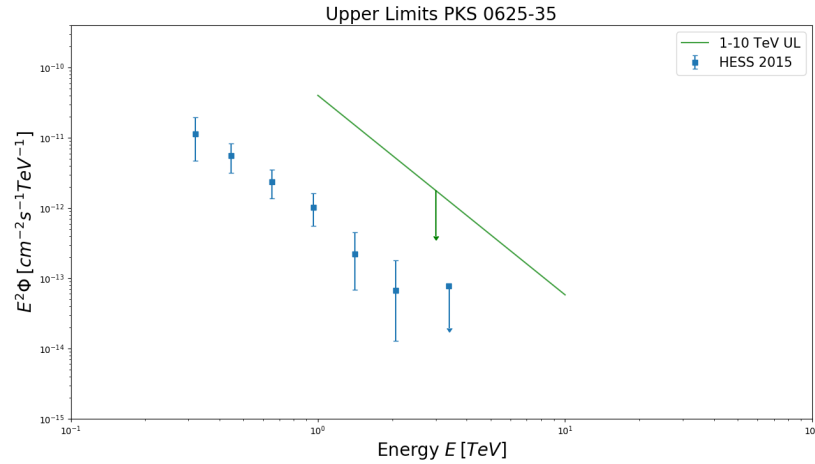


Figura 4.11: Comparación del upper limit calculado para la radio Galaxia PKS 06535 con las observación realizadas por HESS.

Se puede observar que el upper limit está al menos un orden de magnitud arriba de las observaciones de HESS, con lo que se concluye que estos upper limit no son restrictivos en cuanto al flujo de la fuente.

4.4.3. Curvas de Luz

Se hicieron las curvas de luz para PKS 0625 35 en busca de algún periodo de actividad por parte de la fuente. Estas curvas se hicieron utilizando los mismos parámetros utilizados para el índice espectral y la normalización del flujo en el cálculo del upper limit, pero agregando la hipótesis de que la fuente presenta un corte en su espectro por atenuación con el EBL a 7 TeV como se hizo para el mapa de significancia. La figura 4.12 muestra la curva de luz para esta radio galaxia a lo largo de estos tres años de datos con HAWC.

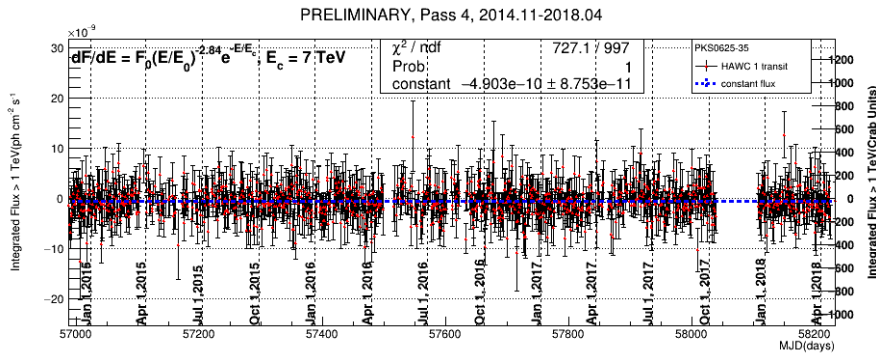


Figura 4.12: Curva de luz calculada para la radio galaxia PKS 065 35.

El flujo promedio de la fuente es prácticamente nulo. Aunque se pueden apreciar algunos puntos de flujo que sobresalen de la curva, estos flujos no cuentan con una significancia alta ($< 1\sigma$). Por lo que es muy probable que estos sean únicamente fluctuaciones estadísticas y no propiamente un indicio de actividad por parte de la fuente. El único punto que presenta un flujo alto y que cuenta con una significancia mayor es el del 7 de junio de 2016 con 2.24σ . Sin embargo la única observación para esta radio galaxia no reporta variabilidad en su flujo en escala de tiempo de días, lo que pone en duda si este punto podría representar un periodo de actividad por parte de PKS 0625 35 o una fluctuación estadística.

4.5. 3C 264

4.5.1. Mapa de significancia

La última radio galaxia en ser analizada fue 3C 264. Para esta fuente, por su lejanía ($z = 0.022$), se hizo la búsqueda de señal utilizando la hipótesis de que el espectro de la fuente sufre atenuación en su flujo por interacción con el EBL según Franceschini[109]. Esta radio galaxia transita aproximadamente sobre el zenit del observatorio HAWC, lo que la convierte en un buen

candidato para su detección a pesar de su distancia a la Tierra. La figura 4.13 muestra el mapa de significancia calculado para la región alrededor de la ubicación de la radio galaxia 3C 264.

La significancia en la posición de la fuente es de 1.4σ , por lo que no se puede afirmar una detección positiva de la fuente. Se pueden observar en el mapa algunas regiones de significancia alta, pero al ser menores a 5σ éstas podrían ser asociadas a fluctuaciones estadísticas.

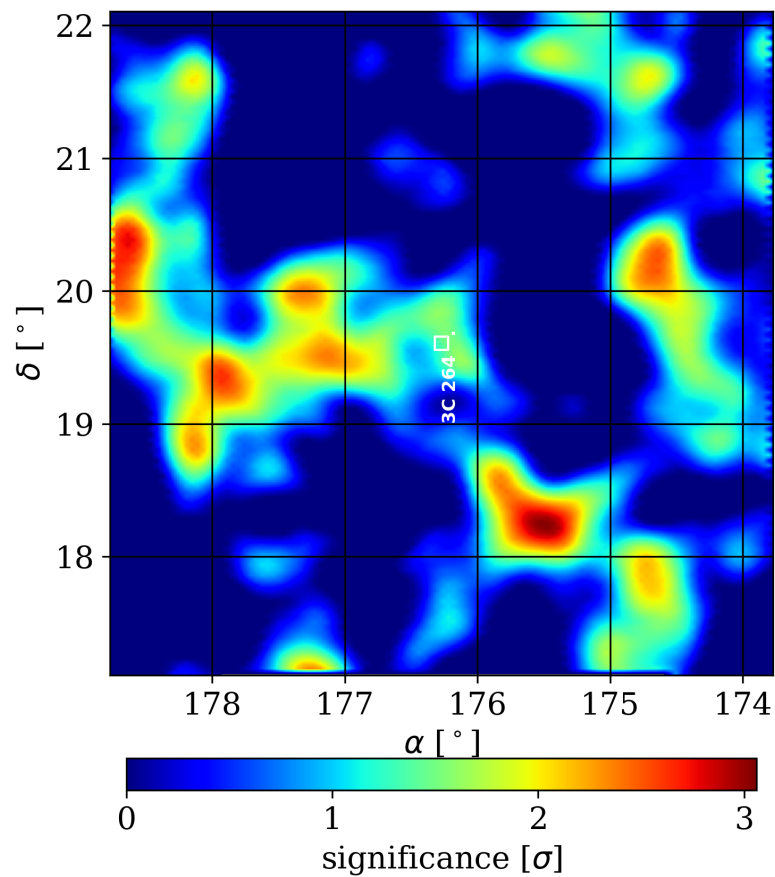


Figura 4.13: .

4.5.2. Upper Limits

Lo siguiente fue calcular el upper limit para la radio galaxia 3C 264. Para esto se consideró que el espectro de la fuente sigue una ley de potencias con corte exponencial con un índice espectral de 2.30, normalización a 1 TeV de $7.4 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ y energía de corte de 10 TeV. La tabla 4.5 muestra el resultado del upper limit en la normalización del flujo para 3C 264.

Radio Galaxia	Upper Limit [$10^{-13} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]
3C 264	6.956

Tabla 4.5: Upper limit de la normalización del flujo calculado para la radio galaxia 3C 264.

Para esta radio galaxia no hay aún datos publicados en cuanto a su flujo, por lo que habrá que esperar a su publicación para poder comparar este resultado. Una vez que se pueda hacer dicha comparación se podrá discutir si es que este upper limit pone alguna restricción en cuanto al flujo a muy altas energías de esta fuente.

4.5.3. Curvas de Luz

Por último se obtuvo la curva de luz para 3C 264 utilizando la misma hipótesis que en los cálculos anteriores. Esta curva se muestra en la figura 4.14. El flujo promedio es cercano a cero y aunque no parece haber indicios de algún periodo de actividad a lo largo de los 1017 días de datos, hay un punto que presenta un flujo alto. Este punto tiene una significancia de 3.21σ y corresponde al 4 de abril de 2016. Con lo que podría ser un candidato a flare.

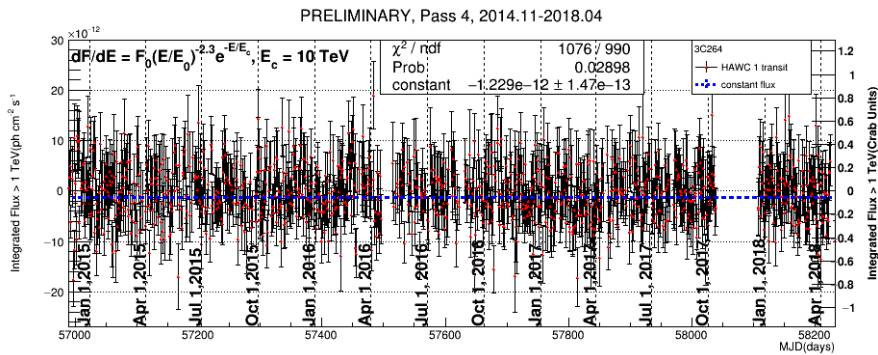


Figura 4.14: Curva de luz calculada para la radio galaxia 3C 264.

Capítulo 5

Conclusiones Generales

En los últimos años las radio galaxias han sido detectadas en rayos gamma de muy alta energía. Gracias a que su jet se encuentra desalineado con la línea de visión, las radio galaxias permiten estudiar los mecanismos físicos por los cuales se aceleran partículas en un AGN que son imposibles de observar en los objetos BL Lac. Estas observaciones han permitido constreñir los modelos de emisión y los periodos actividad han mostrado características como el endurecimiento del espectro y variabilidad a escalas de tiempo de días y hasta horas. Por lo tanto, es importante el poder monitorear este tipo de AGNs continuamente para estudiar y entender mejor su espectro.

Los instrumentos como MAGIC, HESS y VERITAS han logrado detectar hasta el momento 5 radio galaxias a muy altas energías. Sin embargo estos instrumentos no pueden monitorar las fuentes continuamente, y requieren de condiciones atmosféricas y noches oscuras para realizar sus observaciones, restringiendo el tiempo de observación que pueden dedicar a una fuente. En este sentido el Observatorio HAWC es el instrumento perfecto para monitorear fuentes gracias a su ciclo de trabajo y su amplio campo de visión, además de ser el único observatorio capaz de detectar rayos gamma hasta energías de 100 TeV.

Se hizo una búsqueda de emisión de las 4 radio galaxias dentro del campo de visión de HAWC: M87, NGC 1275, PKS 0625 35 y 3C 264. En ninguna de estas radio galaxias se tuvo detección positiva, por lo que se calcularon upper limits en la normalización del flujo. Hay que recordar que el análisis se hizo utilizando los bins fraccionales del 1 al 9, omitiendo el bin 0 el cual contiene una gran parte de los eventos. Esta decisión fue tomada ya que la reconstrucción de los eventos en este bin aún no está optimizada para una correcta separación gamma/hadrón.

De estos upper limits, el obtenido para M87 fue consistente con las observaciones reportadas por los demás instrumentos y fue utilizado para obtener un upper limit en el número de eventos de neutrinos esperados de esta radio galaxia por el observatorio IceCube, el cual está muy por debajo de su

sensibilidad. Para NGC 1275 el upper limit sólo es comparable a espectro reportado para el flare del 1 de enero de 2017, mientras que para el espectro reportado para su estado bajo el upper limit se encuentra muy por encima. Lo mismo ocurre para PKS 0625 35, aunque por ser la radio galaxia más lejana y que se encuentra al borde de la banda de declinación a la que es sensible HAWC es posible que no pueda ser detectada en un futuro. Para 3C 264 el upper limit sólo podrá ser comparado hasta que los resultados de su observación sean publicados.

La gran ventaja de HAWC es que puede monitorear continuamente el cielo, por lo que se hicieron curvas de luz para cada radio galaxia. Los flujos promedio de todas las radio galaxias fueron de aproximadamente cero, con lo que no hay indicios de actividad aparente. Sin embargo para M87 la distribución de significancia diaria parece mostrar excesos positivos, aunado a esto los flujos para los puntos que poseen una significancia $> 2\sigma$ presentan un flujo comparable al reportado por los demás experimentos cuando M87 se ha encontrado en estado de flare. Estos puntos de flujo alto podrían representar estados de actividad en M87. Para NGC 1275 la curva de luz no parece mostrar actividad, aunque para el flare de enero de 2017 la curva de luz muestra un comportamiento similar al de un flare pero con flujos bajos. Las curvas de luz para PKS 0625 35 y 3C 264 tampoco reflejan algún estado de actividad en ninguna de las fuentes. Tanto PKS 0625 35 como 3C 264 presentan un día con un aumento de flujo con una significancia de 2.24 y 3.21 respectivamente. Por lo antes mencionado respecto a PKS 0625 35 es muy probable que para esta radio galaxia se traten de fluctuaciones estadísticas.

Los resultados obtenidos para la radio galaxia M87 son los más prometedores, tanto los upper limits como las curvas de luz. El upper limit en la normalización de flujo en la emisión de rayos gamma también puede ayudar a poner restricciones a los modelos de materia oscura para el cúmulo de Virgo, pues se espera emisión proveniente de M87 hasta decenas de TeV y esta emisión debe de tomarse como ruido en las búsquedas indirectas de materia oscura. Se estudiarán más a fondo las curvas de luz para decidir si éstas pueden proveer un sistema de alarma a eventos de actividad en M87 para los demás instrumentos.

Se recomienda hacer un análisis bayesiano tomando secciones de la curva de luz que aparentan periodos de actividad. Los resultados podrían mejorar cuando se optimice la separación gamma/hadrón en el bin 0 y se incluya en el análisis.

Apéndice A

Curvas de Luz

A.1. M87

A.1.1. Índice Espectral 2.31

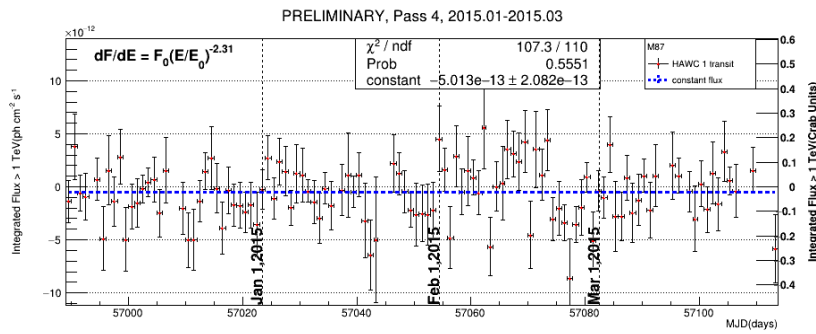


Figura A.1: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de enero a marzo de 2015.

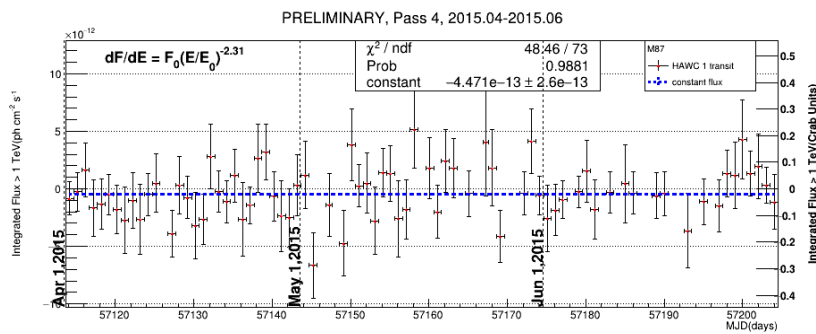


Figura A.2: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de abril a junio de 2015.

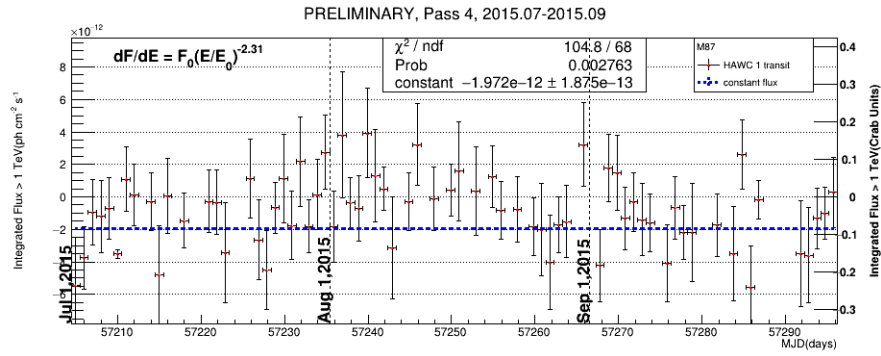


Figura A.3: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 julio a septiembre de 2015.

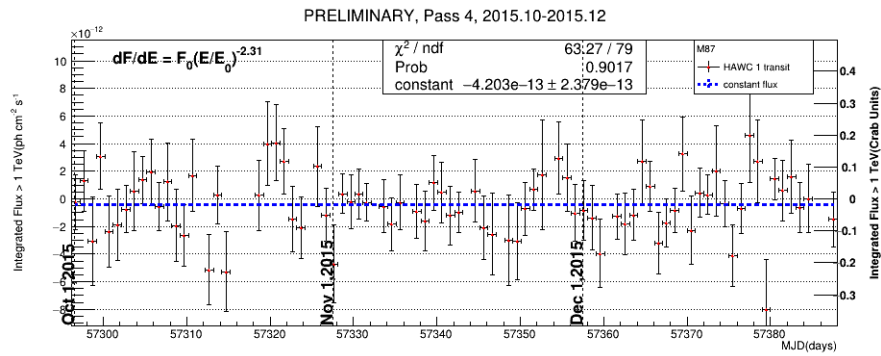


Figura A.4: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de octubre a diciembre de 2015.

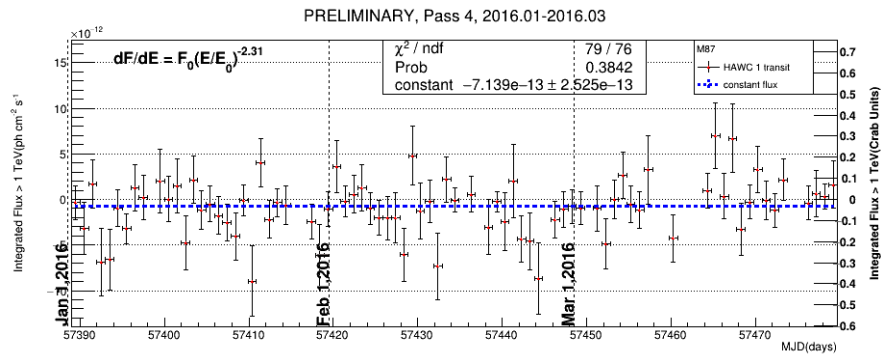


Figura A.5: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de enero a marzo de 2016.

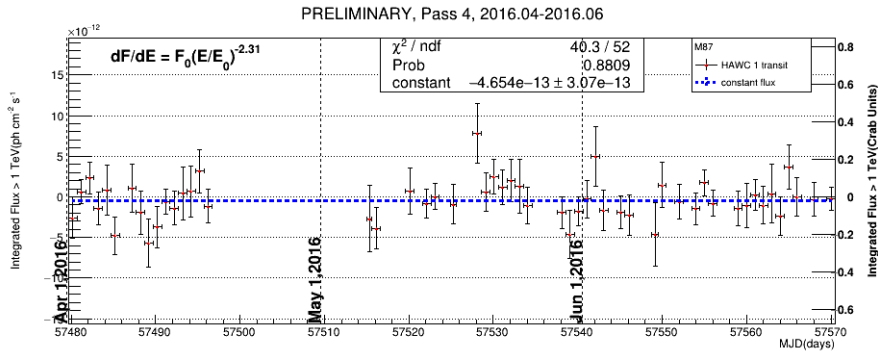


Figura A.6: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de abril a junio de 2016.

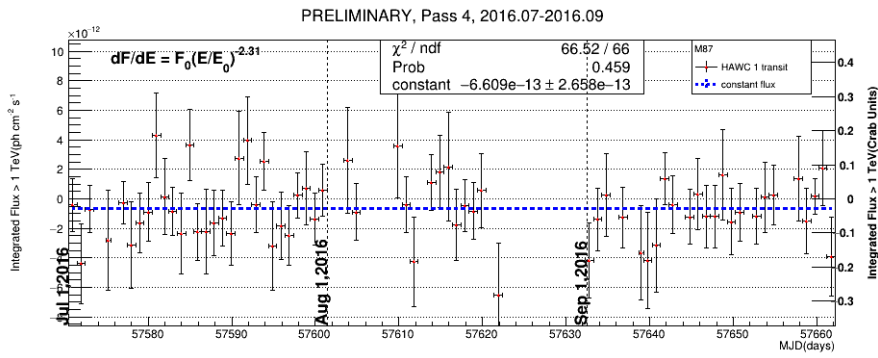


Figura A.7: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de julio a septiembre de 2016.

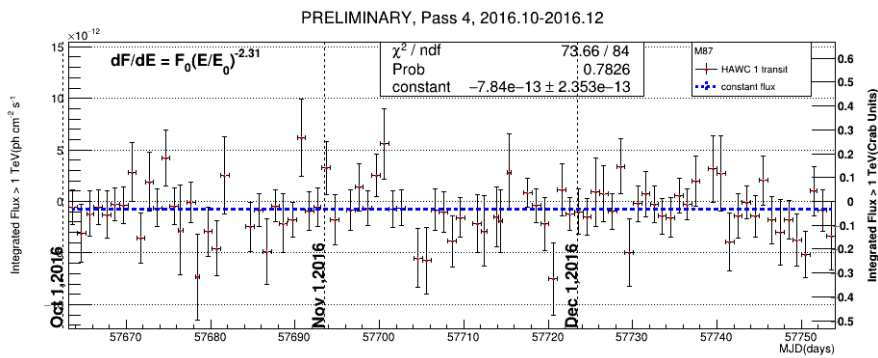


Figura A.8: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de octubre a diciembre de 2016.

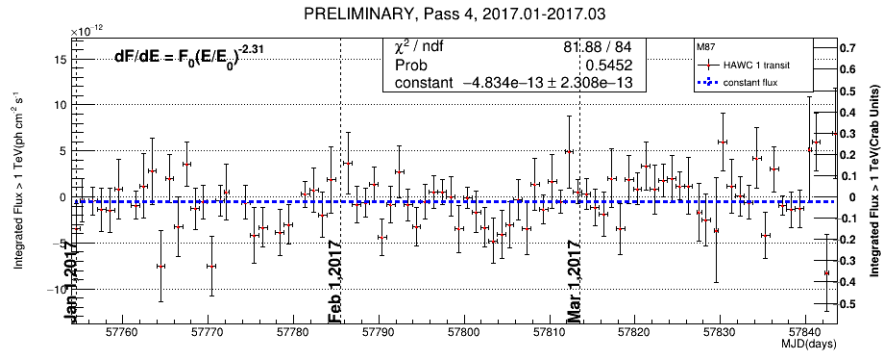


Figura A.9: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de enero a marzo de 2017.

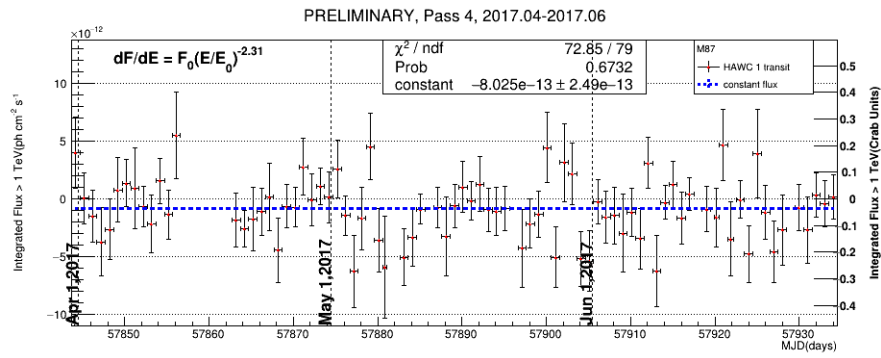


Figura A.10: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de abril a junio de 2017.

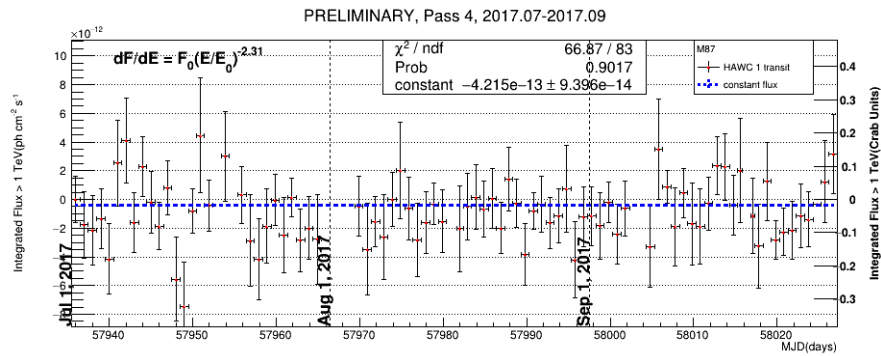


Figura A.11: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de julio a septiembre de 2017.

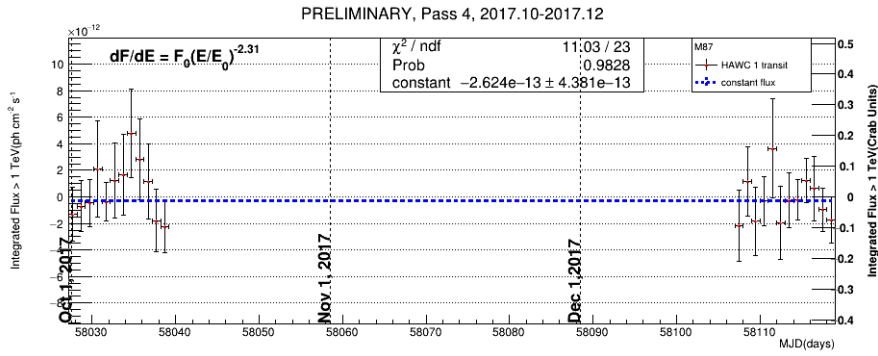


Figura A.12: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de octubre a diciembre de 2017.

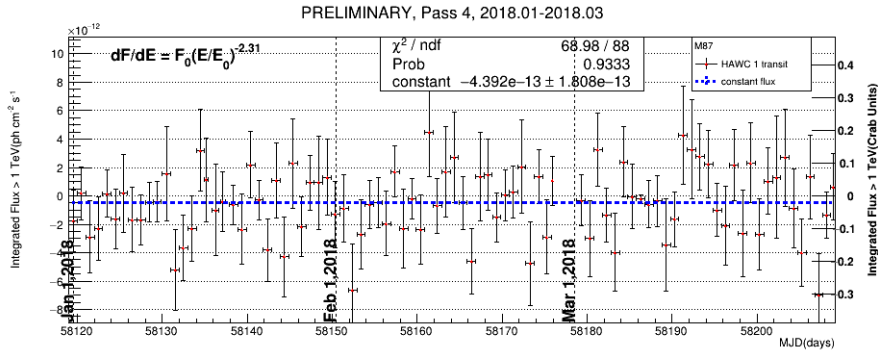


Figura A.13: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.31 de enero a marzo de 2018.

A.1.2. Índice Espectral 2.60

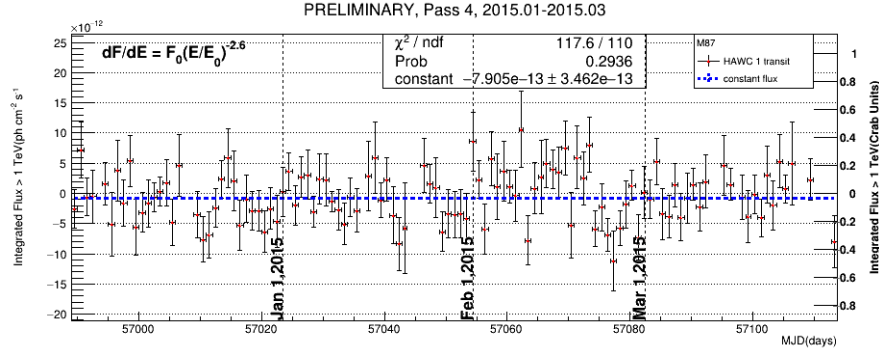


Figura A.14: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de enero a marzo de 2015.

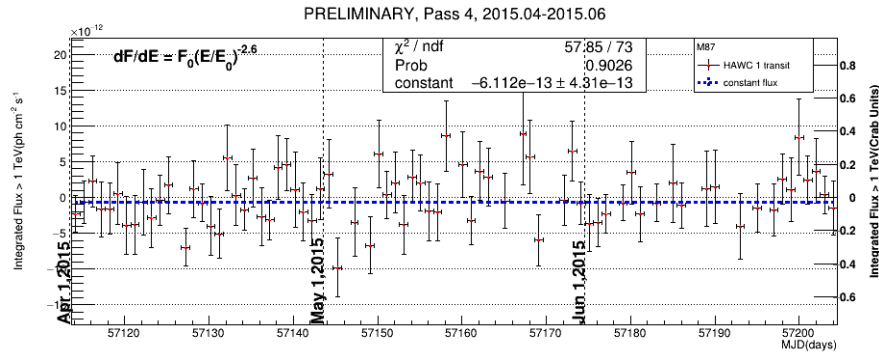


Figura A.15: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de abril a junio de 2015.

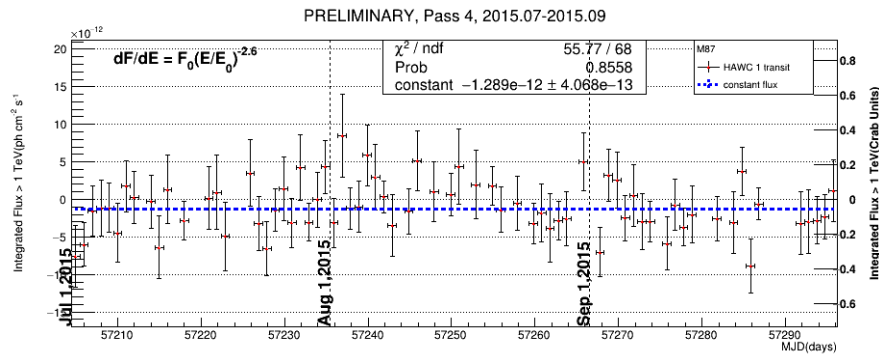


Figura A.16: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 julio a septiembre de 2015.

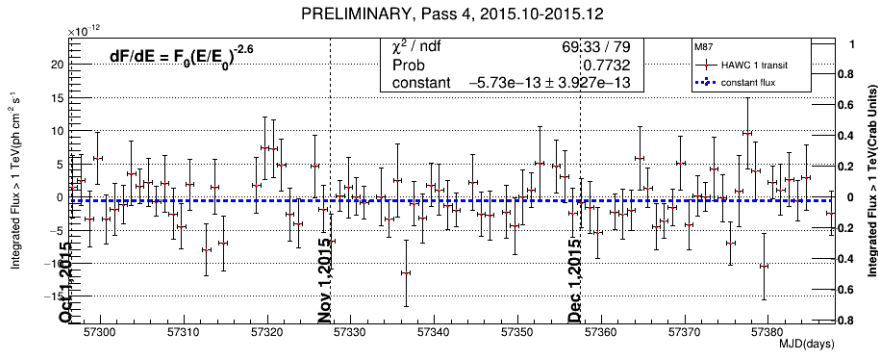


Figura A.17: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de octubre a diciembre de 2015.

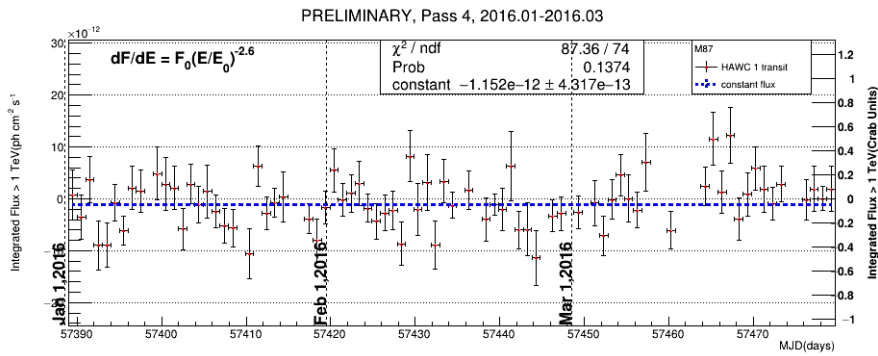


Figura A.18: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de enero a marzo de 2016.

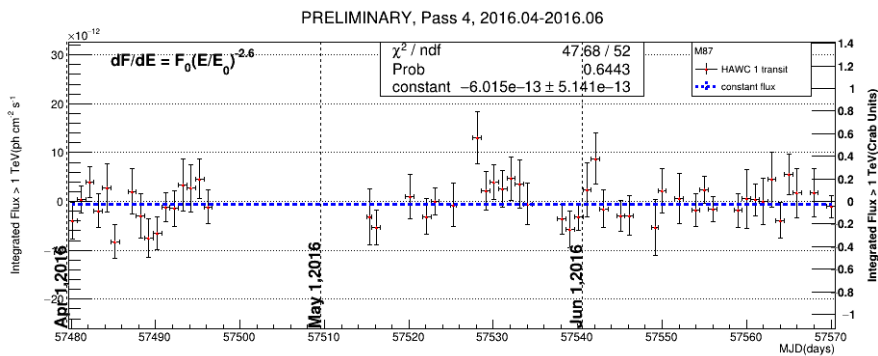


Figura A.19: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de abril a junio de 2016.

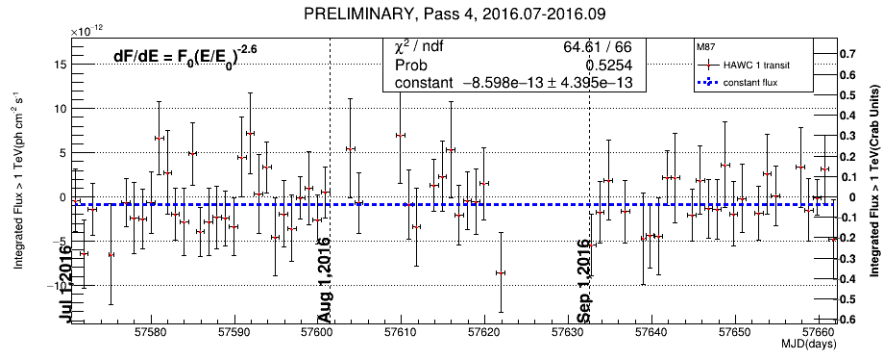


Figura A.20: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de julio a septiembre de 2016.

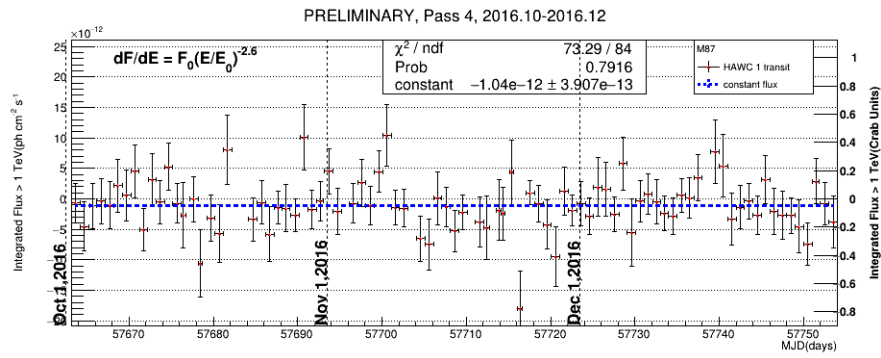


Figura A.21: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de octubre a diciembre de 2016.

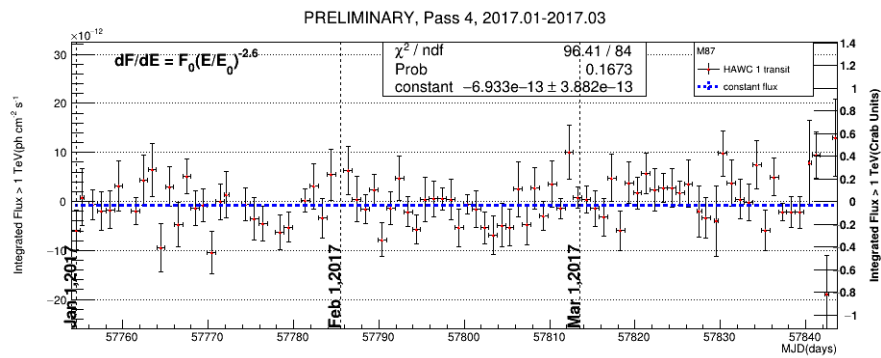


Figura A.22: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de enero a marzo de 2017.

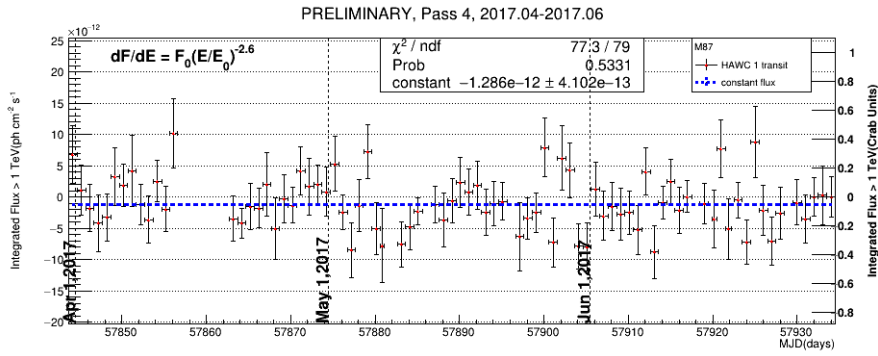


Figura A.23: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de abril a junio de 2017.

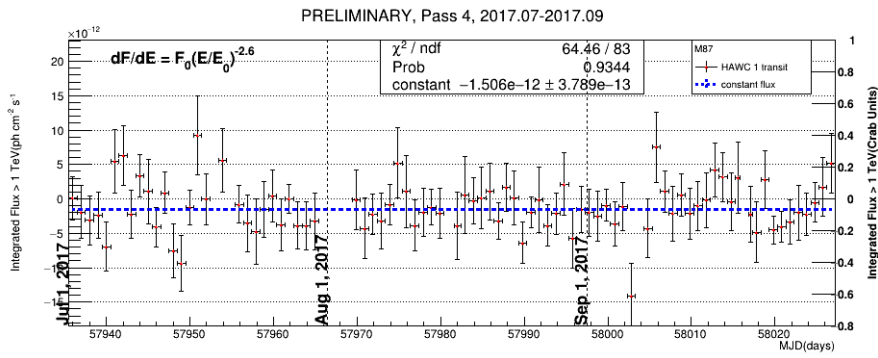


Figura A.24: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de julio a septiembre de 2017.

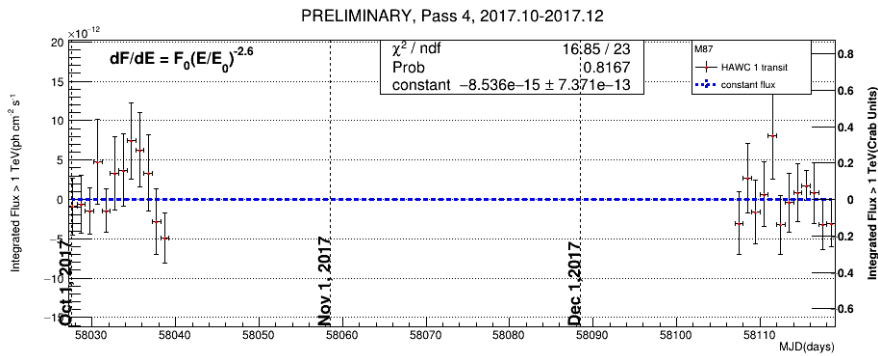


Figura A.25: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de octubre a diciembre de 2017.

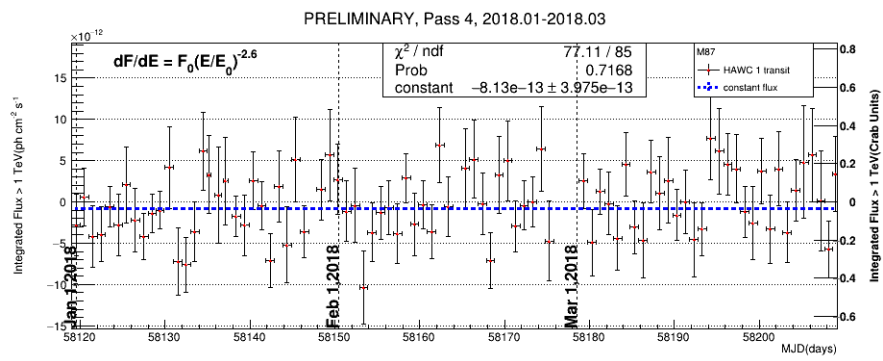


Figura A.26: Curva de luz calculada para M87 e índice espectral de 2.60 de enero a marzo de 2018.

A.2. NGC 1275

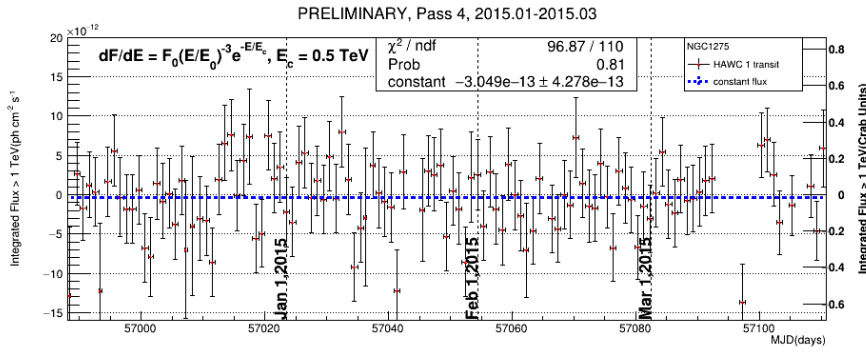


Figura A.27: Curva de luz calculada para NGC 1275 de enero a marzo de 2015.

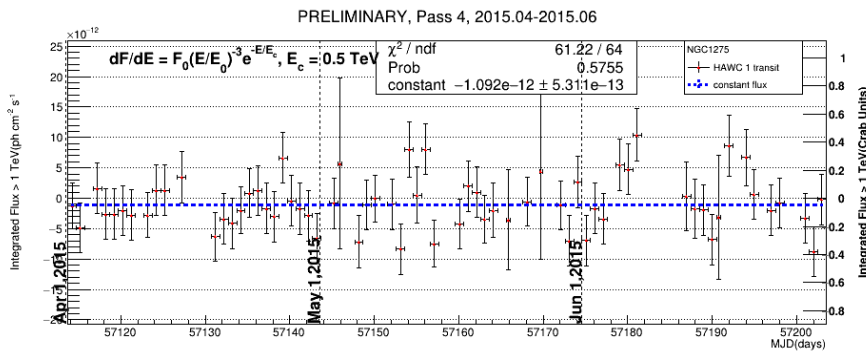


Figura A.28: Curva de luz calculada para NGC 1275 de abril a junio de 2015.

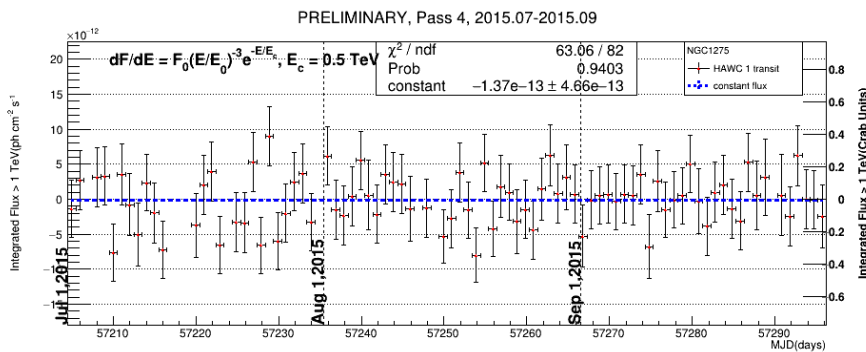


Figura A.29: Curva de luz calculada para NGC 1275 de julio a septiembre de 2015.

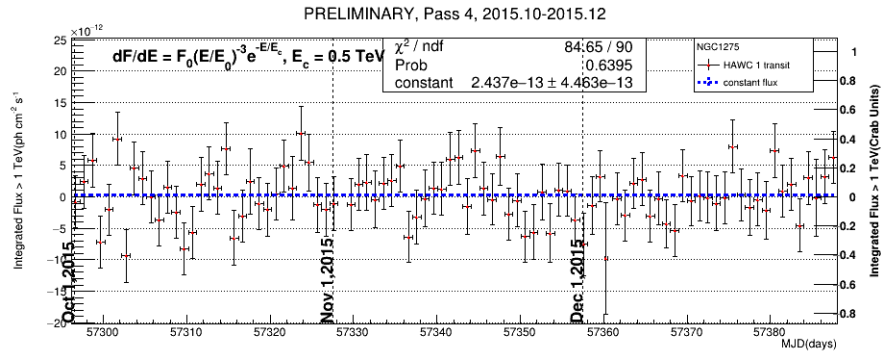


Figura A.30: Curva de luz calculada para NGC 1275 de octubre a diciembre de 2015.

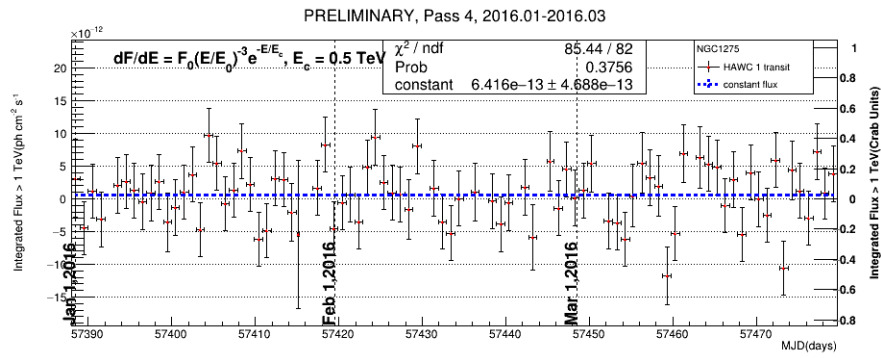


Figura A.31: Curva de luz calculada para NGC 1275 de enero a marzo de 2016.

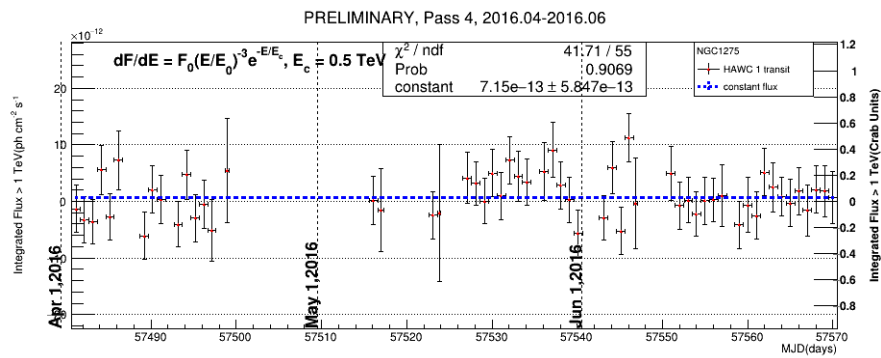


Figura A.32: Curva de luz calculada para NGC 1275 de abril a junio de 2016.

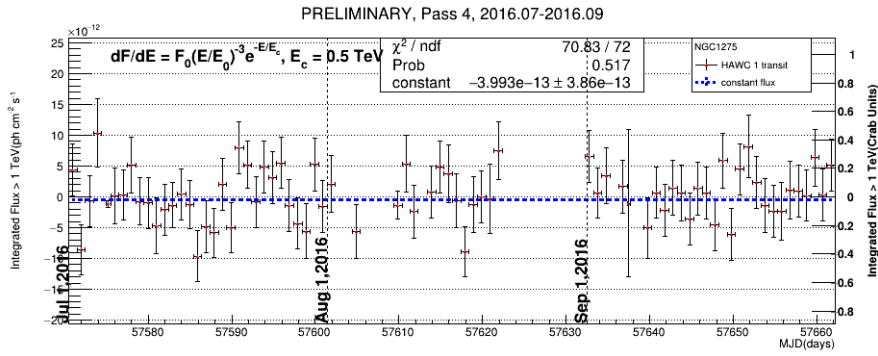


Figura A.33: Curva de luz calculada para NGC 1275 de julio a septiembre de 2016.

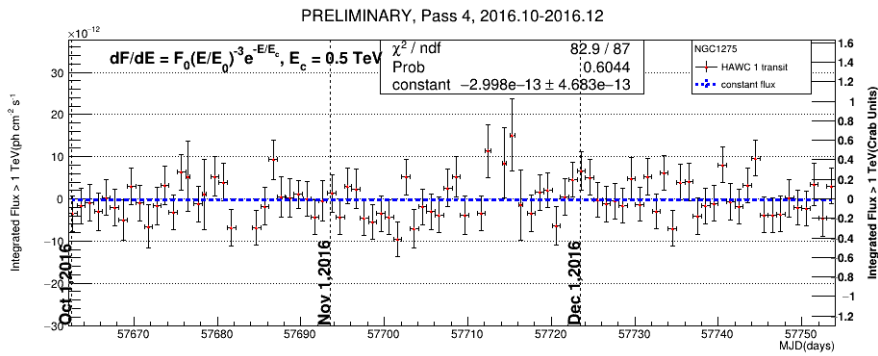


Figura A.34: Curva de luz calculada para NGC 1275 de octubre a diciembre de 2016.

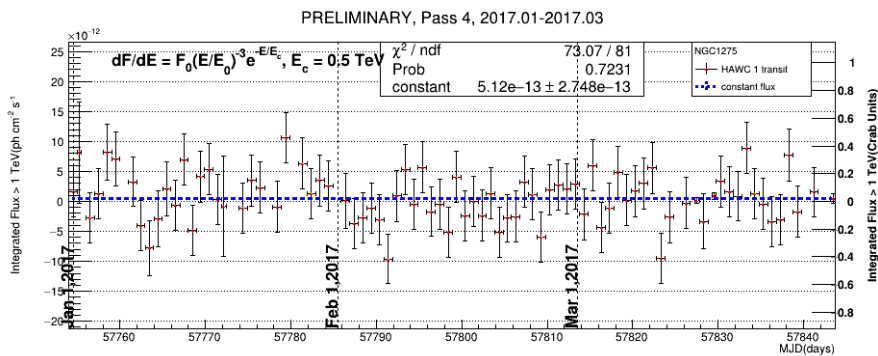


Figura A.35: Curva de luz calculada para NGC 1275 de enero a marzo de 2017.

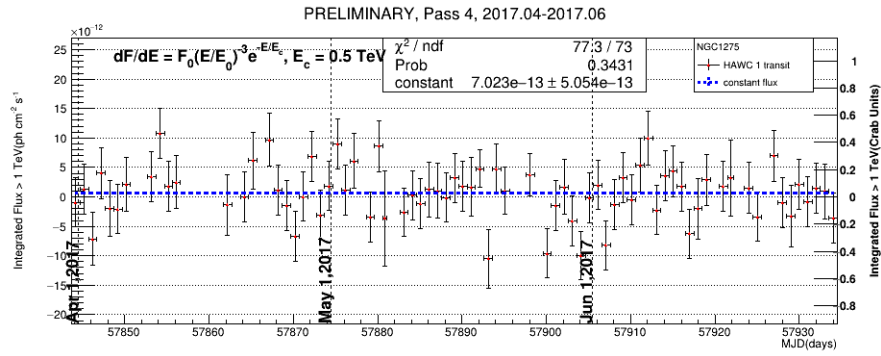


Figura A.36: Curva de luz calculada para NGC 1275 de abril a junio de 2017.

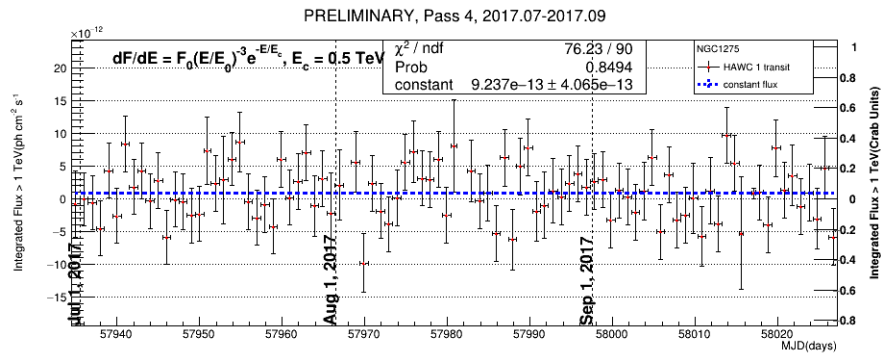


Figura A.37: Curva de luz calculada para NGC 1275 de julio a septiembre de 2017.

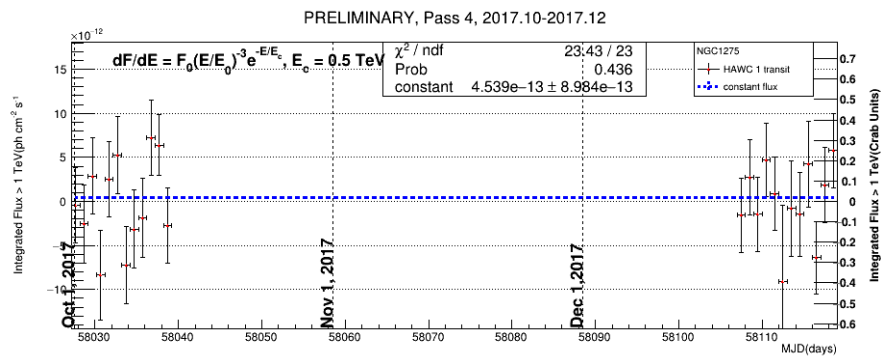


Figura A.38: Curva de luz calculada para NGC 1275 de octubre a diciembre de 2017.

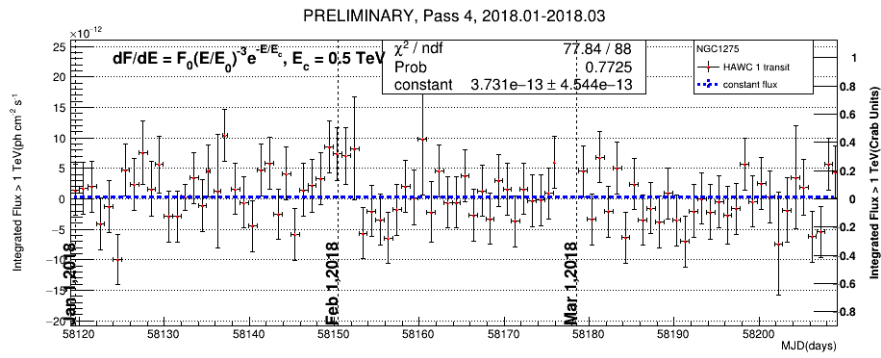


Figura A.39: Curva de luz calculada para NGC 1275 de enero a marzo de 2018.

A.3. PKS 0625 35

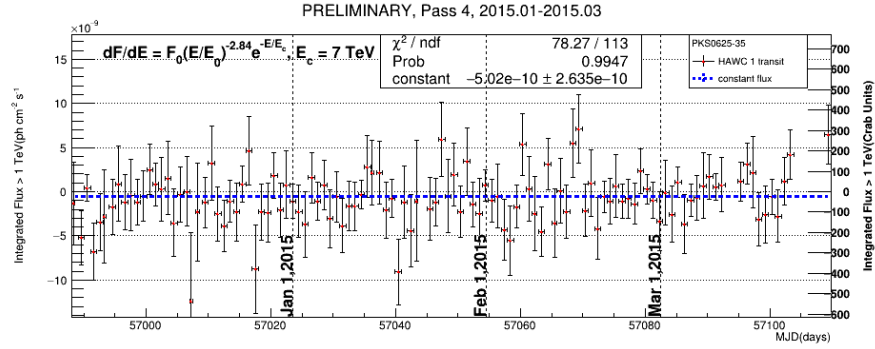


Figura A.40: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de enero a marzo de 2015.

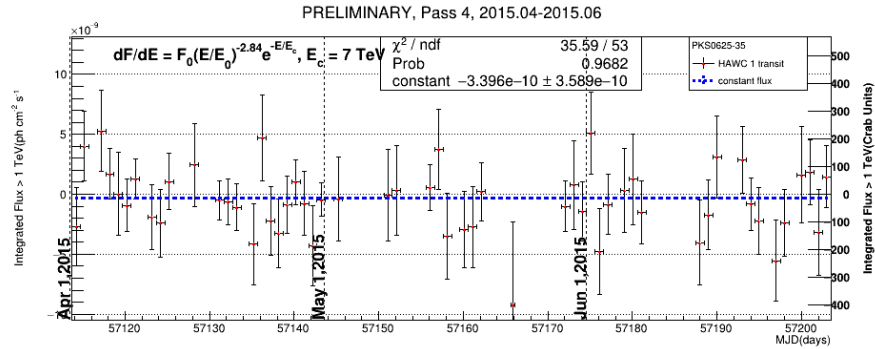


Figura A.41: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de abril a junio de 2015.

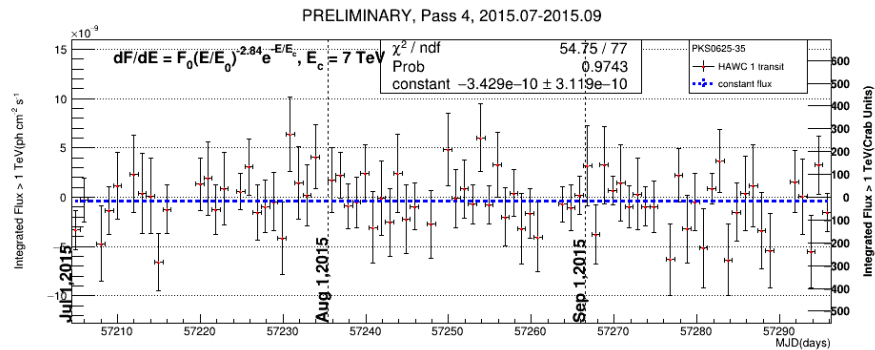


Figura A.42: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de julio a septiembre de 2015.

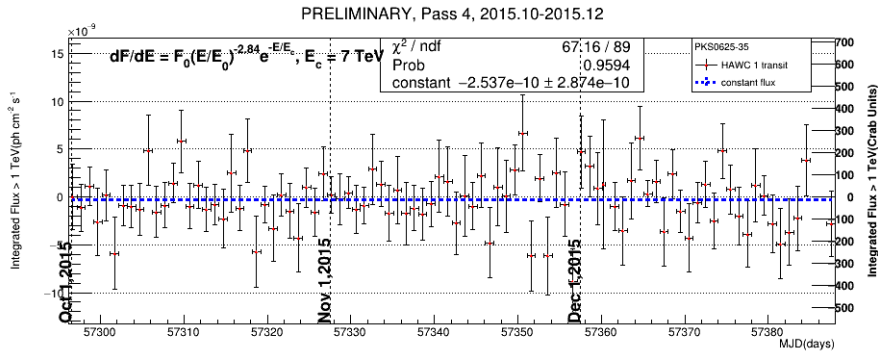


Figura A.43: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de octubre a diciembre de 2015.

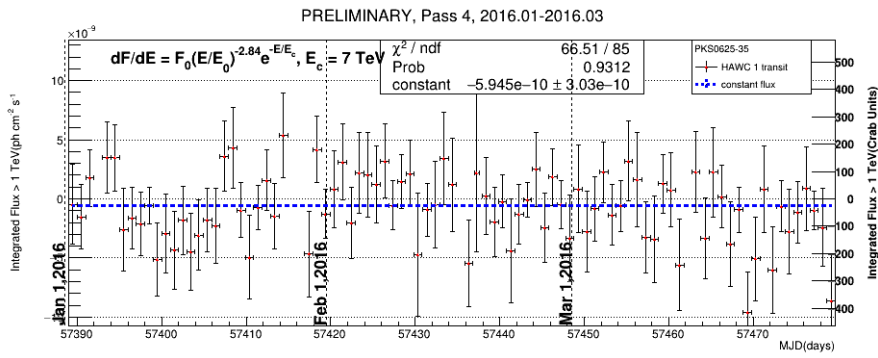


Figura A.44: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de enero a marzo de 2016.

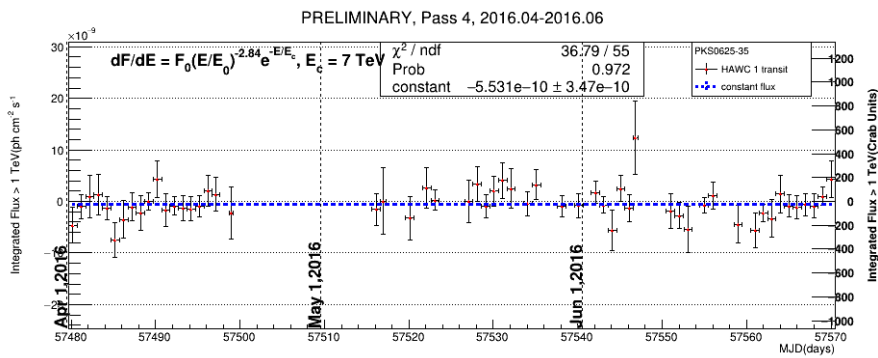


Figura A.45: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de abril a junio de 2016.

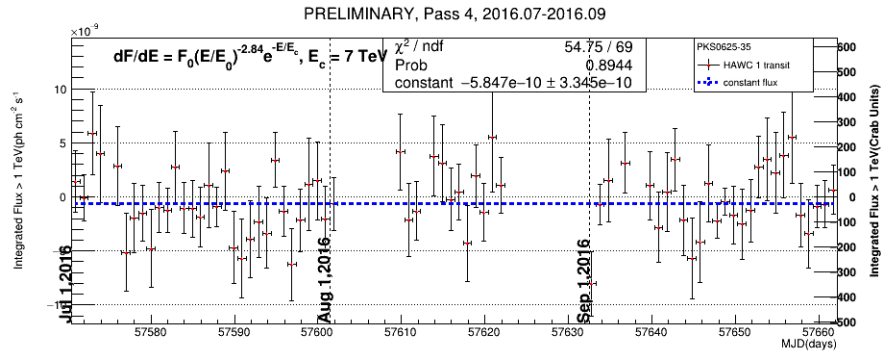


Figura A.46: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de julio a septiembre de 2016.

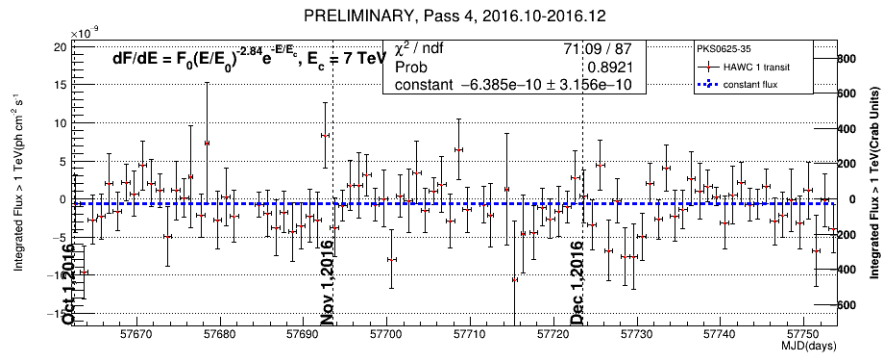


Figura A.47: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de octubre a diciembre de 2016.

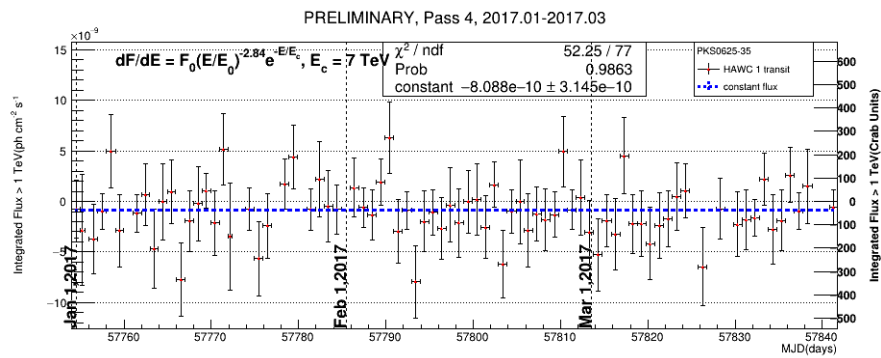


Figura A.48: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de enero a marzo de 2017.

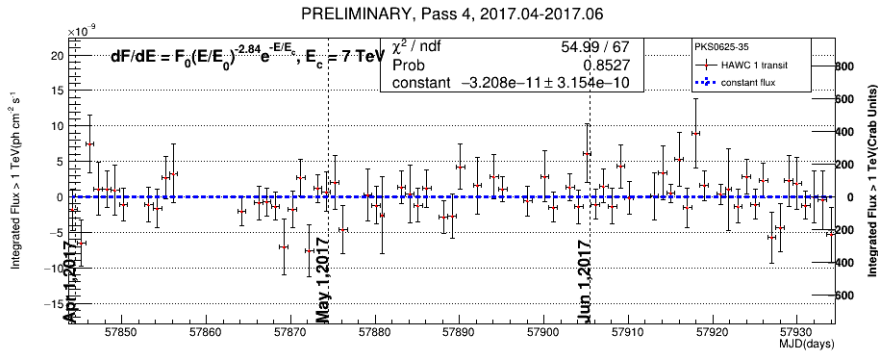


Figura A.49: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de abril a junio de 2017.

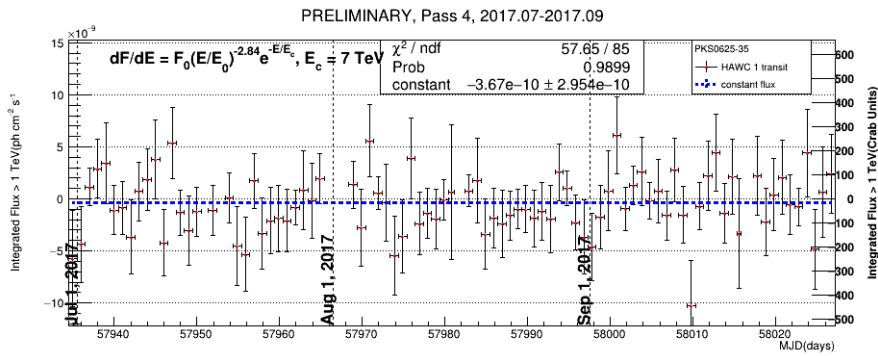


Figura A.50: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de julio a septiembre de 2017.

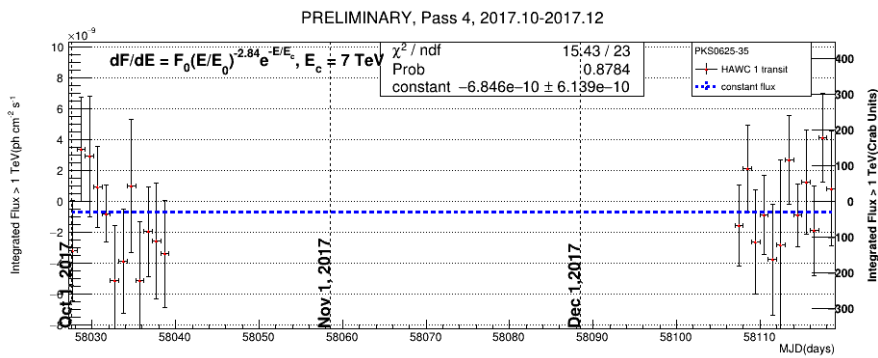


Figura A.51: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de octubre a diciembre de 2017.

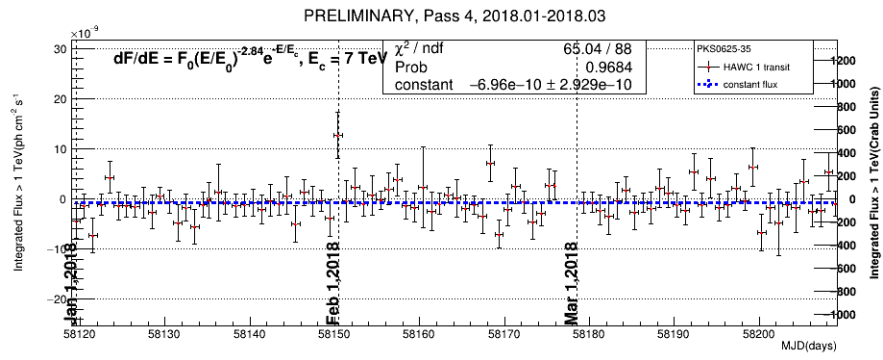


Figura A.52: Curva de luz calculada para PKS 0625 35 de enero a marzo de 2018.

A.4. 3C 264

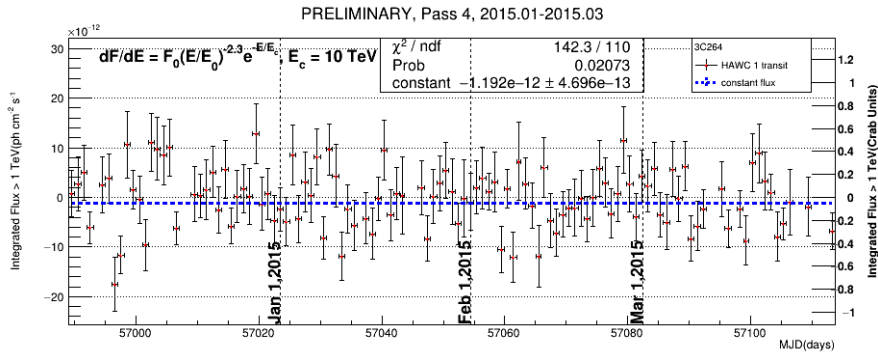


Figura A.53: Curva de luz calculada para 3C 264 de enero a marzo de 2015.

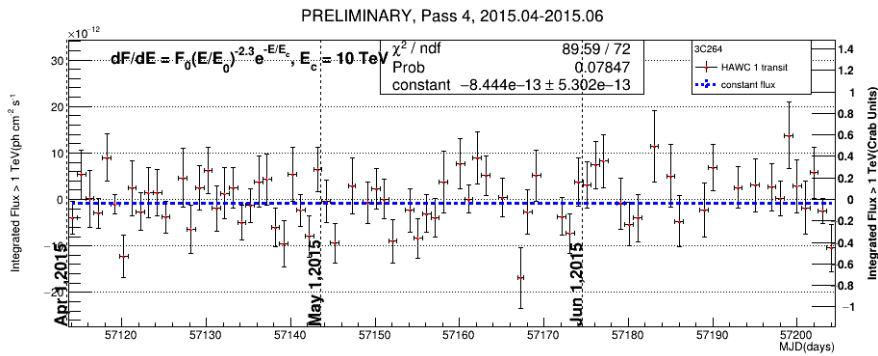


Figura A.54: Curva de luz calculada para 3C 264 de abril a junio de 2015.

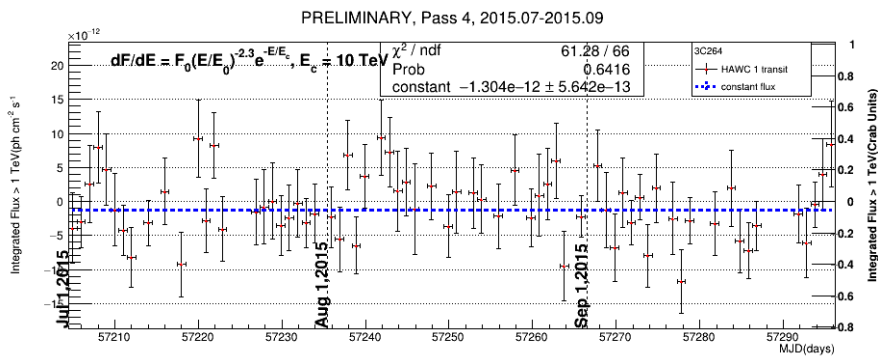


Figura A.55: Curva de luz calculada para 3C 264 julio a septiembre de 2015.

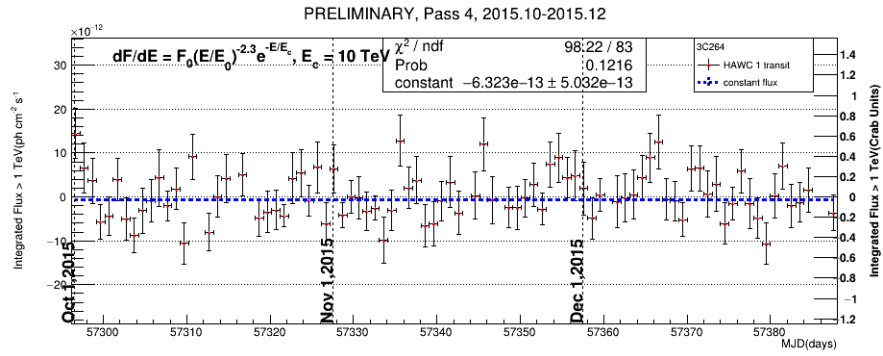


Figura A.56: Curva de luz calculada para 3C 264 de octubre a diciembre de 2015.

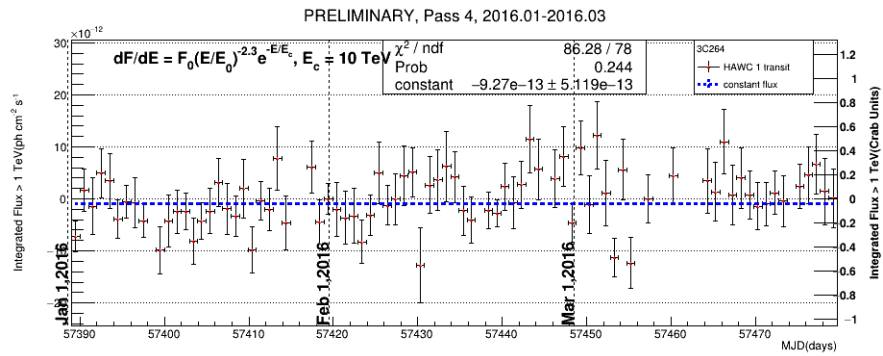


Figura A.57: Curva de luz calculada para 3C 264 de enero a marzo de 2016.

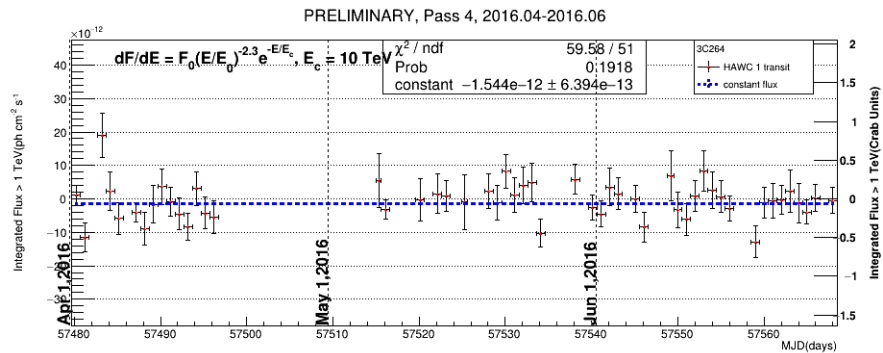


Figura A.58: Curva de luz calculada para 3C 264 de abril a junio de 2016.

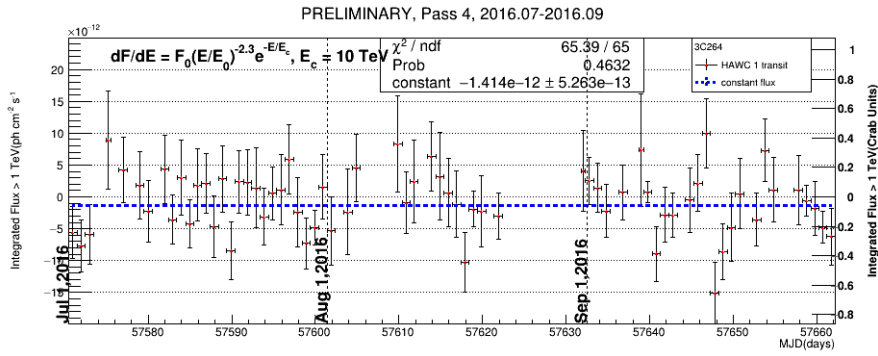


Figura A.59: Curva de luz calculada para 3C 264 de julio a septiembre de 2016.

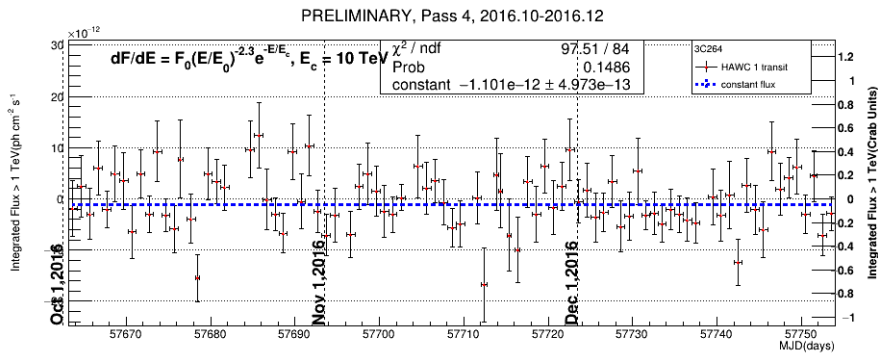


Figura A.60: Curva de luz calculada para 3C 264 de octubre a diciembre de 2016.

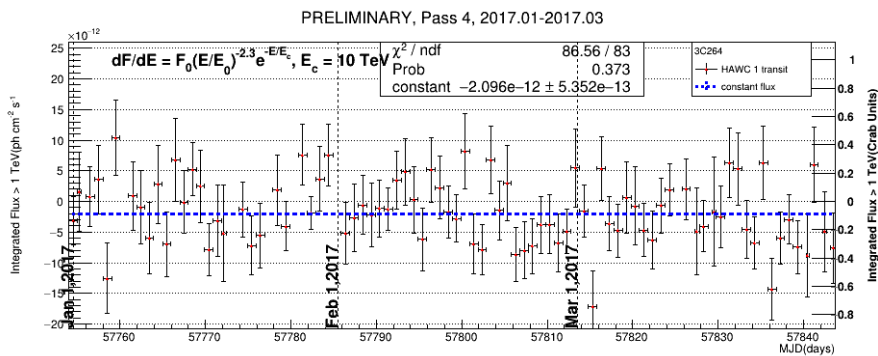


Figura A.61: Curva de luz calculada para 3C 264 de enero a marzo de 2017.

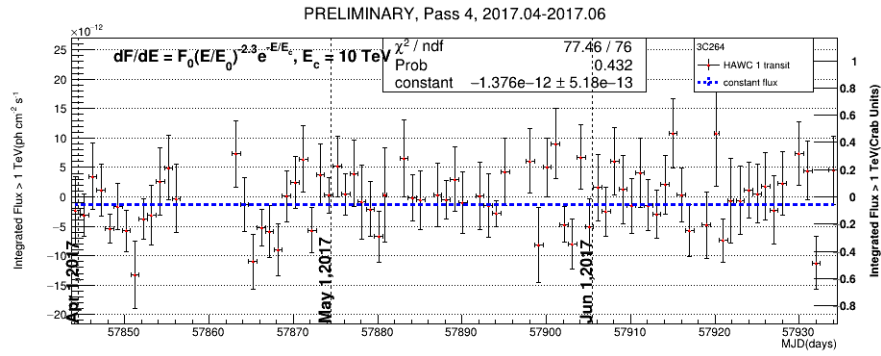


Figura A.62: Curva de luz calculada para 3C 264 de abril a junio de 2017.

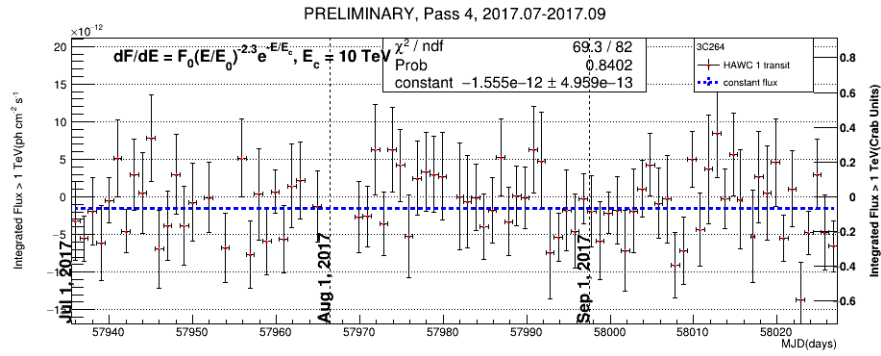


Figura A.63: Curva de luz calculada para 3C 264 de julio a septiembre de 2017.

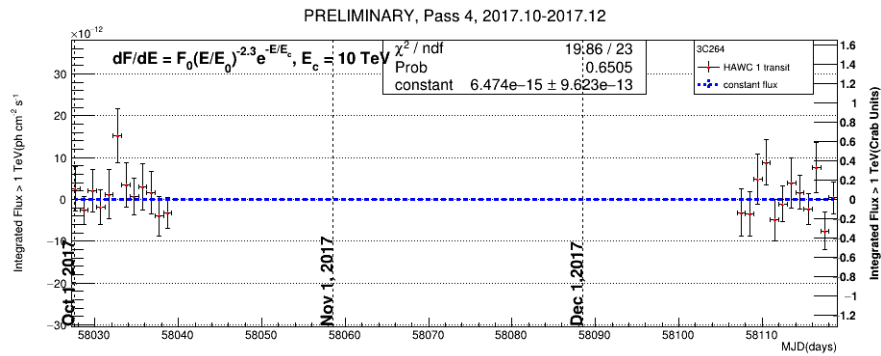


Figura A.64: Curva de luz calculada para 3C 264 de octubre a diciembre de 2017.

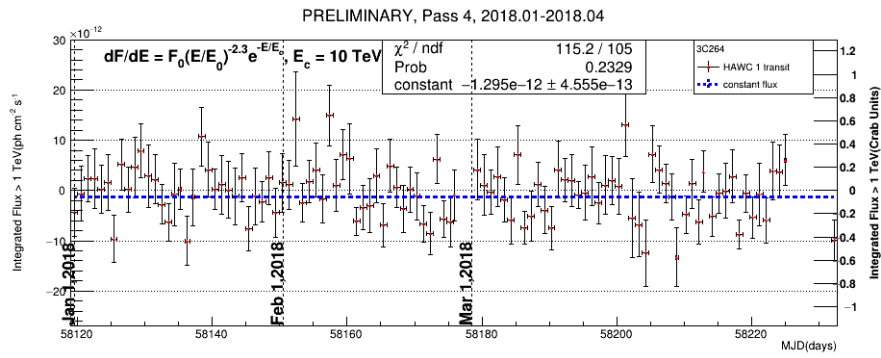


Figura A.65: Curva de luz calculada para 3C 264 de enero a marzo de 2018.

Bibliografía

- [1] T. Wright, *An original theory or new hypothesis of the Universe, founded upon the laws of nature and solving by mathematical principles, the general phaenomena of the visible creation; and particularly the Via Lactea.* H. Chapelle, 1750.
- [2] H. Shapley and H. D. Curtis, “The Scale of the Universe,” *Bulletin of the National Research Council, Vol. 2, Part 3, No. 11, p. 171-217*, vol. 2, pp. 171–217, May 1921.
- [3] V. Trimble, “The 1920 Shapley-Curtis Discussion: Background, Issues, and Aftermath,” *PASP*, vol. 107, p. 1133, Dec. 1995.
- [4] A. van Maanen, “Preliminary evidence of internal motion in the spiral nebula Messier 101.,” *ApJ*, vol. 44, Nov. 1916.
- [5] H. D. Curtis, “Modern Theories of the Spiral Nebulae,” *JRASC*, vol. 14, p. 317, Oct. 1920.
- [6] E. Hubble, “No. 324. Extra-galactic nebulae.,” *Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington*, vol. 324, pp. 1–49, 1926.
- [7] D. H. Menzel, “Astronomy and cosmogony (j. h. jeans),” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 40, no. 238, p. 402, 1928.
- [8] E. Hubble, *The Realm of the Nebulae.* Silliman memorial lectures, Yale University Press, 1936.
- [9] E. P. Hubble, “A spiral nebula as a stellar system, Messier 31.,” *ApJ*, vol. 69, Mar. 1929.
- [10] A. van Maanen, “No. 260. Investigations on proper motion. Tenth paper: Internal motion in the spiral nebula Messier 33, N.G.C. 598.,” *Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington*, vol. 260, pp. 1–15, 1923.

-
- [11] A. van Maanen, “No. 407. Investigations on proper motion. Fifteenth paper: The proper motion of the spiral nebula N.G.C. 4051.,” *Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington*, vol. 407, pp. 1–6, 1930.
- [12] A. van Maanen, “No. 408. Investigations on proper motion. Sixteenth paper: The proper motion of Messier 51, N.G.C. 5194.,” *Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington*, vol. 408, pp. 1–4, 1930.
- [13] E. Hubble, “Angular Rotations of Spiral Nebulae,” *ApJ*, vol. 81, p. 334, May 1935.
- [14] R. W. Smith, “Beyond the Galaxy: the development of extragalactic astronomy 1885 - 1965 Part 1,” *Journal for the History of Astronomy*, vol. 39, pp. 91–119, Feb. 2008.
- [15] R. W. Smith, “Beyond the Galaxy: The Development of Extragalactic Astronomy 1885-1965: Part 2,” *Journal for the History of Astronomy*, vol. 40, pp. 71–107, Jan. 2009.
- [16] K. G. Jansky, “Directional studies of atmospheric at high frequencies,” *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 20, pp. 1920–1932, Dec 1932.
- [17] K. G. Jansky, “A note on the source of interstellar interference,” *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 21, pp. 1158–1159, Jul 1935.
- [18] G. Reber, “Cosmic Static,” *Proceedings of the IRE*, vol. 28, pp. 68–70, Feb. 1940.
- [19] G. Reber, “Notes: Cosmic Static.,” *ApJ*, vol. 91, pp. 621–624, June 1940.
- [20] G. Reber, “Cosmic Static.,” *ApJ*, vol. 100, p. 279, Nov. 1944.
- [21] C. K. Seyfert, “Nuclear Emission in Spiral Nebulae.,” *ApJ*, vol. 97, p. 28, Jan. 1943.
- [22] L. Woltjer, “Emission Nuclei in Galaxies.,” *ApJ*, vol. 130, p. 38, July 1959.
- [23] A. S. Bennett, “The revised 3C catalogue of radio sources.,” *Memoirs of the Royal Astronomical Society*, vol. 68, p. 163, Jan. 1962.
- [24] M. Schmidt, “3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift,” *Nature*, vol. 197, p. 1040, Mar. 1963.

- [25] G. A. Shields, “A Brief History of Active Galactic Nuclei,” *PASP*, vol. 111, pp. 661–678, June 1999.
- [26] F. Hoyle and W. A. Fowler, “Nature of Strong Radio Sources,” *Nature*, vol. 197, pp. 533–535, Feb. 1963.
- [27] E. E. Salpeter, “Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects.,” *ApJ*, vol. 140, pp. 796–800, Aug. 1964.
- [28] Y. B. Zel’dovich and I. D. Novikov, “The Radiation of Gravity Waves by Bodies Moving in the Field of a Collapsing Star,” *Soviet Physics Doklady*, vol. 9, p. 246, Oct. 1964.
- [29] V. A. Ambartsumian, “Introduction,” in *Study Week on Nuclei of Galaxies* (D. J. K. O’Connell, ed.), p. 9, 1971.
- [30] K. Schwarzschild, “On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein’s Theory,” *Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92, Berlin,1907*, vol. 1916, 1916.
- [31] S. Kozłowski, “Virial Black Hole Mass Estimates for 280,000 AGNs from the SDSS Broadband Photometry and Single-epoch Spectra,” *ApJS*, vol. 228, p. 9, Jan. 2017.
- [32] X.-B. Wu, F. Wang, X. Fan, W. Yi, W. Zuo, F. Bian, L. Jiang, I. D. McGreer, R. Wang, J. Yang, Q. Yang, D. Thompson, and Y. Beletsky, “An ultraluminous quasar with a twelve-billion-solar-mass black hole at redshift 6.30,” *Nature*, vol. 518, pp. 512–515, Feb. 2015.
- [33] H. Bondi, “On spherically symmetrical accretion,” *MNRAS*, vol. 112, p. 195, 1952.
- [34] H. Netzer, “Active Galactic Nuclei: Basic Physics and Main Components,” in *Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales* (D. Alloin, ed.), vol. 693 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, p. 1, 2006.
- [35] B. M. Peterson, “The Broad-Line Region in Active Galactic Nuclei,” in *Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales* (D. Alloin, ed.), vol. 693 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, p. 77, 2006.
- [36] B. M. Peterson and K. Horne, “Echo mapping of active galactic nuclei,” *Astronomische Nachrichten*, vol. 325, pp. 248–251, Mar. 2004.
- [37] R. R. J. Antonucci, A. L. Kinney, and H. C. Ford, “The Lyman edge test of the quasar emission mechanism,” *ApJ*, vol. 342, pp. 64–82, July 1989.

- [38] C. M. Gaskell, “What broad emission lines tell us about how active galactic nuclei work,” *New Astronomy Reviews*, vol. 53, no. 7, pp. 140–148, 2009. Proceedings of the VII Serbian Conference on Spectral Line Shapes (VII SCSLSA) held in Zrenjanin, Serbia June 15th-19th 2009.
- [39] H. Netzer and A. Laor, “Dust in the narrow-line region of active galactic nuclei,” *ApJ*, vol. 404, pp. L51–L54, Feb. 1993.
- [40] B. Czerny and K. Hryniewicz, “The origin of the broad line region in active galactic nuclei,” *A&A*, vol. 525, p. L8, Jan. 2011.
- [41] V. Beckmann and C. Shrader, *Active Galactic Nuclei*. Physics textbook, Wiley, 2013.
- [42] S. B. Kraemer, H. R. Schmitt, and D. M. Crenshaw, “Probing the Ionization Structure of the Narrow-Line Region in the Seyfert 1 Galaxy NGC 4151,” *ApJ*, vol. 679, pp. 1128–1143, June 2008.
- [43] J. A. Baldwin, M. M. Phillips, and R. Terlevich, “Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects,” *PASP*, vol. 93, pp. 5–19, Feb. 1981.
- [44] C. Packham, J. T. Radomski, P. F. Roche, D. K. Aitken, E. Perlman, A. Alonso-Herrero, L. Colina, and C. M. Telesco, “The Extended Mid-Infrared Structure of the Circinus Galaxy,” *ApJ*, vol. 618, pp. L17–L20, Jan. 2005.
- [45] A. G. Markowitz, M. Krumpe, and R. Nikutta, “First X-ray-based statistical tests for clumpy-torus models: eclipse events from 230 years of monitoring of Seyfert AGN,” *MNRAS*, vol. 439, pp. 1403–1458, Apr. 2014.
- [46] M. Kishimoto, S. F. Hönig, R. Antonucci, R. Millan-Gabet, R. Barvainis, F. Millour, T. Kotani, K. R. W. Tristram, and G. Weigelt, “Evidence for a Receding Dust Sublimation Region around a Supermassive Black Hole,” *ApJ*, vol. 775, p. L36, Oct. 2013.
- [47] R. D. Blandford and R. L. Znajek, “Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes,” *MNRAS*, vol. 179, pp. 433–456, May 1977.
- [48] R. Penrose, “Gravitational Collapse: the Role of General Relativity,” *Nuovo Cimento Rivista Serie*, vol. 1, 1969.
- [49] S. S. Komissarov, “Blandford-Znajek Mechanism versus Penrose Process,” *Journal of Korean Physical Society*, vol. 54, p. 2503, June 2009.

- [50] K. Katarzyński, G. Ghisellini, F. Tavecchio, L. Maraschi, G. Fossati, and A. Mastichiadis, “Correlation between the TeV and X-ray emission in high-energy peaked BL Lac objects,” *A&A*, vol. 433, pp. 479–496, Apr. 2005.
- [51] H. Krawczynski, S. B. Hughes, D. Horan, F. Aharonian, M. F. Aller, H. Aller, P. Boltwood, J. Buckley, P. Coppi, G. Fossati, N. Götzting, J. Holder, D. Horns, O. M. Kurtanidze, A. P. Marscher, M. Nikolashvili, R. A. Remillard, A. Sadun, and M. Schröder, “Multiwavelength Observations of Strong Flares from the TeV Blazar 1ES 1959+650,” *ApJ*, vol. 601, pp. 151–164, Jan. 2004.
- [52] M. Błażejowski, G. Blaylock, I. H. Bond, S. M. Bradbury, J. H. Buckley, D. A. Carter-Lewis, O. Celik, P. Cogan, W. Cui, M. Daniel, C. Duke, A. Falcone, D. J. Fegan, S. J. Fegan, J. P. Finley, L. Fortson, S. Gammell, K. Gibbs, G. G. Gillanders, J. Grube, K. Gutierrez, J. Hall, D. Hanna, J. Holder, D. Horan, B. Humensky, G. Kenny, M. Kertzman, D. Kieda, J. Kildea, J. Knapp, K. Kosack, H. Krawczynski, F. Krennrich, M. Lang, S. LeBohec, E. Linton, J. Lloyd-Evans, G. Maier, D. Mendoza, A. Milovanovic, P. Moriarty, T. N. Nagai, R. A. Ong, B. Power-Mooney, J. Quinn, M. Quinn, K. Ragan, P. T. Reynolds, P. Rebillot, H. J. Rose, M. Schroedter, G. H. Sembroski, S. P. Swordy, A. Syson, L. Valcarel, V. V. Vassiliev, S. P. Wakely, G. Walker, T. C. Weekes, R. White, J. Zweerink, VERITAS Collaboration, B. Mochejska, B. Smith, M. Aller, H. Aller, H. Teräsranta, P. Boltwood, A. Sadun, K. Stanek, E. Adams, J. Foster, J. Hartman, K. Lai, M. Böttcher, A. Reimer, and I. Jung, “A Multiwavelength View of the TeV Blazar Markarian 421: Correlated Variability, Flaring, and Spectral Evolution,” *ApJ*, vol. 630, pp. 130–141, Sept. 2005.
- [53] R. Antonucci, “Unified models for active galactic nuclei and quasars,” *ARA&A*, vol. 31, pp. 473–521, 1993.
- [54] E. C. Moran, A. J. Barth, L. E. Kay, and A. V. Filippenko, “The Frequency of Polarized Broad Emission Lines in Type 2 Seyfert Galaxies,” *ApJ*, vol. 540, pp. L73–L77, Sept. 2000.
- [55] Y. Shi, G. H. Rieke, P. Smith, J. Rigby, D. Hines, J. Donley, G. Schmidt, and A. M. Diamond-Stanic, “Unobscured Type 2 Active Galactic Nuclei,” *ApJ*, vol. 714, pp. 115–129, May 2010.
- [56] E. Pons and M. G. Watson, “A new sample of X-ray selected narrow emission-line galaxies. I. The nature of optically elusive AGN,” *A&A*, vol. 568, p. A108, Aug. 2014.
- [57] M. Elitzur, “On the Unification of Active Galactic Nuclei,” *ApJ*, vol. 747, p. L33, Mar. 2012.

- [58] H. Netzer, “Revisiting the Unified Model of Active Galactic Nuclei,” *ARA&A*, vol. 53, pp. 365–408, Aug. 2015.
- [59] B. L. Fanaroff and J. M. Riley, “The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity,” *MNRAS*, vol. 167, pp. 31P–36P, May 1974.
- [60] C. M. Urry and P. Padovani, “Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 107, no. 715, p. 803, 1995.
- [61] G. Ghisellini and A. Celotti, “The dividing line between FR I and FR II radio-galaxies,” *A&A*, vol. 379, pp. L1–L4, Nov. 2001.
- [62] V. Icke, “A clamshell for Blandford-Rees jets,” *ApJ*, vol. 265, pp. 648–663, Feb. 1983.
- [63] J. L. Walsh, A. J. Barth, L. C. Ho, and M. Sarzi, “The M87 Black Hole Mass from Gas-dynamical Models of Space Telescope Imaging Spectrograph Observations,” *ApJ*, vol. 770, p. 86, June 2013.
- [64] S. Mei, J. P. Blakeslee, P. Côté, J. L. Tonry, M. J. West, L. Ferrarese, A. Jordán, E. W. Peng, A. Anthony, and D. Merritt, “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.
- [65] V. A. Acciari, E. Aliu, T. Arlen, M. Bautista, M. Beilicke, W. Benbow, S. M. Bradbury, J. H. Buckley, V. Bugaev, Y. Butt, and et al., “Radio Imaging of the Very-High-Energy γ -Ray Emission Region in the Central Engine of a Radio Galaxy,” *Science*, vol. 325, p. 444, July 2009.
- [66] F. Aharonian, A. Akhperjanian, M. Beilicke, K. Bernlöhr, H.-G. Börst, H. Bojahr, O. Bolz, T. Coarasa, J. L. Contreras, J. Cortina, S. Denninghoff, M. V. Fonseca, M. Girma, N. Götting, G. Heinzlmann, G. Hermann, A. Heusler, W. Hofmann, D. Horns, I. Jung, R. Kankanyan, M. Kestel, A. Kohnle, A. Konopelko, H. Kornmeyer, D. Kranich, H. Lampeitl, M. Lopez, E. Lorenz, F. Lucarelli, O. Mang, H. Meyer, R. Mirzoyan, A. Moralejo, E. Ona-Wilhelmi, M. Panter, A. Plyashnikov, G. Pühlhofer, R. de los Reyes, W. Rhode, J. Ripken, G. Rowell, V. Sahakian, M. Samorski, M. Schilling, M. Siems, D. Sobzynska, W. Stamm, M. Tluczykont, V. Vitale, H. J. Völk, C. A. Wiedner, and W. Wittek, “Is the giant radio galaxy M 87 a TeV gamma-ray emitter?,” *A&A*, vol. 403, pp. L1–L5, May 2003.

- [67] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, A. R. Bazer-Bachi, M. Beilicke, W. Benbow, D. Berge, K. Bernlöhr, C. Boisson, O. Bolz, V. Borrel, I. Braun, A. M. Brown, R. Bühler, I. Büsching, S. Carrigan, P. M. Chadwick, L.-M. Chounet, G. Coignet, R. Cornils, L. Costamante, B. Degrange, H. J. Dickinson, A. Djannati-Ataï, L. O. Drury, G. Dubus, K. Egberts, D. Emmanoulopoulos, P. Espigat, F. Feinstein, E. Ferrero, A. Fiasson, G. Fontaine, S. Funk, S. Funk, M. Füßling, Y. A. Gallant, B. Giebels, J. F. Glicenstein, P. Goret, C. Hadjichristidis, D. Hauser, M. Hauser, G. Heinzlmann, G. Henri, G. Hermann, J. A. Hinton, A. Hoffmann, W. Hofmann, M. Holleran, S. Hoppe, D. Horns, A. Jacholkowska, O. C. de Jager, E. Kendziorra, M. Kerschhaggl, B. Khélifi, N. Komin, A. Konopelko, K. Kosack, G. Lamanana, I. J. Latham, R. Le Gallou, A. Lemièrre, M. Lemoine-Goumard, J.-P. Lenain, T. Lohse, J. M. Martin, O. Martineau-Huynh, A. Marcowith, C. Masterson, G. Maurin, T. J. L. McComb, E. Moulin, M. de Naurois, D. Nedbal, S. J. Nolan, A. Noutsos, K. J. Orford, J. L. Osborne, M. Ouchrif, M. Panter, G. Pelletier, S. Pita, G. Pühlhofer, M. Punch, S. Ranchon, B. C. Raubenheimer, M. Raue, S. M. Rayner, A. Reimer, J. Ripken, L. Rob, L. Rolland, S. Rosier-Lees, G. Rowell, V. Sahakian, A. Santangelo, L. Saugé, S. Schlenker, R. Schlickeiser, R. Schröder, U. Schwanke, S. Schwarzburg, S. Schwemmer, A. Shalchi, H. Sol, D. Spangler, F. Spanier, R. Steenkamp, C. Stegmann, G. Superina, P. H. Tam, J.-P. Tavernet, R. Terrier, M. Tluczykont, C. van Eldik, G. Vasileiadis, C. Venter, J. P. Vialle, P. Vincent, H. J. Völk, S. J. Wagner, and M. Ward, “Fast Variability of Tera-Electron Volt γ Rays from the Radio Galaxy M87,” *Science*, vol. 314, pp. 1424–1427, Dec. 2006.
- [68] J. Aleksić *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.
- [69] V. A. Acciari *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.
- [70] A. Abramowski, F. Acero, F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, G. Anton, A. Balzer, A. Barnacka, U. Barres de Almeida, Y. Becherini, J. Becker, and *et al.*, “The 2010 Very High Energy γ -Ray Flare and 10 Years of Multi-wavelength Observations of M 87,” *ApJ*, vol. 746, p. 151, Feb. 2012.
- [71] J. Albert, E. Aliu, H. Anderhub, L. A. Antonelli, P. Antoranz, M. Backes, C. Baixeras, J. A. Barrio, H. Bartko, D. Bastieri, J. K. Becker, W. Bednarek, K. Berger, E. Bernardini, C. Bigongiari, A. Bi-

land, R. K. Bock, G. Bonnoli, P. Bordas, V. Bosch-Ramon, T. Bretz, I. Britvitch, M. Camara, E. Carmona, A. Chilingarian, S. Commichau, J. L. Contreras, J. Cortina, M. T. Costado, S. Covino, V. Curtef, F. Dazzi, A. De Angelis, E. De Cea del Pozo, R. de los Reyes, B. De Lotto, M. De Maria, F. De Sabata, C. Delgado Mendez, A. Dominguez, D. Dorner, M. Doro, M. Errando, M. Fagiolini, D. Ferenc, E. Fernández, R. Firpo, M. V. Fonseca, L. Font, N. Galante, R. J. García López, M. Garczarczyk, M. Gaug, F. Goebel, M. Hayashida, A. Herrero, D. Höhne, J. Hose, C. C. Hsu, S. Huber, T. Jogler, D. Kranich, A. La Barbera, A. Laille, E. Leonardo, E. Lindfors, S. Lombardi, F. Longo, M. López, E. Lorenz, P. Majumdar, G. Maneva, N. Mankuzhiyil, K. Mannheim, L. Maraschi, M. Mariotti, M. Martínez, D. Mazin, M. Meucci, M. Meyer, J. M. Miranda, R. Mirzoyan, S. Mizobuchi, M. Moles, A. Moralejo, D. Nieto, K. Nilsson, J. Ninkovic, N. Otte, I. Oya, M. Panniello, R. Paoletti, J. M. Paredes, M. Pasanen, D. Pascoli, F. Pauss, R. G. Pegna, M. A. Perez-Torres, M. Persic, L. Peruzzo, A. Piccioli, F. Prada, E. Prandini, N. Puchades, A. Raymers, W. Rhode, M. Ribó, J. Rico, M. Rissi, A. Robert, S. Rügamer, A. Saggion, T. Y. Saito, M. Salvati, M. Sanchez-Conde, P. Sartori, K. Satalecka, V. Scalzotto, V. Scapin, T. Schweizer, M. Shayduk, K. Shinozaki, S. N. Shore, N. Sidro, A. Sierpowska-Bartosik, A. Sillanpää, D. Sobczynska, F. Spanier, A. Stamerra, L. S. Stark, L. Takalo, F. Tavecchio, P. Temnikov, D. Tesaro, M. Teshima, M. Tluczykont, D. F. Torres, N. Turini, H. Vankov, A. Venturini, V. Vitale, R. M. Wagner, W. Wittek, V. Zabalza, F. Zandanel, R. Zanin, and J. Zapatero, “Very High Energy Gamma-Ray Observations of Strong Flaring Activity in M87 in 2008 February,” *ApJ*, vol. 685, p. L23, Sept. 2008.

- [72] E. Aliu, T. Arlen, T. Aune, M. Beilicke, W. Benbow, A. Bouvier, S. M. Bradbury, J. H. Buckley, V. Bugaev, K. Byrum, A. Cannon, A. Cesarini, L. Ciupik, E. Collins-Hughes, M. P. Connolly, W. Cui, R. Dickherber, C. Duke, M. Errando, A. Falcone, J. P. Finley, G. Finnegan, L. Fortson, A. Furniss, N. Galante, D. Gall, S. Godambe, S. Griffin, J. Grube, R. Guenette, G. Gyuk, D. Hanna, J. Holder, H. Huan, G. Hughes, C. M. Hui, T. B. Humensky, A. Imran, P. Kaaret, N. Karlsson, M. Kertzman, D. Kieda, H. Krawczynski, F. Krennrich, M. J. Lang, S. LeBohec, A. S. Madhavan, G. Maier, P. Majumdar, S. McArthur, A. McCann, P. Moriarty, R. Mukherjee, P. D. Nuñez, R. A. Ong, M. Orr, A. N. Otte, N. Park, J. S. Perkins, A. Pichel, M. Pohl, H. Prokoph, J. Quinn, K. Ragan, L. C. Reyes, P. T. Reynolds, E. Roache, H. J. Rose, J. Ruppel, D. B. Saxon, M. Schroedter, G. H. Sembroski, G. D. Şentürk, C. Skole, D. Staszak, G. Tešić, M. Theiling, S. Thibadeau, K. Tsurusaki, J. Tyler, A. Varlotta, V. V. Vassiliev, S. Vincent, M. Vivier, S. P. Wakely, J. E. Ward, T. C. Weekes, A. We-

- instein, T. Weisgarber, D. A. Williams, and B. Zitzer, “VERITAS Observations of Day-scale Flaring of M 87 in 2010 April,” *ApJ*, vol. 746, p. 141, Feb. 2012.
- [73] M. Beilicke and VERITAS Collaboration, “VERITAS observations of M87 in 2011/2012,” in *American Institute of Physics Conference Series* (F. A. Aharonian, W. Hofmann, and F. M. Rieger, eds.), vol. 1505 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 586–589, Dec. 2012.
- [74] P. Bangale, M. Manganaro, C. Schultz, P. Colin, and D. Mazin, “Long term variability study for the radio galaxy M87 with MAGIC,” in *34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015)*, vol. 34 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 759, July 2015.
- [75] M. A. Strauss, J. P. Huchra, M. Davis, A. Yahil, K. B. Fisher, and J. Tonry, “A redshift survey of IRAS galaxies. VII - The infrared and redshift data for the 1.936 Jansky sample,” *ApJS*, vol. 83, pp. 29–63, Nov. 1992.
- [76] M. J. I. Brown, J. Moustakas, J.-D. T. Smith, E. da Cunha, T. H. Jarrett, M. Imanishi, L. Armus, B. R. Brandl, and J. E. G. Peek, “An Atlas of Galaxy Spectral Energy Distributions from the Ultraviolet to the Mid-infrared,” *ApJS*, vol. 212, p. 18, June 2014.
- [77] R. J. Wilman, A. C. Edge, and R. M. Johnstone, “The nature of the molecular gas system in the core of NGC 1275,” *MNRAS*, vol. 359, pp. 755–764, May 2005.
- [78] R. C. Walker, J. D. Romney, and J. M. Benson, “Detection of a VLBI counterjet in NGC 1275: A possible probe of the parsec-scale accretion region,” *ApJ*, vol. 430, pp. L45–L48, July 1994.
- [79] Y. Fujita and H. Nagai, “Discovery of a new subparsec counterjet in NGC 1275: the inclination angle and the environment,” *MNRAS*, vol. 465, pp. L94–L98, Feb. 2017.
- [80] J. Aleksić, E. A. Alvarez, L. A. Antonelli, P. Antoranz, M. Asensio, M. Backes, U. Barres de Almeida, J. A. Barrio, D. Bastieri, J. Becerra González, W. Bednarek, K. Berger, E. Bernardini, A. Biland, O. Blanch, R. K. Bock, A. Boller, G. Bonnoli, D. Borla Tridon, T. Bretz, A. Cañellas, E. Carmona, A. Carosi, P. Colin, E. Colombo, J. L. Contreras, J. Cortina, L. Cossio, S. Covino, P. da Vela, F. Dazzi, A. de Angelis, G. de Caneva, E. de Cea Del Pozo, B. de Lotto, C. Delgado Mendez, A. Diago Ortega, M. Doert, A. Domínguez, D. Dominis Prester, D. Dorner, M. Doro, D. Eisenacher, D. Elsaesser, D. Ferenc, M. V. Fonseca, L. Font, C. Fruck, R. J. García López,

M. Garczarczyk, D. Garrido, G. Giavitto, N. Godinović, S. R. Gozzini, D. Hadasch, D. Häfner, A. Herrero, D. Hildebrand, D. Höhne-Mönch, J. Hose, D. Hrupec, B. Huber, T. Jogler, V. Kadenius, H. Kellermann, S. Klepser, T. Krähenbühl, J. Krause, A. La Barbera, D. Lelas, E. Leonardo, N. Lewandowska, E. Lindfors, S. Lombardi, M. López, R. López-Coto, A. López-Oramas, E. Lorenz, M. Makariev, G. Maneva, N. Mankuzhiyil, K. Mannheim, L. Maraschi, M. Mariotti, M. Martínez, D. Mazin, M. Meucci, J. M. Miranda, R. Mirzoyan, J. Moldón, A. Moralejo, P. Munar-Adrover, A. Niedzwiecki, D. Nieto, K. Nilsson, N. Nowak, R. Orito, S. Paiano, D. Paneque, R. Paoletti, S. Pardo, J. M. Paredes, S. Partini, M. A. Perez-Torres, M. Persic, L. Peruzzo, M. Pilia, J. Pochon, F. Prada, P. G. Prada Moroni, E. Prandini, I. Puerto Gimenez, I. Puljak, I. Reichardt, R. Reinthal, W. Rhode, M. Ribó, J. Rico, S. Rügamer, A. Saggion, K. Saito, T. Y. Saito, M. Salvati, K. Satalecka, V. Scalzotto, V. Scapin, C. Schultz, T. Schweizer, M. Shayduk, S. N. Shore, A. Siljanpää, J. Sitarek, I. Snidarić, D. Sobczynska, F. Spanier, S. Spiro, V. Stamatescu, A. Stamerra, B. Steinke, J. Storz, N. Strah, S. Sun, T. Surić, L. Takalo, H. Takami, F. Tavecchio, P. Temnikov, T. Terzić, D. Tesaro, M. Teshima, O. Tibolla, D. F. Torres, A. Treves, M. Uellenbeck, P. Vogler, R. M. Wagner, Q. Weitzel, V. Zabalza, F. Zandanel, R. Zanin, C. Pfrommer, and A. Pinzke, “Detection of very-high energy γ -ray emission from <ASTROBJ>NGC 1275</ASTROBJ> by the MAGIC telescopes,” *A&A*, vol. 539, p. L2, Mar. 2012.

- [81] R. Mirzoyan, “MAGIC detection of an increased activity from NGC 1275 at very-high-energy gamma rays,” *The Astronomer’s Telegram*, vol. 9689, Oct. 2016.
- [82] R. Mirzoyan, “MAGIC detection of a giant flaring activity from NGC 1275 at very-high-energy gamma rays,” *The Astronomer’s Telegram*, vol. 9929, Jan. 2017.
- [83] V. Baghmanyan, S. Gasparyan, and N. Sahakyan, “Rapid Gamma-Ray Variability of NGC 1275,” *ApJ*, vol. 848, p. 111, Oct. 2017.
- [84] MAGIC Collaboration, S. Ansoldi, L. A. Antonelli, C. Arcaro, D. Baack, A. Babić, B. Banerjee, P. Bangale, U. Barres de Almeida, J. A. Barrio, J. Becerra González, W. Bednarek, E. Bernardini, R. C. Berse, A. Berti, W. Bhattacharyya, C. Bigongiari, A. Biland, O. Blanch, G. Bonnoli, R. Carosi, G. Ceribella, A. Chatterjee, S. M. Colak, P. Colin, E. Colombo, J. L. Contreras, J. Cortina, S. Covino, P. Cumani, V. D’Elia, P. da Vela, F. Dazzi, A. de Angelis, B. de Lotto, M. Delfino, J. Delgado, F. di Pierro, A. Domínguez, D. Dominis Prester, D. Dorner, M. Doro, S. Einecke, D. Elsaess-

- er, V. Fallah Ramazani, A. Fattorini, A. Fernández-Barral, G. Ferrara, D. Fidalgo, L. Foffano, M. V. Fonseca, L. Font, C. Fruck, D. Galindo, S. Gallozzi, R. J. García López, M. Garczarczyk, M. Gaug, P. Giammaria, N. Godinović, D. Gora, D. Guberman, D. Hadasch, A. Hahn, T. Hassan, M. Hayashida, J. Herrera, J. Hoang, J. Hose, D. Hrupec, K. Ishio, Y. Konno, H. Kubo, J. Kushida, A. Lamastra, D. Lelas, F. Leone, E. Lindfors, S. Lombardi, F. Longo, M. López, C. Maggio, P. Majumdar, M. Makariev, G. Maneva, M. Manganaro, K. Mannheim, L. Maraschi, M. Mariotti, M. Martínez, S. Masuda, D. Mazin, K. Mielke, M. Minev, J. M. Miranda, R. Mirzoyan, A. Moralejo, V. Moreno, E. Moretti, T. Nagayoshi, V. Neustroev, A. Niedzwiecki, M. Nieves Rosillo, C. Nigro, K. Nilsson, D. Ninci, K. Nishijima, K. Noda, L. Nogués, S. Paiano, J. Palacio, D. Paneque, R. Paoletti, J. M. Paredes, G. Pedalletti, P. Peñil, M. Peresano, M. Persic, K. Pfrang, P. G. Prada Moroni, E. Prandini, I. Puljak, J. R. Garcia, I. Reichardt, W. Rhode, M. Ribó, J. Rico, C. Righi, A. Rugliancich, L. Saha, T. Saito, K. Satalecka, T. Schweizer, J. Sitarek, I. Šnidarić, D. Sobczynska, A. Stamerra, M. Strzys, T. Surić, M. Takahashi, F. Tavecchio, P. Temnikov, T. Terzić, M. Teshima, N. Torres-Albà, S. Tsujimoto, G. Vanzo, M. Vazquez Acosta, I. Vovk, J. E. Ward, M. Will, D. Zarić, D. Glawion, L. O. Takalo, and J. Jormanainen, “Gamma-ray flaring activity of NGC1275 in 2016-2017 measured by MAGIC,” *A&A*, vol. 617, p. A91, Sept. 2018.
- [85] H. Quintana and A. Ramirez, “Redshifts of 165 Abell and southern rich clusters of galaxies,” *ApJS*, vol. 96, pp. 343–358, Feb. 1995.
- [86] D. Bettoni, R. Falomo, G. Fasano, and F. Govoni, “The black hole mass of low redshift radiogalaxies,” *A&A*, vol. 399, pp. 869–878, Mar. 2003.
- [87] T. Venturi, R. Morganti, T. Tzioumis, and J. Reynolds, “Parsec-scale structures of radio galaxies in the 2-Jy sample,” *A&A*, vol. 363, pp. 84–92, Nov. 2000.
- [88] R. Ojha, M. Kadler, M. Böck, R. Booth, M. S. Dutka, P. G. Edwards, A. L. Fey, L. Fuhrmann, R. A. Gaume, H. Hase, S. Horiuchi, D. L. Jauncey, K. J. Johnston, U. Katz, M. Lister, J. E. J. Lovell, C. Müller, C. Plötz, J. F. H. Quick, E. Ros, G. B. Taylor, D. J. Thompson, S. J. Tingay, G. Tosti, A. K. Tzioumis, J. Wilms, and J. A. Zensus, “TANAMI: tracking active galactic nuclei with austral milliarcsecond interferometry . I. First-epoch 8.4 GHz images,” *A&A*, vol. 519, p. A45, Sept. 2010.
- [89] K. A. Wills, R. Morganti, C. N. Tadhunter, T. G. Robinson, and

- M. Villar-Martin, “Emission lines and optical continuum in low-luminosity radio galaxies,” *MNRAS*, vol. 347, pp. 771–786, Jan. 2004.
- [90] H.E.S.S. Collaboration, H. Abdalla, A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, A. G. Akhperjanian, T. Andersson, E. O. Angüner, M. Arrieta, P. Aubert, and et al., “H.E.S.S. discovery of very high energy γ -ray emission from PKS 0625-354,” *MNRAS*, vol. 476, pp. 4187–4198, May 2018.
- [91] M. F. Struble and H. J. Rood, “A Compilation of Redshifts and Velocity Dispersions for ACO Clusters,” *ApJS*, vol. 125, pp. 35–71, Nov. 1999.
- [92] A. L. Fey, C. Ma, E. F. Arias, P. Charlot, M. Feissel-Vernier, A.-M. Gontier, C. S. Jacobs, J. Li, and D. S. MacMillan, “The Second Extension of the International Celestial Reference Frame: ICRF-EXT.1,” *AJ*, vol. 127, pp. 3587–3608, June 2004.
- [93] H. R. de Ruiter, P. Parma, R. Fanti, and C. Fanti, “Far-UV to mid-IR properties of nearby radio galaxies,” *A&A*, vol. 581, p. A33, Sept. 2015.
- [94] E. T. Meyer, M. Georganopoulos, W. B. Sparks, E. Perlman, R. P. van der Marel, J. Anderson, S. T. Sohn, J. Biretta, C. Norman, and M. Chiaberge, “A kiloparsec-scale internal shock collision in the jet of a nearby radio galaxy,” *Nature*, vol. 521, pp. 495–497, May 2015.
- [95] R. Mukherjee, “VERITAS discovery of VHE emission from the FRI radio galaxy 3C 264,” *The Astronomer’s Telegram*, vol. 11436, Mar. 2018.
- [96] F. M. Rieger and A. Levinson, “Radio Galaxies at VHE energies,” *ArXiv e-prints*, Oct. 2018.
- [97] John Pretz for the HAWC Collaboration, “Highlights from the high altitude water cherenkov observatory,” 2015.
- [98] A. U. Abeysekara, R. Alfaro, C. Alvarez, J. D. Álvarez, F. Ángeles, R. Arceo, J. C. Arteaga-Velázquez, A. Avila-Aroche, H. A. Ayala Solares, C. Badillo, A. S. Barber, B. M. Baughman, N. Bautista-Elivar, J. Becerra Gonzalez, E. Belmont, E. Benítez, S. Y. BenZvi, D. Berley, A. Bernal, M. Bonilla Rosales, J. Braun, R. A. Caballero-Lopez, K. S. Caballero-Mora, I. Cabrera, A. Carramiñana, L. Castañeda-Martínez, M. Castillo, U. Cotti, J. Cotzomi, E. de la Fuente, C. De León, T. DeYoung, A. Diaz-Azuara, L. Diaz-Cruz, R. Diaz Hernandez, J. C. Díaz-Vélez, B. L. Dingus, D. Dultzin, M. A. DuVernois, R. W. Ellsworth, A. Fernandez, D. W. Fiorino, N. Fraija, A. Galindo, G. García-Torales,

- F. Garfias, A. González, L. X. González, M. M. González, J. A. Goodman, V. Grabski, M. Gussert, C. Guzmán-Cerón, Z. Hampel-Arias, J. P. Harding, L. Hernández-Cervantes, C. M. Hui, P. Hüntemeyer, A. Imran, A. Iriarte, P. Karn, D. Kieda, G. J. Kunde, R. Langarica, A. Lara, G. Lara, R. J. Lauer, W. H. Lee, D. Lennarz, H. León Vargas, E. C. Linares, J. T. Linnemann, M. Longo, R. Luna-Garcia, A. Marinelli, L. A. Martínez, H. Martínez, O. Martínez, J. Martínez-Castro, M. Martos, J. A. J. Matthews, J. McEnery, E. Mendoza Torres, P. Miranda-Romagnoli, E. Moreno, M. Mostafá, J. Nava, L. Nellen, M. Newbold, R. Noriega-Papaqui, T. Ocegüera-Becerra, D. P. Page, B. Patricelli, R. Pelayo, E. G. Pérez-Pérez, J. Pretz, I. Ramírez, A. Rentería, C. Rivière, D. Rosa-González, F. Ruiz-Sala, E. L. Ruiz-Velasco, J. Ryan, J. R. Sacahui, H. Salazar, F. Salesa, A. Sandoval, E. Santos, M. Schneider, S. Silich, G. Sinnis, A. J. Smith, K. Sparks Woodle, R. W. Springer, F. Suarez, I. Taboada, A. Tepe, P. A. Toale, K. Tollefson, I. Torres, S. Tinoco, T. N. Ukwatta, J. F. Valdés Galicia, P. Vanegas, A. Vázquez, L. Villaseñor, W. Wall, T. Weisgarber, S. Westerhoff, I. G. Wisher, J. Wood, G. B. Yodh, P. W. Younk, D. Zaborov, A. Zepeda, and H. Zhou, “VAMOS: A pathfinder for the HAWC gamma-ray observatory,” *Astroparticle Physics*, vol. 62, pp. 125–133, Mar. 2015.
- [99] H. A. Ayala Solares, M. Gerhardt, C. M. Hui, R. J. Lauer, Z. Ren, F. S. Greus, H. Zhou, and for the HAWC Collaboration, “The calibration system of the hawc gamma-ray observatory,” 2015.
- [100] Andres Sandoval for the HAWC Collaboration, “Hawc upgrade with a sparse outrigger array,” 2015.
- [101] “The explicitly compacted data format.” <https://github.com/jimbrown/XCDF/>. Último Acceso: 2016-05-02.
- [102] H. Ayala, “Core fitter analysis,” 2014.
- [103] A. U. Abeysekara, A. Albert, R. Alfaro, C. Alvarez, J. D. Álvarez, R. Arceo, J. C. Arteaga-Velázquez, H. A. Ayala Solares, A. S. Barber, N. Bautista-Elivar, A. Becerril, E. Belmont-Moreno, S. Y. BenZvi, D. Berley, J. Braun, C. Brisbois, K. S. Caballero-Mora, T. Capistrán, A. Carramiñana, S. Casanova, M. Castillo, U. Cotti, J. Cotzomi, S. Coutiño de León, E. de la Fuente, C. De León, T. DeYoung, B. L. Dingus, M. A. DuVernois, J. C. Díaz-Vélez, R. W. Ellsworth, D. W. Fiorino, N. Fraija, J. A. García-González, M. Gerhardt, A. González Munöz, M. M. González, J. A. Goodman, Z. Hampel-Arias, J. P. Harding, S. Hernandez, A. Hernandez-Almada, J. Hinton, C. M. Hui, P. Hüntemeyer, A. Iriarte, A. Jardin-Blicq, V. Joshi, S. Kaufmann,

- D. Kieda, A. Lara, R. J. Lauer, W. H. Lee, D. Lennarz, H. León Vargas, J. T. Linnemann, A. L. Longinotti, G. L. Raya, R. Luna-García, R. López-Coto, K. Malone, S. S. Marinelli, O. Martinez, I. Martinez-Castellanos, J. Martínez-Castro, H. Martínez-Huerta, J. A. Matthews, P. Miranda-Romagnoli, E. Moreno, M. Mostafá, L. Nellen, M. Newbold, M. U. Nisa, R. Noriega-Papaqui, R. Pelayo, J. Pretz, E. G. Pérez-Pérez, Z. Ren, C. D. Rho, C. Rivière, D. Rosa-González, M. Rosenberg, E. Ruiz-Velasco, H. Salazar, F. Salesa Greus, A. Sandoval, M. Schneider, H. Schoorlemmer, G. Sinnis, A. J. Smith, R. W. Springer, P. Surajbali, I. Taboada, O. Tibolla, K. Tollefson, I. Torres, T. N. Ukwatta, L. Villaseñor, T. Weisgarber, S. Westerhoff, I. G. Wisher, J. Wood, T. Yapici, G. B. Yodh, P. W. Younk, A. Zepeda, and H. Zhou, “Observation of the Crab Nebula with the HAWC Gamma-Ray Observatory,” *ApJ*, vol. 843, p. 39, July 2017.
- [104] 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.
- [105] W. Meeker, G. Hahn, and L. Escobar, *Statistical Intervals: A Guide for Practitioners and Researchers*. Wiley Series in Probability and Statistics, Wiley, 2017.
- [106] W. A. Rolke, A. M. López, and J. Conrad, “Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 551, pp. 493–503, Oct. 2005.
- [107] P. W. Younk, R. J. Lauer, G. Vianello, J. P. Harding, H. A. Ayala Solares, H. Zhou, and Michelle Hui for the HAWC Collaboration, “A high-level analysis framework for HAWC,” *ArXiv e-prints*, Aug. 2015.
- [108] A. U. Abeysekara, R. Alfaro, C. Alvarez, J. D. Álvarez, R. Arceo, J. C. Arteaga-Velázquez, H. A. Ayala Solares, A. S. Barber, B. M. Baughman, N. Bautista-Elivar, E. Belmont, S. Y. BenZvi, D. Berley, M. Bonilla Rosales, J. Braun, R. A. Caballero-Lopez, A. Carramiñana, M. Castillo, U. Cotti, J. Cotzomi, E. de la Fuente, C. De León, T. DeYoung, R. Diaz Hernandez, J. C. Diaz-Velez, B. L. Dingus, M. A. DuVernois, R. W. Ellsworth, A. Fernandez, D. W. Fiorino, N. Fraija, A. Galindo, J. L. Garcia-Luna, G. Garcia-Torales, F. Garfias, L. X. González, M. M. González, J. A. Goodman, V. Grabski, M. Gussert, Z. Hampel-Arias, C. M. Hui, P. Hütemeyer, A. Imran, A. Iriarte, P. Karn, D. Kieda, G. J. Kunde, A. Lara, R. J. Lauer, W. H. Lee, D. Lennarz, H. León Vargas, E. C. Linares, J. T. Linnemann, M. Longo, R. Luna-García, A. Marinelli, O. Martinez, J. Martínez-Castro, J. A. J. Matthews, P. Miranda-Romagnoli, E. Moreno, M. Mostafá,

- J. Nava, L. Nellen, M. Newbold, R. Noriega-Papaqui, T. Ocegüera-Becerra, B. Patricelli, R. Pelayo, E. G. Pérez-Pérez, J. Pretz, C. Rivière, J. Ryan, D. Rosa-González, H. Salazar, F. Salesa, A. Sandoval, E. Santos, M. Schneider, S. Silich, G. Sinnis, A. J. Smith, K. Sparks, R. W. Springer, I. Taboada, P. A. Toale, K. Tollefson, I. Torres, T. N. Ukwatta, L. Villaseñor, T. Weisgarber, S. Westerhoff, I. G. Wisher, J. Wood, G. B. Yodh, P. W. Young, D. Zaborov, A. Zepeda, and H. Zhou, “Sensitivity of the high altitude water Cherenkov detector to sources of multi-TeV gamma rays,” *Astroparticle Physics*, vol. 50, pp. 26–32, Dec. 2013.
- [109] A. Franceschini and G. Rodighiero, “The extragalactic background light revisited and the cosmic photon-photon opacity (Corrigendum),” *A&A*, vol. 614, p. C1, June 2018.
- [110] N. Fraija, M. M. González, M. Perez, and A. Marinelli, “How Many Ultra-high Energy Cosmic Rays Could we Expect from Centaurus A?,” *ApJ*, vol. 753, p. 40, July 2012.
- [111] F. W. Stecker, “Effect of photomeson production by the universal radiation field on high-energy cosmic rays,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 21, pp. 1016–1018, Sep 1968.
- [112] E. Waxman and J. Bahcall, “High Energy Neutrinos from Cosmological Gamma-Ray Burst Fireballs,” *Physical Review Letters*, vol. 78, pp. 2292–2295, Mar. 1997.
- [113] N. Fraija and A. Marinelli, “Neutrino, γ -Ray, and Cosmic-Ray Fluxes from the Core of the Closest Radio Galaxies,” *ApJ*, vol. 830, p. 81, Oct. 2016.
- [114] N. Fraija, “GeV-PeV neutrino production and oscillation in hidden jets from gamma-ray bursts,” *MNRAS*, vol. 437, pp. 2187–2200, Jan. 2014.
- [115] N. Fraija, “Propagation and Neutrino Oscillations in the Base of a Highly Magnetized Gamma-Ray Burst Fireball Flow,” *ApJ*, vol. 787, p. 140, June 2014.
- [116] M. G. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams, J. A. Aguilar, M. Ahlers, M. Ahrens, D. Altmann, T. Anderson, C. Argüelles, T. C. Arlen, and et al., “Searches for Extended and Point-like Neutrino Sources with Four Years of IceCube Data,” *ApJ*, vol. 796, p. 109, Dec. 2014.

Lista de acrónimos

AGN.....	<i>Active Galactic Nuclei</i>
EBL.....	<i>Extragalactic Background Light</i>
HAWC.....	<i>High Altitude Water Cherenkov</i>
HEGRA.....	<i>High Energy Gamma Ray Astronomy</i>
HESS.....	<i>High Energy Stereoscopic System</i>
MAGIC.....	<i>Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope</i>
NKG.....	<i>Nishimura-Kamata-Greisen</i>
PINC.....	<i>Parameter for the Identification of Nuclear Cosmic rays</i>
PMT.....	<i>Photomultiplier Tube</i>
TDC.....	<i>Time to Digital Converter</i>
ToT.....	<i>Time Over Threshold</i>
VERITAS....	<i>Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System</i>
WCD.....	<i>Water Cherenkov Detector</i>

