



**Análisis de la Emisión de Rayos Gamma observada  
por el LST-1 en Núcleos Activos de Galaxias  
Candidatos a Emisores de Neutrinos**

Gavilán Sánchez, José Manuel

Memoria del **Trabajo Fin de Máster**.  
Máster en Física y Matemáticas (FisyMat)  
Universidad de Granada.

Tutorizado por:

Prof./Dr. Morcuende Parrilla, Daniel  
Prof./Dr. Navas Concha, Sergio



UNIVERSIDAD  
DE GRANADA

## **Declaración de originalidad de Trabajo Fin de máster Máster en Física y Matemáticas (FisyMat)**

**José Manuel, Gavilán Sánchez**, con DNI/Pasaporte n.º **32732913A**, autor del trabajo de fin máster con el título *Análisis de la Emisión de Rayos Gamma observada por el LST-1 en Núcleos Activos de Galaxias Candidatos a Emisores de Neutrinos.*, declara la originalidad de este trabajo presentado para su defensa y evaluación en el Máster en Física y Matemáticas en el curso 2023/24, en el que se han respetado los derechos de otros autores a ser citados.

Granada, 6 de septiembre de 2024

Fdo: **José Manuel, Gavilán Sánchez**

# Índice general

<b>English Abstract</b>	<b>3</b>
<b>1. Introducción a la Astrofísica de Muy Altas Energías (VHE)</b>	<b>5</b>
1.1. Fuentes de Rayos gamma VHE . . . . .	7
1.1.1. Aceleradores extragalácticos . . . . .	8
1.2. Mecanismos de Emisión . . . . .	9
1.2.1. Radiación Sincrotrón . . . . .	9
1.2.2. Autoabsorción de sincrotrón . . . . .	11
1.2.3. Dispersión Compton Inversa . . . . .	11
1.2.4. Sincrotrón self-Compton . . . . .	12
1.2.5. Mecanismos hadrónicos . . . . .	12
1.3. Luz de Fondo Extragaláctica (EBL) . . . . .	13
1.4. Técnicas de detección de rayos gamma VHE . . . . .	13
1.4.1. Cascadas Extensas de Partículas . . . . .	13
1.4.2. Telescopios Cherenkov de Imágenes Atmosféricas . . . . .	15
1.4.3. Cherenkov Telescope Array Observatory . . . . .	16
<b>2. Análisis de los datos de LST-1</b>	<b>19</b>
2.1. Gammapy . . . . .	19
2.2. Significancia en Señal y mapas del cielo . . . . .	20
2.3. Distribución Espectral de Energía (SED) y Curvas de Luz (LC) . . . . .	21
<b>3. Resultados</b>	<b>25</b>
3.1. Significancia de detección . . . . .	25
3.2. Modelado Espectral . . . . .	27

3.3. Emisión a Muy Altas Energías por Procesos SSC: Observaciones del LST-1 . . . . .	29
3.4. Estimación del Redshift de PKS 0735+178 y PKS 1424+240 . . . . .	31
3.5. Curvas de luz . . . . .	32
3.6. SED Multifrecuencia . . . . .	35
<b>4. Discusión</b>	<b>39</b>
<b>5. Conclusiones</b>	<b>43</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>45</b>

# Agradecimientos

Quiero expresar mis agradecimientos a todas las personas que han participado y ayudado en la elaboración de este Trabajo de Fin de Máster.

A mis tutores el Dr. Daniel Morcuende y el Dr. Sergio Navas por su gran dedicación y por guiarme en todo momento, pues sin ellos este trabajo no habría sido posible. También al Dr. Rubén López-Coto, por darme la oportunidad de realizar mi Trabajo de Fin de Máster en el Instituto de Astrofísica de Andalucía.

A mi pareja María Jesús por ser mi mayor respaldo y darme la fuerza que en ocasiones yo no tenía. Y a mi familia, especialmente a mis padres, Jose Manuel y Sofía, por haberme dado la oportunidad de estudiar el máster que siempre he amado y brindarme su apoyo.

Finalmente, me gustaría agradecer a mis amigas y amigos por su apoyo incondicional y por cerrar de nuevo otra etapa juntos, demostrando que podemos conseguir lo que nos propongamos.



# Abstract

This Master Thesis is developed in the context of the transition to the new generation of ground-based Cherenkov telescopes for the detection of very high-energy gamma rays (VHE). In particular, this analysis is based on the data obtained by the LST-1 telescope, the first of the telescopes to be integrated in the Cherenkov Telescope Array Observatory (CTAO), which has recently started to produce scientific results. An important part of this work is to validate the performance of LST-1 by comparing our results with those of other instruments (Fermi-LAT, MAGIC, HESS, VERITAS) and assessing whether it improves on the constraints imposed by the previous generation of telescopes.

Currently, there is evidence for localised neutrino emission around a few astronomical sources. This emission involves non-thermal hadronic acceleration processes that would also produce gamma-ray emission. To date, the simultaneous detection of gamma and neutrino emission at the same location has only been observed for one source (TXS0506). Therefore, finding more similar cases, in the light of localised excess neutrino emission around other sources analysed by IceCube, will contribute to understanding the underlying emission mechanisms. In this context, the present work analyses the gamma-ray emission from several candidate neutrino-emitting active galactic nuclei (AGNs), with the aim of correlating the gamma-ray emission (or lack thereof) with the neutrino flux observed by IceCube. In particular, we will characterise the multi-frequency emission concentrated in relativistic jets of matter and radiation from three sources on the sky: the Seyfert AGN NGC 1068 and the blazars PKS 0735+178 and PKS 1424+240.

The reconstruction techniques used to characterise the signal are based on Monte Carlo simulations, implemented in the open source Gammapy library. These techniques allow the analysis of extended air showers (EAS) initiated by VHE gamma rays and cosmic rays, as well as their detection through Cherenkov radiation generated by the passage of ultra-relativistic charged particles through the atmosphere. This tool will allow the development of the analysis chain of the gamma-ray emission observed by LST-1 at different observation stages. This has allowed tasks such as the creation of sky maps, the calculation of the significance of the signal, the determination of upper limits of differential flux comparable to those obtained by other instruments, and the elaboration of diagrams detailing the variability of the sources and their spectral energy distribution (SED), which will allow us to estimate the redshift and determine the non-thermal emission mechanisms of the sources while assessing the contributions of both components of the flux.

**Keywords:** Gamma rays, neutrinos, Very High Energies, LST-1, CTAO, Active Galactic Nuclei, variability, non-thermal emission mechanisms.

## Resumen

El presente Trabajo de Fin de Máster se desarrolla en un contexto de transición hacia la nueva generación de telescopios Cherenkov terrestres, destinados a la detección de rayos gamma de muy alta energía (VHE). En particular, **este análisis se basa en datos obtenidos por el telescopio LST-1**, el primero de los telescopios que integrará el Cherenkov Telescope Array Observatory (CTAO), el cual ha comenzado recientemente a producir resultados científicos. Una parte importante de este trabajo consiste en validar el correcto funcionamiento del LST-1, comparando nuestros resultados con los de otros instrumentos (Fermi-LAT, MAGIC, HESS, VERITAS) y evaluando si este mejora las restricciones impuestas por los telescopios de la generación anterior.

Actualmente, existen evidencias de emisión de neutrinos localizada en torno a unas pocas fuentes astronómicas. Dicha emisión involucra procesos no térmicos de aceleración de hadrones que también producirían emisión de rayos gamma. Hasta la fecha, solo se ha detectado simultáneamente emisión gamma y de neutrinos provenientes de la misma localización en una fuente (TXS0506). Por tanto, encontrar más casos similares, a la luz de los excesos de emisión de neutrinos localizados alrededor de otras fuentes analizadas por IceCube, contribuirá a la comprensión los mecanismos de emisión subyacentes. En este contexto, el presente trabajo analiza la emisión gamma de varios núcleos activos de galaxias (AGNs) candidatos a emisores de neutrinos, con el fin de relacionar la emisión gamma (o ausencia de ella) con la fluencia de neutrinos observada por el IceCube. Concretamente, **caracterizaremos la emisión multifrecuencia concentrada en los chorros relativistas de materia y radiación de tres fuentes en el cielo**: el AGN del Seyfert NGC 1068 y de los blazars PKS 0735+178 y PKS 1424+240.

Las técnicas de reconstrucción empleadas para caracterizar la señal se basan en simulaciones Monte Carlo, implementadas en la biblioteca de código abierto *Gamma-mapy*. Estas técnicas permiten analizar las cascadas atmosféricas de partículas (EAS) iniciadas por rayos gamma VHE y rayos cósmicos, así como su detección mediante la radiación Cherenkov generada por el paso de partículas cargadas ultrarelativistas a través de la atmósfera. Esta herramienta nos permitirá **desarrollar la cadena de análisis de la emisión de rayos gamma observada por LST-1 en distintas etapas de observación**. Esto ha permitido llevar a cabo labores como la de la creación de mapas del cielo, el cálculo de la significancia de la señal, la obtención de límites superiores en flujo diferencial comparables a los obtenidos por otros instrumentos, la elaboración de diagramas que detallen la variabilidad de las fuentes y su distribución espectral en energía (SED) que nos permitiría hacer una estimación del redshift y determinar los mecanismos de emisión no térmica de las fuentes, evaluando las contribuciones de los dos componentes al flujo.

**Palabras clave:** Rayos gamma, neutrinos, muy altas energías, LST-1, CTAO, Núcleos Activos de Galaxias, variabilidad, mecanismos de emisión no térmicos.



# 1 | Introducción a la Astrofísica de Muy Altas Energías (VHE)

La Astronomía es una de las ciencias naturales más antiguas y ha logrado suscitar un gran interés entre la población, lo que le ha conferido un papel de vital importancia en la cultura humana. Ha sido crucial para el desarrollo del calendario y la medición del tiempo, facilitando la organización de sociedades agrícolas y la planificación de actividades económicas. Asimismo, ha sido una fuente de inspiración para mitologías y creencias religiosas en diversas culturas. Además, la Astronomía ha contribuido significativamente al avance del conocimiento científico y tecnológico, desempeñando un papel fundamental en la expansión de nuestra comprensión del cosmos y nuestro lugar en él.

Durante gran parte de la historia de la Astronomía, las observaciones estuvieron limitadas a la luz visible al ojo humano. Sin embargo, el desarrollo de tecnologías y teorías más avanzadas ha supuesto la apertura de las observaciones astrofísicas a todo el espectro electromagnético. En el ámbito de las bajas energías, Karl Jansky descubrió la primera fuente radio-astronómica a principios de la década de 1930 (Jansky, 1933). Por otro lado, en el extremo de las altas energías, la primera evidencia de rayos gamma cósmicos se obtuvo mediante detectores instalados a bordo de satélites a finales de la década de 1960 (Kraushaar & Clark, 1962).

La razón por la cual el campo de la astrofísica de muy altas energías no se desarrolló hasta la puesta en órbita de los primeros satélites, radica en el hecho de que la atmósfera terrestre absorbe por completo los rayos X y los rayos gamma, como se ilustra en la Figura 1.1. Solo en el extremo de las muy altas energías (VHE), a partir de varias decenas de GeV, se produce un proceso de absorción violento en la atmósfera que da lugar a lo que se denomina cascada atmosférica extensa (EAS), lo que permite realizar una reconstrucción de los rayos gamma que alcanza las capas más externas de la atmósfera.

Dentro del espectro de rayos gamma, se pueden distinguir tres regiones basadas en sus técnicas de detección: los rayos gamma suaves [0.01, 0.10] TeV; los de alta energía (HE) [0.10, 1.00] TeV; y los de muy alta energía (VHE) [1.00, 10.00] TeV. La detección de los rayos gamma suaves y HE se realiza típicamente mediante instrumentos integrados en globos de gran altitud o a bordo de satélites. En contraste, los rayos gamma VHE son observados de manera indirecta por telescopios terrestres, ya que el flujo de rayos gamma disminuye con el aumento de la energía. Por tanto, para su detección, se precisa de grandes áreas de captación del orden de  $10^5 \text{ m}^2$ , que no ofrecen los instrumentos a bordo de satélites, que suelen presentar áreas de detección significativamente menores del orden de  $\text{m}^2$ , lo que resulta en una baja estadística de conteo a medida que la energía aumenta.

Nuestra atmósfera no solo nos brinda protección contra la radiación electromagnética perjudicial, sino que también sirve como una barrera contra las partículas de alta energía con masa intrínseca, conocidas como rayos cósmicos. El descubrimiento de los rayos cósmicos se atribuye a Victor Hess, quien en 1912 llevó a cabo mediciones de la ionización atmosférica en función de la altitud mediante el uso de globos. Hess observó que la ionización de la atmósfera disminuía hasta alcanzar aproximadamente 5 km de altura, a partir de la cual volvía a aumentar. Este fenómeno le permitió concluir que la alta atmósfera está ionizada por radiación proveniente del espacio exterior. Además, demostró que esta radiación no era de origen solar mediante experimentos realizados tanto durante la noche como durante eclipses (Nobel Prize Organization, 1936).

Los rayos cósmicos están formados casi en su totalidad por de núcleos atómicos ( $\sim 98\%$ ), de los cuales  $\sim 87\%$  son protones (Simpson, 1983). Actualmente su naturaleza no se comprende completamente y la búsqueda de las fuentes de los rayos cósmicos más energéticos, con energías superiores a aproximadamente 1 PeV, sigue siendo un área de investigación muy activa hoy en día.

6 ANÁLISIS DE LA EMISIÓN DE RAYOS GAMMA OBSERVADA POR EL LST-1 EN NÚCLEOS ACTIVOS DE GALAXIAS CANDIDATOS A EMISORES DE NEUTRINOS

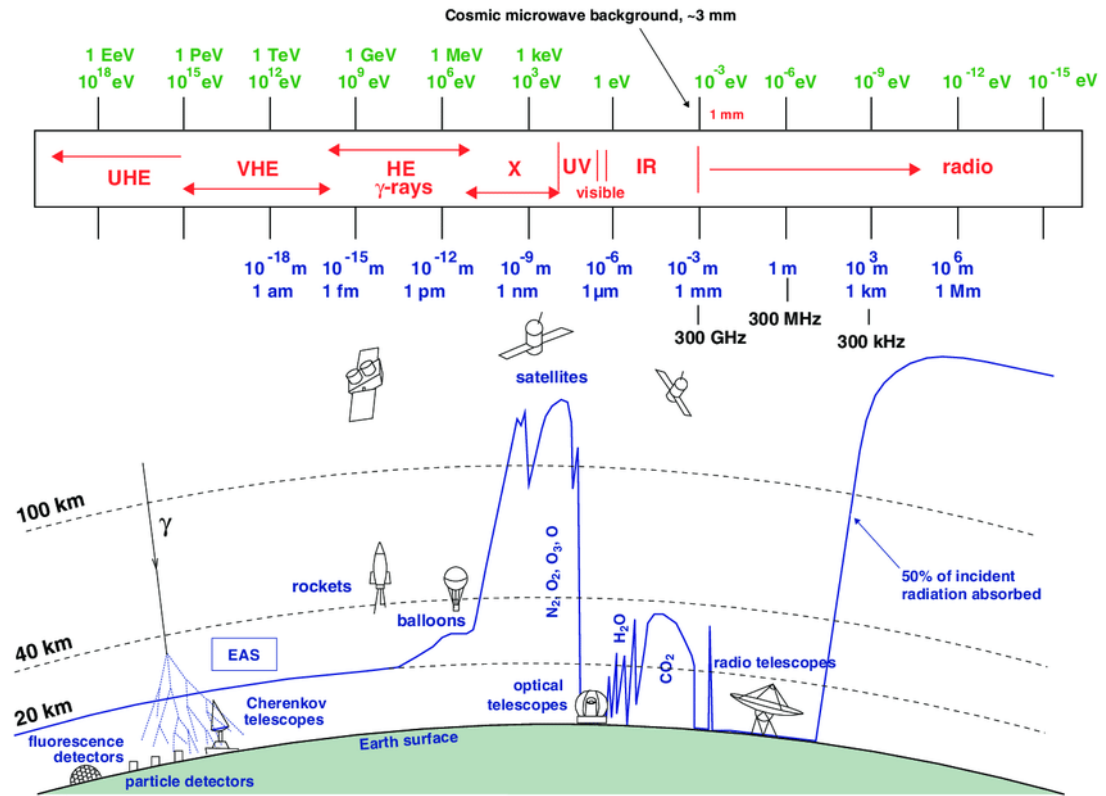


Figura 1.1: Ilustración del espectro electromagnético y las correspondientes técnicas de observación o telescopios. La fracción de luz visible constituye solo una mínima parte del espectro electromagnético total, que abarca desde las ondas de radio hasta el infrarrojo (IR) y el ultravioleta (UV), pasando por los rayos X y los gamma. Los rayos gamma HE son detectados por instrumentos en globos estratosféricos o satélites, mientras que los rayos gamma VHE y, teóricamente, de ultra alta energía (UHE) se observan indirectamente desde la superficie terrestre a través del proceso de absorción en la atmósfera, produciendo la llamada EAS (López Coto, 2015).

El principal desafío radica en que los rayos cósmicos pierden la información sobre su origen en su trayecto hacia la Tierra debido a las desviaciones causadas por los campos magnéticos intergalácticos, galácticos, solares y planetarios. Dado que los procesos físicos que involucran leptones y/o hadrones muy energéticos (rayos cósmicos) a menudo conducen a la producción de rayos gamma y, en el caso de interacciones hadrónicas, también neutrinos. Ambos no solo pueden utilizarse como trazadores de las regiones de producción de rayos cósmicos, pues se propagan casi sin desviaciones, sino también desentrañar los mecanismos de emisión que los originan, proporcionando una visión más completa del entorno físico de la fuente.

Por otro lado, y como consecuencia de que tanto los rayos gamma VHE como los rayos cósmicos más energéticos producen EAS, las técnicas experimentales para su detección se basan en la observación de los procesos secundarios debidos a la absorción de esta radiación por la atmósfera. Por lo tanto, la astrofísica de muy altas energías ha evolucionado de la mano con la física de rayos cósmicos, siendo su campo de estudio conjunto el denominado comúnmente como "física de astropartículas".

## 1.1 Fuentes de Rayos gamma VHE

En su mayoría, la luz visible que alcanza la Tierra desde el espacio exterior es de naturaleza térmica, producida en objetos calientes como estrellas o discos de acreción. Y de acuerdo con la ley de desplazamiento de Wien, la radiación de cuerpo negro con un pico de emisión en torno a 1 MeV correspondería a temperaturas del orden de los  $10^9$  K, superando de esta forma las temperaturas típicas de los discos de acreción alrededor de los cuásares, en torno a los  $10^5 \sim 10^6$  K (Carreto Fidalgo, 2019). Sin embargo, la emisión térmica más energética se observa generalmente en la banda de rayos X, con energías de unos pocos keV. Por ello se infiere que los rayos gamma cósmicos se originan a partir de procesos de emisión no térmica como la radiación sincrotrón, la dispersión Compton Inversa o la desintegración de piones neutros (ver Subsec. 1.2).

El estudio del universo no térmico ha experimentado una notable expansión en la última década, impulsado en gran medida por el lanzamiento del telescopio espacial de rayos gamma Fermi (Atwood et al., 2009). Este instrumento, ha permitido la detección de aproximadamente 6600 fuentes emisoras de rayos gamma HE a lo largo de 12 años de operación continua durante los que se ha llevado a cabo una monitorización exhaustiva del cielo. Los resultados de estas observaciones han sido registrados en el cuarto catálogo completo de fuentes LAT (4FGL-DR3) en el rango de energía de 50 MeV - 1 TeV (FSSC, 2024).

Por otro lado, en el rango VHE, la primera fuente que se detectó con un telescopio Cherenkov fue la Nebulosa del Cangrejo en 1989 (Weekes et al., 1989). Posteriormente, en la década de los 2000, con el advenimiento de la tercera generación de Telescopios de Cherenkov Atmosféricos de Imágenes (IACTs), entre los que destacan H.E.S.S., VERITAS y MAGIC (para ver más en detalle sus características, consulte Aharonian et al. (2006), Park (2015) y Aleksić et al. (2016b)), el número de fuentes detectadas ascendió a  $\sim 100$ . Estos avanzados instrumentos siguen operando en la actualidad y han permitido la detección y el registro de aproximadamente 250 fuentes de rayos gamma VHE. Actualmente, con la llegada de la nueva generación de telescopios Cherenkov con mayor sensibilidad, se prevé un incremento significativo en el número de detecciones. Esta predicción está respaldada por simulaciones del futuro observatorio CTAO, que sugieren un incremento aproximado de diez veces en la detección de fuentes de VHE. La Figura 1.2 ilustra las principales fuentes de rayos gamma VHE, categorizadas por colores según su tipo.

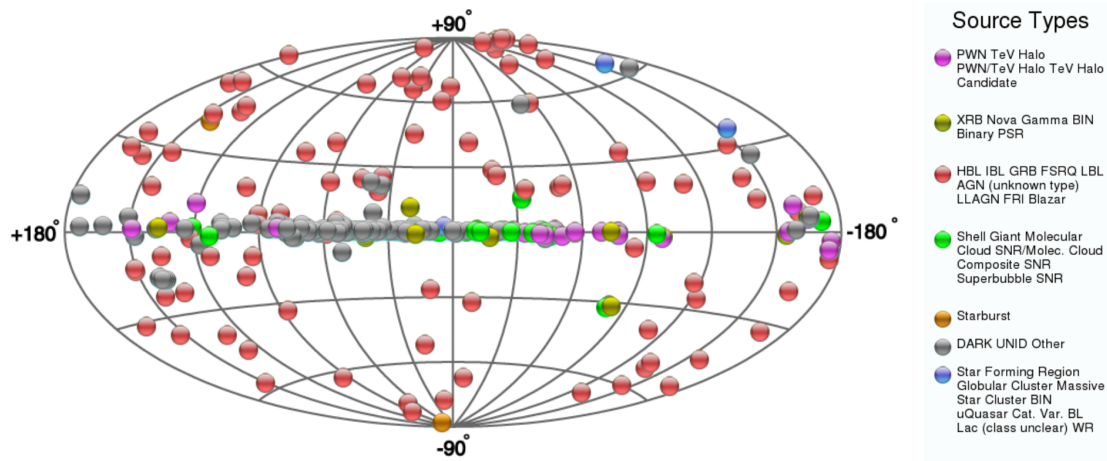


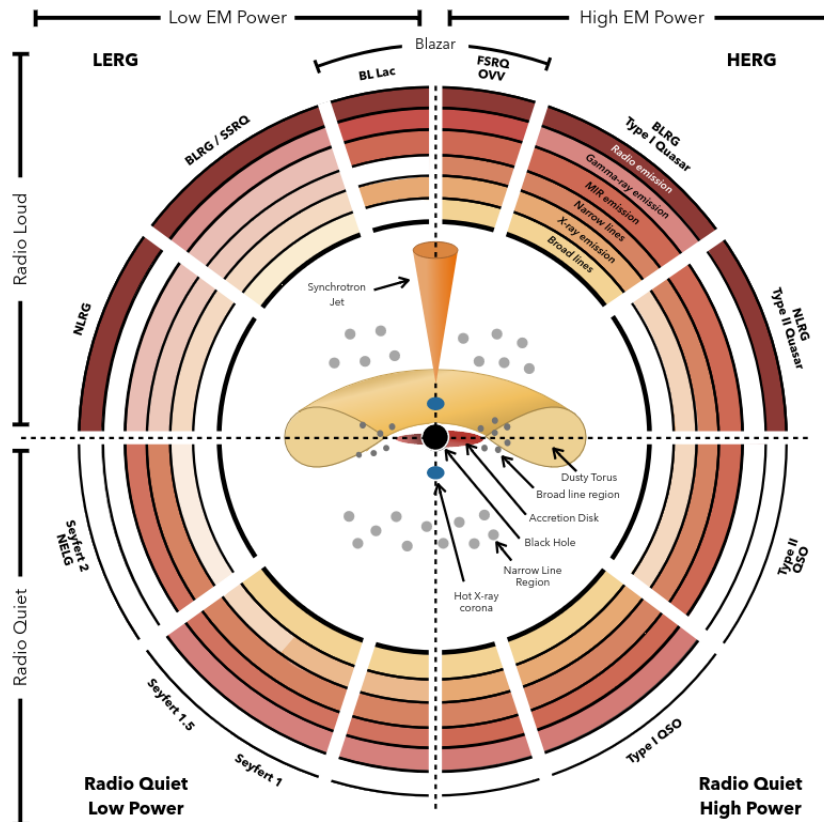
Figura 1.2: Distribución de las fuentes de rayos gamma VHE detectadas hasta la fecha, en coordenadas galácticas. Se observa que el plano galáctico resalta notablemente debido a la alta densidad de fuentes y a la diversidad de tipos que se encuentran en dicha región. Aproximadamente el 26 % de estas fuentes todavía no han sido catalogadas, y en su mayoría carecen de asociaciones en otras bandas de energía. Figura reproducida de TeVCat, <http://tevcat.uchicago.edu>, última consulta el 01/07/2024.

### 1.1.1 Aceleradores extragalácticos

La Figura 1.2 ofrece un resumen conciso de los tipos conocidos de fuentes de rayos gamma VHE, clasificándolos en categorías de origen galáctico y extragaláctico. En la presente memoria, nos enfocaremos en el estudio de los aceleradores extragalácticos, en particular, en los Núcleos Activos de Galaxias (AGNs).

Un AGN se define como una región central y compacta dentro de una galaxia, que contiene un agujero negro supermasivo ( $\gtrsim 10^6 M_{\odot}^1$ ) en fase de acreción activa de materia. Este proceso genera chorros relativistas (jets) de materia y radiación, y tiene la capacidad de eclipsar gran parte de la galaxia anfitriona cuando se observa a lo largo del eje de dichos chorros. Los AGNs son considerados las fuentes no explosivas más luminosas del universo, emitiendo en un amplio rango de longitudes de onda, desde frecuencias de radio hasta rayos gamma (Padovani et al., 2017), pudiendo ser detectadas en todo el espectro electromagnético mediante diferentes técnicas observacionales.

No obstante, los procesos involucrados en la emisión de los AGNs no siempre presentan una relación directa entre sí, lo que dificulta una clasificación clara y precisa de estos objetos. Además, la detección y clasificación de los AGNs dependen del entorno y la geometría del sistema, ya que diferentes líneas de visión pueden resultar en la observación de distintos procesos de emisión. Aunque el término AGN se utiliza de manera general, históricamente, las diversas configuraciones geométricas y técnicas de detección han dado lugar a varias convenciones de nomenclatura (Thorne et al., 2021). De todas ellas, en el estudio que nos concierne, trataremos con AGNs del tipo Seyfert y BL Lac.



J. E. Thorne

Figura 1.3: Modelo de clasificación de AGNs según la orientación de la fuente (Thorne et al., 2021).

<sup>1</sup> $M_{\odot}$  es el símbolo empleado para representar la masa del Sol, de  $1.989 \times 10^{30}$  kg.

## Seyfert

Históricamente, las galaxias de tipo Seyfert fueron el primer tipo de AGN en ser detectado en el rango de longitudes de onda ópticas. Morfológicamente se identifican como galaxias de tipo espiral que presentan un núcleo extraordinariamente brillante, pero considerablemente menor que la de los QSO (*Quasi-Stellar Objects*). Su espectro revela líneas de emisión mucho más anchas de lo normal, lo que indica que el gas en su núcleo se está moviendo a mayor velocidad en comparación con las velocidades típicas en las galaxias.

Puede establecerse una distinción entre galaxias Seyfert de Tipo I y de Tipo II. Las primeras presentan tanto líneas de emisión muy anchas como estrechas, donde “estrechas” todavía significa varios cientos de km/s y, por lo tanto, un ancho significativamente mayor que las velocidades características. Por otro lado, las de Seyfert II solo presentan líneas estrechas, siendo NGC 1068 una galaxia clásica de este tipo (Schneider, 2015).

## Objetos BL Lac

Esta clase de AGNs recibe su nombre de la fuente prototipo BL Lacertae. Su emisión es muy variable y la radiación óptica emitida está altamente polarizada. Los espectros de emisión de los BL Lacs se caracterizan por no presentar líneas de emisión y absorción fuertes, lo que hace que la determinación de su “corrimiento al rojo” (*redshift*,  $z$ ) sea ardua, e incluso en ocasiones, imposible. Bien es cierto que es posible inferir su *redshift* a partir de las líneas de absorción en el espectro de las regiones HII de su galaxia anfitriona. Esta clase de AGNs se encuentra dentro de los denominados blazars, cuyos chorros están alineados casi en su totalidad con la línea de visión hacia la Tierra (Schneider, 2015).

## 1.2 Mecanismos de Emisión

Los blazars, donde la emisión del chorro domina y enmascara las demás componentes, generalmente exhiben una estructura de doble joroba en sus distribuciones de energía espectral (SED). En el caso de las galaxias Seyfert, además de la del jet, se observan otro tipo de contribuciones, tales como la corona, el disco de acreción, y la intrínseca de la propia galaxia, entre otras. Por consiguiente, los espectros de estas galaxias presentan una mayor complejidad.

En ambos tipos de AGN, la contribución del chorro es de origen no térmico, que se considera derivado de partículas aceleradas dentro del mismo. Mientras que la parte de baja energía de esta emisión se atribuye comúnmente a la radiación sincrotrón de electrones relativistas. Por otro lado, la naturaleza del segundo componente, que puede extenderse hasta la banda VHE, sigue siendo incierta. Actualmente, se están debatiendo activamente los modelos leptónicos y/o hadrónicos para explicar este fenómeno (Böttcher et al., 2013). A continuación, se recogen los diferentes mecanismos de emisión que pueden tener lugar en los chorros relativistas de los AGNs y que tratan de describir la SED multifrecuencia observada a lo largo de todo el espectro.

### 1.2.1 Radiación Sincrotrón

Si consideramos un electrón con energía  $E$ , que se desplaza en el seno de un campo magnético uniforme  $B$  de un AGN, con una densidad de energía dada por  $u_B = B^2/8\pi$ , se tiene que la tasa de pérdida de energía ( $-dE/dt$ ), también considerada como la potencia emitida ( $P$ ) por el electrón, viene dada por

$$P = 2\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 u_B \sin^2 \alpha, \quad (1.1)$$

donde  $\sigma_T$  es la sección eficaz de Thomson,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío,  $\gamma = E/mc^2$  es el factor de Lorentz, y  $\beta = v/c$  la velocidad del electrón  $v$  en términos de la velocidad de la luz.

El término angular  $\sin^2 \alpha$  expresa la dirección del movimiento, siendo  $\alpha$  el ángulo entre el vector de la dirección del movimiento y el del campo magnético. También conocido como ángulo de pitch (Netzer, 2013).

Y si se promedia sobre ángulos de pitch isotrópicos, es decir, se asume que todas las direcciones son igualmente probables, se obtiene

$$\bar{P} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 u_B. \quad (1.2)$$

Cuando un electrón se mueve a través de un campo magnético, emite radiación electromagnética debido a su aceleración. Esta radiación es emitida en la dirección del movimiento del electrón, debido al efecto relativista conocido como colimación de la radiación. La SED describe cómo se distribuye la energía emitida por el electrón en diferentes frecuencias o longitudes de onda, y se obtiene considerando la frecuencia de giro de los electrones ( $\omega_B = eB/\gamma m_e c$ ), que se desplazan en espiral alrededor de las líneas del campo magnético, y el intervalo medio entre pulsos ( $2\pi/\omega_B$ ).

El cálculo del ancho del pulso de la radiación emitida por un electrón se realiza teniendo en cuenta la transformación relativista del tiempo entre el marco de referencia del electrón y el marco del observador. Esta transformación considera que el tiempo percibido por el observador difiere del tiempo en el marco del electrón debido a los efectos relativistas, implicando un factor adicional de  $\gamma^2$ .

La transformación del tiempo relativista introduce este factor adicional de  $\gamma^2$ , lo que significa que los pulsos de radiación se comprimen en el marco del observador, aumentando su frecuencia y reduciendo su duración. Como resultado, el ancho del pulso es proporcional a  $\gamma^{-3}$ , o, expresado en términos de la frecuencia angular de Larmor,  $\omega_L = eB/m_e c$  (que difiere de  $\omega_B$  por un factor de  $\gamma$ ), es proporcional a  $\gamma^{-2}$ . Al aplicar la transformación de Fourier a estas expresiones, se obtiene el espectro medio de la radiación emitida por un solo electrón,  $\bar{P}_v(\gamma)$ , que alcanza su máximo en una frecuencia cercana a  $\gamma^2 \omega_L$  (Netzer, 2013).

Una vez descrita la emisión producida por un único electrón que se mueve a lo largo de las líneas de campo magnético en un AGN, podemos extender este análisis a una población de electrones. Para ello, consideramos una distribución de energía  $n(\gamma)d\gamma$ , la cual describe el número de electrones por unidad de volumen con una energía  $\gamma$  en el intervalo de  $\gamma$  a  $\gamma + d\gamma$ .

El coeficiente de emisión debido a los electrones se obtiene sumando  $\bar{P}_v(\gamma)$  sobre todas las energías

$$j_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_1^\infty \bar{P}_v(\gamma) n(\gamma) d\gamma. \quad (1.3)$$

No existe una solución analítica general para esta expresión ya que  $n(\gamma)$  puede tomar diversas formas. Sin embargo, hay varios casos de interés donde  $n(\gamma)$  puede presentarse como una ley de potencia en energía de la forma

$$n(\gamma)d\gamma = n_0 \gamma^{-p} d\gamma. \quad (1.4)$$

La suposición que realizamos anteriormente, de que toda la radiación alcanza su máximo alrededor de una frecuencia característica,  $\gamma^2 \nu_L$ , donde  $\nu_L$  es la frecuencia de Larmor, proporciona la siguiente solución para  $j_\nu$

$$4\pi j_\nu = \frac{2}{3} \sigma_T n_0 u_B \nu_L^{-1} \left( \frac{\nu}{\nu_L} \right)^{-\frac{p+1}{2}}. \quad (1.5)$$

Consideremos  $p = 2.5$  como ejemplo práctico, lo cual es esperado en varios casos de interés, como el de partículas aceleradas por choques relativistas. Esto nos daría la relación de proporcionalidad

$$j_\nu \propto \nu^{-0.75}. \quad (1.6)$$

Para obtener la luminosidad monocromática de un medio ópticamente delgado que emite radiación sincrotrón, debemos integrar sobre el volumen de la fuente

$$L_\nu = \int_V j_\nu dV \propto \nu^{-0.75}. \quad (1.7)$$

Esto es similar a la pendiente del continuo observada en muchos AGNs en las energías de radio, óptico-UV y rayos X.

## 1.2.2 Autoabsorción de sincrotrón

Un punto importante a tratar, es que la fuente de electrones relativistas puede ser opaca a su propia radiación, lo que produce una modificación significativa en la forma del espectro de emisión de la fuente. Se puede llegar a demostrar que, en estos casos,

$$\kappa_\nu \propto \nu^{-\frac{p+4}{2}}, \quad (1.8)$$

es decir, que se produce una mayor absorción a las frecuencias más bajas. Utilizando la ecuación de transferencia radiativa para un medio homogéneo uniforme, que expresa la variación de la intensidad específica  $I_\nu$ , que proporciona el flujo local por unidad de tiempo, frecuencia, área y ángulo sólido en toda la fuente con el elemento de profundidad óptica,  $d\tau_\nu = \kappa_\nu ds$  (que es un indicativo de cuán opaco es un medio a una determinada frecuencia  $\nu$ )

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}, \quad (1.9)$$

siendo  $\kappa_\nu$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) la sección transversal de absorción monocromática, que combina todos los procesos de pérdida (absorción y dispersión).

Así obtenemos la solución en el límite de gran profundidad óptica,

$$I_\nu \propto \nu^{5/2}, \quad (1.10)$$

lo que describe la SED de la radiación sincrotrón a bajas energías. Esta función disminuye más rápidamente en las bajas energías en comparación con la caída en baja energía de un espectro de cuerpo negro ( $I_\nu \propto \nu^2$ ) (Netzer, 2013).

## 1.2.3 Dispersión Compton Inversa

La interacción entre un electrón y un haz de fotones puede modelarse mediante la teoría clásica de dispersión Compton. Para electrones en reposo o a bajas velocidades, la relación entre las frecuencias de los fotones incidentes ( $\nu_0$ ) y los fotones dispersos ( $\nu$ ) se deriva utilizando los principios de conservación de la energía y el momento. De forma que si  $\mathbf{n}_\nu$  y  $\mathbf{n}_{\nu_0}$  representan vectores unitarios que indican las direcciones de los fotones incidente y disperso, respectivamente, y  $\cos \theta$  es el coseno del ángulo  $\theta$  entre estos vectores, tal que  $\cos \theta = \mathbf{n}_\nu \cdot \mathbf{n}_{\nu_0}$ , la relación entre las frecuencias se expresa mediante

$$\nu = \frac{m_e c^2 \nu_0}{m_e c^2 + h\nu_0(1 - \cos \theta)}. \quad (1.11)$$

Se cree que la región más energética de la SED de un AGN se debe a dispersión de fotones de baja energía en electrones relativistas que se desplazan en los campos magnéticos de los mismo. De esta forma es posible estimar la potencia emitida en este proceso conociendo la densidad de energía de los fotones ( $n_{\text{ph}} h\nu_0$ ), y el flujo de energía de estos fotones incidentes sobre un electrón estacionario ( $cu_{\text{rad}} = n_{\text{ph}} h\nu_0 c$ ).

Se tiene, como se explicó anteriormente, que la energía media después de la dispersión,  $h\nu$ , es mayor que la de antes de la dispersión por un factor del orden de  $\gamma^2$ . En el marco de reposo del electrón, el proceso puede considerarse como una simple dispersión Thomson con una potencia radiada dada por la expresión clásica  $\bar{P} = \sigma_T c u_{\text{rad}}$ . Así, la estimación simple para la potencia emitida en el marco del laboratorio es  $\bar{P} = \gamma^2 \sigma_T c u_{\text{rad}}$ . Una derivación más precisa de la potencia emitida debe tener en cuenta el ángulo de dispersión y su transformación entre marcos. La expresión final a la que llegamos es

$$\bar{P} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 u_{\text{rad}}, \quad (1.12)$$

que difiere de la estimación simple por un factor del orden de la unidad. La expresión para la potencia emitida debido a la dispersión Compton Inversa (IC) es básicamente idéntica a la potencia emitida por la radiación de sincrotrón, excepto que la densidad de energía del campo magnético,  $u_B$ , se reemplaza por la densidad de energía del campo de radiación,  $u_{\text{rad}}$ . Por lo tanto, la potencia media de los dos procesos, asumiendo que tienen lugar en el mismo volumen de espacio, es simplemente  $u_B/u_{\text{rad}}$ .

Además, para el mismo volumen, la distribución de energía de los electrones relativistas está dada por la misma función de ley de potencia utilizada en el caso del sincrotrón,  $n(\gamma) \propto \gamma^{-p}$ . Así, obtenemos una dependencia similar de la luminosidad monocromática en el parámetro  $p$

$$L_\nu(\text{IC}) \propto \nu^{-(p-1)/2}. \quad (1.13)$$

El mecanismo IC es la forma en la que generalmente se explica la componente más energética del SED multifrecuencia en el escenario leptónico, abarcando los rayos gamma desde energías del orden de los MeV hasta energías del orden de los TeV (Netzer, 2013).

### 1.2.4 Sincrotrón self-Compton

Los fotones emitidos mediante el mecanismo de radiación sincrotrón pueden ser dispersados a través del proceso de Compton inverso por los mismos electrones relativistas que la generaron, lo que resulta en un aumento de la energía de los fotones dispersados. La radiación producida por este mecanismo se denomina emisión sincrotrón self-Compton (SSC). El flujo de fotones emitido por este proceso puede calcularse integrando el espectro de la radiación sincrotrón junto con la distribución de velocidades de los electrones.

El proceso SSC puede repetirse dentro de la misma fuente mediante dispersión adicional de los fotones que ya han sido energizados por la dispersión Compton Inversa, lo que resulta en un aumento adicional en la energía de los fotones proporcional a un factor  $\gamma^2$ . Sin embargo, este proceso presenta un límite natural. Cuando la energía de los fotones dispersados alcanza el rango de los rayos gamma, la condición  $h\nu \leq \gamma m_e c^2$  deja de cumplirse, lo que desemboca en una pérdida significativa de energía en cada interacción. Este fenómeno es conocido como retroceso Compton (Netzer, 2013).

### 1.2.5 Mecanismos hadrónicos

Otro enfoque empleado para explicar la componente más energética de la SED se basa en modelos hadrónicos. En estos modelos, se considera que la principal fuente de producción de rayos gamma es el proceso de interacción inelástica p-p entre protones relativistas desplazándose en el seno de un campo magnético, seguido del decaimiento de mesones ligeros, como  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ,  $\mu \rightarrow 2\gamma$ , etc. Las partículas pesadas producidas en las colisiones p-p decaen rápidamente y producen gran cantidad de piones, por lo que la principal fuente de rayos gamma provendría del decaimiento del  $\pi^0$  (Kafexhiu et al., 2014).



También hemos de considerar que este tipo de procesos involucra piones cargados  $\pi^\pm$ , cuyo modo decaimiento principal es mediante el canal leptónico en un muon cargado  $\mu^\pm$  y un neutrino o anti-neutrino muónico ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ). Por tanto, este tipo de procesos hadrónicos que explicaría la emisión de rayos gamma, implicaría también la emisión de neutrinos astrofísicos. Como los neutrinos no sufren deflexión por los campos magnéticos, al igual que los rayos gamma, su emisión provendría de la misma localización espacial. La detección de emisión de neutrinos astrofísicos relacionada espacial o temporalmente con la emisión de radiación gamma, sería una prueba clara de que tienen lugar mecanismos hadrónicos de emisión. De esta forma, se resolvería la cuestión abierta a día de hoy sobre qué mecanismos de aceleración subyacen a la emisión observada de estos objetos astrofísicos extremos.

### 1.3 Luz de Fondo Extragaláctica (EBL)

Un factor que hemos de tener en cuenta a la hora de analizar la componente de emisión de rayos gamma HE y VHE del espectro de energías de nuestras fuentes de estudio, es que rayos gamma VHE emitidos por fuentes cosmológicas son absorbidos mediante el proceso de producción de pares  $\gamma_{\text{VHE}} \gamma_{\text{EBL}} \rightarrow e^+ e^-$ , por la interacción con la denominada luz de fondo extragaláctica (EBL). El EBL se extiende desde el infrarrojo hasta el UV, y está compuesta por la luz estelar emitida y parcialmente remitida por el polvo a lo largo de toda su historia (Prandini et al., 2010).

La medición directa del EBL resulta particularmente desafiante debido al brillo de fondo generado por la luz zodiacal, el cual es difícil de suprimir. En los últimos años se han desarrollado varios modelos empíricos, de los cuales, en este escrito se empleará el propuesto en Saldana-Lopez et al. (2021).

La atenuación de los rayos gamma debido al EBL depende tanto de la energía de los rayos gamma como de la distancia de la fuente emisora. A medida que ambas magnitudes aumentan, también lo hace la probabilidad de interacción de los fotones VHE con los del EBL. Esta relación entre densidad de EBL derivada por los modelos con la atenuación del espectro intrínseco y la distancia, puede usarse como método indirecto para estimar el redshift de la fuente emisora de rayos gamma. Para objetos tipo BL Lac la estimación del redshift mediante la medición espectroscópica directa es complicada, ya que en estos las líneas de emisión son extremadamente débiles, por lo que este método propuesto puede resultar adecuado para obtener una estimación del corrimiento al rojo.

## 1.4 Técnicas de detección de rayos gamma VHE

### 1.4.1 Cascadas Extensas de Partículas

Los rayos gamma generados mediante los mecanismos de aceleración expuestos en la sección 1.2, al igual que los rayos cósmicos, producirán EAS al incidir sobre la atmósfera terrestre. Esto se debe a que al incidir con las moléculas de la atmósfera, estas se fragmentan dando lugar a núcleos más pequeños que a su vez generarán hadrones (principalmente piones), que continuarán el proceso de interacción hadrónica en cadenas subsecuentes, dando lugar de esta forma a la componente hadrónica de la lluvia.

Tras perder energía y experimentar numerosas interacciones en su trayecto, los hadrones cargados pueden desintegrarse en muones y neutrinos, dando lugar a un componente de muones en la cascada. Por otro lado, los piones neutros decaerán en dos fotones que, en presencia de otros núcleos, originan pares electrón-positrón. Estos, a su vez, mediante radiación de frenado (bremsstrahlung), producirán fotones que iniciarán una cascada electromagnética (Schellart, 2015). Cabe señalar que las cascadas iniciadas por rayos gamma, electrones y positrones poseen únicamente la componente electromagnética, la cual es impulsada por interacciones alternas de radiación de frenado (bremsstrahlung) y la creación de pares  $e^\pm$  (Anchordoqui et al., 2004).

La Figura 1.4 muestra un esquema de los tres componentes de partículas de una EAS inducida por hadrones. La energía de la partícula primaria es completamente absorbida por la atmósfera, que actúa como un calorímetro. Esta energía se emplea en la creación de nuevas partículas, las cuales emiten radiación y, eventualmente, ionizan el medio, perdiendo su energía en el proceso. En una cascada hadrónica, solo una pequeña fracción de partículas secundarias, como neutrinos y muones, logran atravesar la atmósfera y alcanzar la superficie, transportando una pequeña fracción de la energía de la partícula primaria.

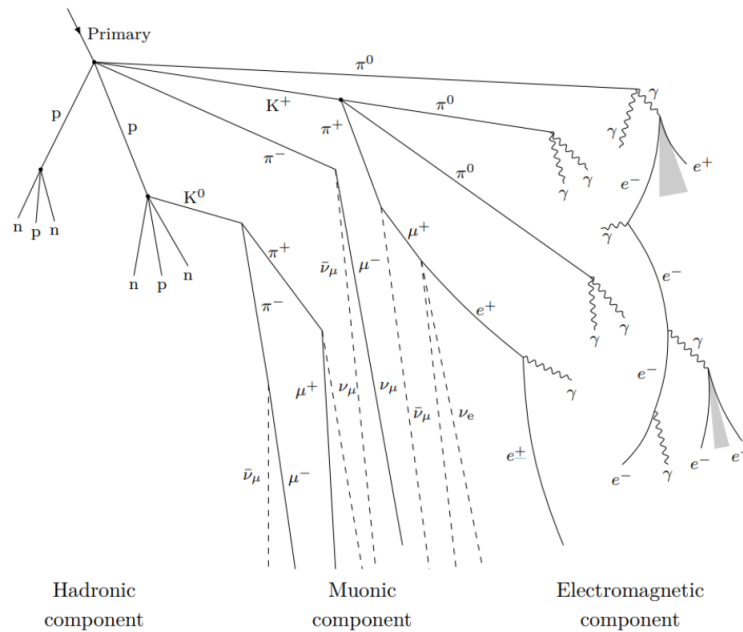


Figura 1.4: Esquema de las componentes de una EAS producida por un rayo cósmico incidente en la atmósfera terrestre. (Schellart, 2015).

Sin embargo, la mayor parte de la energía inicial es transferida al componente electromagnético, donde el proceso de cascada continúa hasta que los electrones y positrones generados se vuelven más eficientes y comienzan a ionizar el aire, lo que desembocará en una producción de nuevos fotones mediante radiación de frenado (este fenómeno ocurre para electrones y positrones a aproximadamente 86 MeV en el aire). En este punto, la cantidad de partículas cargadas producidas en la cascada, predominantemente electrones y positrones, alcanza su máximo alrededor de 10 km sobre el nivel del mar. Posteriormente, el número de partículas comienza a disminuir, ya que la producción de nuevas partículas se vuelve menos eficiente. Es posible reconstruir de forma indirecta las propiedades de la partícula incidente (energía, dirección de llegada y tipo de partícula) mediante la detección y el análisis de las características espaciales, temporales y espectrales de las partículas secundarias generadas en la cascada.

Las partículas cargadas ultrarelativistas, como electrones y positrones, que forman las cascadas atmosféricas, viajan a velocidades superiores a la velocidad de la luz en el aire ( $\beta > 1/n$ , donde  $n$  es el índice de refracción del aire). Este fenómeno provocará una despolarización coherente del aire (ver Figura 1.5) que generará en consecuencia un cono de luz Cherenkov a lo largo del eje de la cascada, exhibiendo un ángulo de apertura  $\theta_c = \text{sec } 1/\beta n$ .

Considerando que la atmósfera presenta inhomogeneidades que hace que el índice de refracción del aire varía según la altitud, se estima que el ángulo máximo del cono de radiación Cherenkov es de aproximadamente  $1^\circ$ . En la superficie terrestre, esta radiación se concentra en una región aproximadamente circular con un diámetro de unos pocos cientos de metros.

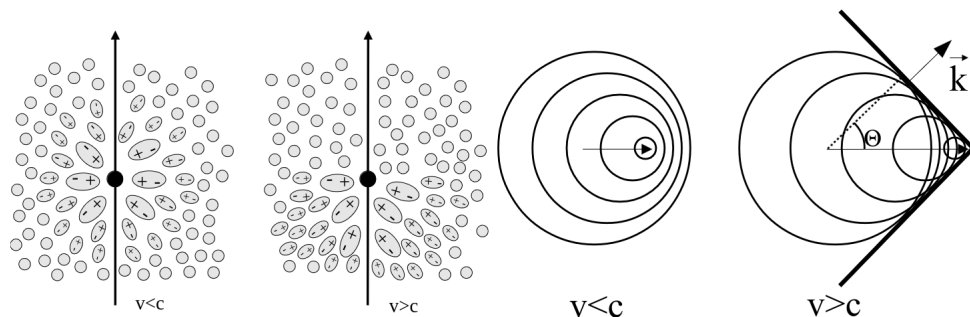


Figura 1.5: Despolarización del medio causada por partículas ultrarelativistas originadas en EAS. La radiación Cherenkov se emite en el proceso, lo hace en un frente de onda caracterizado por el ángulo  $\theta_c$  (de Naurois & Mazin, 2015).

Los fotones de radiación Cherenkov generados por las partículas ultrarelativistas que viajan en la dirección del eje de la cascada atmosférica se desplazan prácticamente a la misma velocidad y en la misma dirección que las partículas hasta alcanzar la superficie. Este fenómeno provoca un efecto de concentración que comprime la luz Cherenkov de toda la evolución de la EAS en un corto flash que dura solo unos pocos nanosegundos. De forma que la cantidad total de radiación Cherenkov generada por una EAS es aproximadamente proporcional a la energía de la partícula primaria que la inició. Por lo tanto, medir la luz Cherenkov emitida por la cascada atmosférica proporciona una estimación efectiva de la energía de la partícula primaria.

#### 1.4.2 Telescopios Cherenkov de Imágenes Atmosféricas

El flujo de fotones en el régimen VHE es muy escaso, del orden unos  $10^{-11}$  fotones por centímetro cuadrado por segundo (lo que equivaldría a unos pocos fotones por metro cuadrado por año) por encima de 1 TeV para fuentes activas (Hinton & Hofmann, 2009). Por tanto, la detección directa mediante instrumentos espaciales queda excluida debido a su limitada área de recolección. Este hecho ha conducido a que las técnicas de obtención de imágenes atmosféricas mediante telescopios Cherenkov (imaging atmospheric Cherenkov telescopes, IACTs) desde tierra se conviertan en una disciplina reciente de rápido desarrollo y considerable alcance.

Estos telescopios detectan los pulsos ultra-cortos y débiles de luz Cherenkov en el rango UV/óptico. Consisten en uno o dos reflectores que concentran la luz Cherenkov de las cascadas en unas cámaras ultra-rápidas formadas por matrices de fotodetectores (generalmente tubos fotomultiplicadores, PMTs) con una gran resolución temporal. Para acumular la mayor cantidad de luz Cherenkov, especialmente a las energías más bajas, estos instrumentos suelen tener grandes aperturas. Tienen campos de visión grandes ( $> 3^\circ$ ) en comparación a los telescopios usados para astrofísica en la banda del óptico. Esta técnica se ve beneficiada con el uso de varios telescopios operados estereoscópicamente, mejorando así considerablemente la reconstrucción de las propiedades de los rayos gamma primarios, y la capacidad de discernir las cascadas originadas por rayos gamma (sucesos de señal) de otro tipo de partículas (sucesos de fondo). El proceso de reconstrucción, calibrado y análisis de las observaciones de telescopios Cherenkov requiere de simulaciones muy detalladas usando técnicas Monte Carlo de la emisión de radiación Cherenkov de EASs y su proceso de detección por los telescopios.

Gracias a estos telescopios se han descubierto unas 250 fuentes de rayos gamma VHE de origen galáctico y extragaláctico en las últimas tres décadas. Cabe destacar, que en los 33 años transcurridos desde el descubrimiento de la primera fuente de rayos gamma, la Nebulosa del Cangrejo (M1, en el catálogo de Messier, y la candela estándar en el rango VHE), esta disciplina ha experimentado avances notables. Los IACTs actualmente en operación: H.E.S.S. (Aharonian et al., 2006), MAGIC (Aleksić et al., 2016b) y VERITAS (Park, 2015), han demostrado su enorme potencial de detección en la banda VHE y la madurez de la tecnología empleada para ello. En la actualidad, dichos telescopios pueden detectar una fuente puntual 100 veces más débil que la de la Nebulosa del Cangrejo en tan solo 25 horas de observación. La evolución de esta tecnología y la unión del esfuerzo de las diferentes colaboraciones que han desarrollado los IACTs actuales ha culminado en la creación del Cherenkov Telescope Array Observatory (CTAO).

### 1.4.3 Cherenkov Telescope Array Observatory

El futuro observatorio CTAO será el primer observatorio abierto de rayos gamma. Se trata de la próxima generación de telescopios Cherenkov, cuya sensibilidad y resolución angular y energética mejorará la de los instrumentos actuales un factor 10 aproximadamente. Se espera que CTAO (ver detalle de sus características en CTA Consortium, 2018) sea capaz de detectar un número fuentes de rayos gamma VHE substancialmente mayor que el de las actualmente conocidas, proporcionando nueva información sobre los mecanismos de aceleración y emisión de partículas, transformando así nuestra comprensión del universo VHE y abordando cuestiones fundamentales de la física. Como integrante clave del conjunto de experimentos y observatorios de física de astropartículas actuales y futuros, CTAO aprovechará las sinergias con los observatorios de ondas gravitacionales y neutrinos, así como con los telescopios e instrumentos a lo largo de todo el espectro electromagnético. CTAO abordará una variedad amplia de cuestiones fundamentales tanto dentro como fuera del campo de la astrofísica, las cuales pueden clasificarse en tres grandes categorías: *comprender el origen y el papel de las partículas cósmicas relativistas, investigar entornos extremos y explorar las fronteras de la física* (CTA Consortium, 2018).

Se espera que CTAO aumente la capacidad de detección de los instrumentos existentes con una sensibilidad unas diez veces mayor, incrementando significativamente el área de detección y, por ende, la tasa de fotones captados, lo que permitirá el acceso a fenómenos en escalas temporales más cortas. Además será capaz de observar el cielo completo al contar con emplazamientos en ambos hemisferios; el CTAO-Norte situado en el Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) en la isla de La Palma (España), y el CTAO-Sur localizado en el sureste del Observatorio Paranal del Observatorio Europeo Austral (ESO), en el desierto de Atacama, Chile.

El amplio rango energético del CTAO, que proporciona una cobertura desde 20 GeV hasta unos 300 TeV, se conseguirá con telescopios Cherenkov de tres tipos: Telescopios de Gran Tamaño (LSTs), Telescopios de Tamaño Medio (MSTs) y Telescopios de Tamaño Pequeño (SSTs). Los LSTs están diseñados para ser sensibles a energías más bajas, los SSTs están optimizados para observaciones a altas energías y los MSTs serán los telescopios más sensibles en el rango central de energías de CTAO. Un amplio rango energético incrementa la posibilidad de descubrir de manera fortuita nuevas clases de fuentes que presenten características espectrales desconocidas. Es importante señalar que, mientras que las energías más bajas facilitan observaciones en todo el universo sin absorción significativa de  $\gamma - \gamma$  por parte del EBL, las más altas energías juegan un papel esencial en el estudio de aceleradores extremos detectados a través de mediciones directas de rayos cósmicos dentro de nuestra galaxia.

Los telescopios individuales de CTAO estarán equipados con cámaras Cherenkov de campo de visión amplio: unos  $4.5^\circ$  para los LSTs,  $7^\circ$  para los MSTs y unos  $9^\circ$  para los SSTs. Esta amplia capacidad de las cámaras cumple una doble función, por un lado, la de permitir la captura de imágenes de cascadas contenidas hasta grandes distancias de impacto (mejorando el área de recolección y la resolución), mejorando así el área de detección y la resolución para los rayos gamma en el eje, y por otro, la de aumentar el campo de visión gamma del sistema en su totalidad. Esta característica es crucial para la observación de fuentes a alto *redshift*, objetos muy extendidos, regiones de emisión difusa, así como para la realización de *surveys*. Además, el amplio campo de visión contribuye a reducir los errores sistemáticos al proporcionar una respuesta uniforme sobre áreas mucho más extensas que el tamaño típico del punto de dispersión, una ventaja que no siempre está presente en los instrumentos de generaciones anteriores.

Por tanto, se puede concluir que la mejora en la sensibilidad de CTAO frente a otros instrumentos es consecuencia de la combinación de una **mejor capacidad de rechazo del fondo, un área de colección aumentada y una resolución angular mejorada**. La mayor capacidad de rechazo del fondo se logra principalmente mediante una alta multiplicidad de imágenes y es especialmente importante para el estudio de objetos extendidos de baja luminosidad superficial y para objetos de bajo flujo donde se requieren largas exposiciones.

Aunque el CTAO se encuentra actualmente en construcción y se espera que esté operativo en su versión final a lo largo de esta década. El primer LST (LST-1) se encuentra en operación desde 2020 y actualmente en la fase final de su puesta en marcha (*commissioning*) en el ORM en la ubicación norte de CTAO, cerca de los telescopios MAGIC, véase la Figura 1.6.



Figura 1.6: El observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) albergará el observatorio CTAO-Norte y se encuentra a una altitud de 2200 metros sobre el nivel del mar, en La Palma, Islas Canarias. En la imagen, el telescopio LST-1 de 23 m se encuentra en el centro, mientras que en los extremos se encuentran los telescopios MAGIC de 17 metros. Entre ambos telescopios se sitúa la sala de control de los telescopios MAGIC.

Se trata de un telescopio con un espejo segmentado de 23 metros de diámetro, con una cámara pixelada formada por 1855 fotomultiplicadores. Su estructura está construida con fibra de carbono, haciendo que, a pesar de su inmenso tamaño, sea capaz de apuntar automáticamente y comenzar a tomar datos de cualquier punto del cielo en menos de 20 segundos.

Gracias a este corto tiempo de reacción, junto a la baja energía de los rayos gamma que puede llegar a detectar (unas pocas decenas de GeV), hace de los LSTs los telescopios ideales para observar fenómenos transitorios tras recibir alertas de otros instrumentos de monitorización. Durante estos años, LST-1 ha acumulado unas 2000 horas de observación de multitud de fuentes astrofísicas de rayos gamma. Recientemente, empleando observaciones de la Nebulosa del Cangrejo, se ha demostrado su correcto desempeño de acuerdo a las especificaciones esperadas según las simulaciones empleadas para su diseño (Abe et al., 2023). Además la colaboración LST ha publicado los primeros resultados científicos usando datos tomados con LST-1 (por ejemplo, Abe, S. et al., 2023; Project et al., 2024). Según los planes actuales, se construirán tres LST adicionales y nueve MSTs, que comenzarán a operar en los próximos años (Mirzoyan, 2023).

La Figura 1.7 muestra la sensibilidad simulada de LST-1, considerando dos enfoques distintos: por un lado, el caso en el que se toman en cuenta las características específicas de la fuente observada (*source-dependent*), incluyendo su espectro y morfología; y, por otro, el caso en el que la sensibilidad es independiente de la fuente (*source-independent*), asumiendo una fuente de referencia estándar sin características particulares, lo que proporciona una medida más general de la capacidad del instrumento.

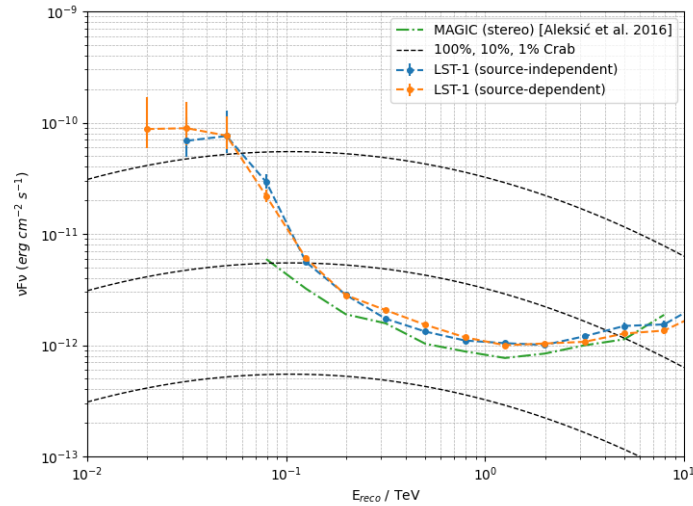


Figura 1.7: Sensibilidad diferencial de fuente puntual en función de la energía reconstruida para el telescopio LST-1 del futuro observatorio CTAO. La gráfica muestra la comparación entre dos configuraciones de sensibilidad de LST-1: una independiente de la fuente (azul) y otra dependiente de la fuente (naranja). Además, se incluye la sensibilidad del telescopio MAGIC (Aleksić et al., 2016a) y líneas de referencia correspondientes al 100 %, 10 % y 1 % de la distribución espectral de energía de la Nebulosa del Cangrejo.

En este trabajo se ha hecho uso de datos tomados por LST-1 durante sus primeros años de operación. En particular se analizado los datos de tres AGNs: NGC 1068, PKS 0735+178 y PKS 1424+240. Y con intención de verificar su correcto funcionamiento, las observaciones realizadas se compararán con los de varios estudios realizados con instrumentos Cherenkov actuales cuyos rangos de energía se solapan con el del LST-1. Y que además se ponen en un contexto multi-longitud de onda, donde se pretende dar la visión global de los procesos de emisión que tienen lugar en estas fuentes y su interés por ser candidatos a emisores de neutrinos.

## 2 | Análisis de los datos de LST-1

En este capítulo se resumen los pasos del análisis de nivel DL3 (nivel de acceso y selección de datos.), y se incluyen el cálculo de la significancia de la señal, la creación de mapas del cielo (descritas en la sección 2.2), la elaboración del diagrama de las curvas de luz por noche y la determinación de la Distribución Espectral de Energía (SED) (recogidas en la sección 2.3). Esta descripción se centra en el denominado análisis 1D para fuentes puntuales, basado en el enfoque de fotometría de apertura.

### 2.1 Gammapy

El análisis de alto nivel que se presenta en esta sección se lleva a cabo mediante la librería de código abierto denominada *Gammapy* (Donath, Axel et al., 2023), diseñada como herramienta científica para el análisis de datos de telescopios de rayos gamma VHE como el CTA, involucrado en su desarrollo. Gammapy opera con archivos de datos DL3, que están compuestos por dos tipos de información, integrados en conjuntos de datos. Por un lado, se tiene una lista de eventos, a los cuales se aplica un cierto nivel de rechazo de fondo, conservando exclusivamente los eventos de rayos gamma. Mientras que, la otra componente, son las funciones de respuesta del instrumento (IRFs), que comprenden el área efectiva de recolección, la función de dispersión puntual (PSF) y la matriz de migración energética, además de información de apuntado y tiempo de observación efectivo.

En esta sección se particulariza en el análisis espectral y temporal 1D de la emisión de rayos gamma de una fuente puntual con Gammapy, a partir de estos archivos DL3. La figura 2.1 muestra una visión general del análisis realizado.

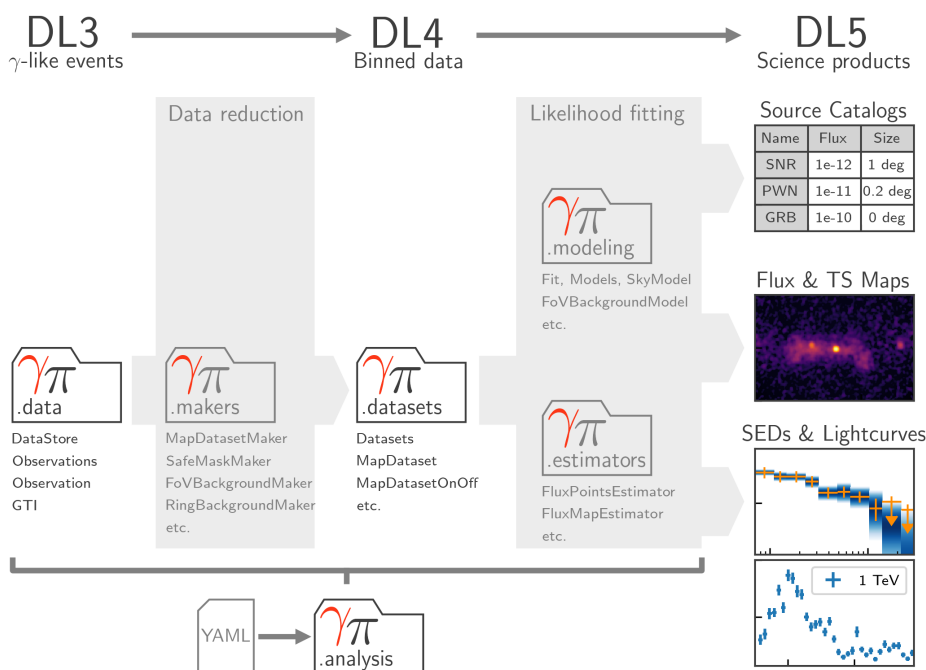


Figura 2.1: Flujo de datos y estructura de los componentes de Donath, Axel et al. (2023). Los iconos de carpeta representan las clases y funcionalidades correspondientes a cada paso del análisis. La dirección del flujo de datos se ilustra con flechas sombreadas. La parte superior muestra los niveles de datos en el esquema definido para CTAO.

## 2.2 Significancia en Señal y mapas del cielo

En la observación de rayos gamma, especialmente utilizando telescopios de rayos gamma basados en el método de imagen Cherenkov, es fundamental distinguir entre eventos que provienen de una fuente específica y aquellos que forman parte del fondo general del cielo. Para lograr esta distinción, se utilizan las llamadas regiones ON y OFF.

La región ON se trata de un área del cielo que se centra en la ubicación de una fuente específica de rayos gamma que se desea estudiar (es la región “de señal”), mientras que la regiones OFF son áreas del cielo cercanas a dicha región ON, pero ubicadas de tal manera que no contienen emisión de rayos gamma de la fuente de interés (es la región “de fondo”). Estas regiones se utilizan como áreas de control para medir el fondo de rayos gamma, es decir, los eventos que no están asociados con la fuente objetivo.

Es posible optimizar el tiempo de observación y determinar en un mismo apuntado las regiones de ON y OFF. Esto se consigue con el denominado seguimiento *wobble* (Fomin et al., 1994), que posibilita el empleo de regiones fuera de la fuente dentro del mismo campo de visión de las observaciones. Esto se consigue mediante un apuntado ligeramente fuera del eje del telescopio, con un ángulo de desplazamiento típico de aproximadamente  $0.4^\circ$  desde la posición del objetivo. Los telescopios suelen sacar entre tres o cuatro regiones de OFF por observación alrededor de las coordenadas nominales para mitigar posibles sesgos o errores sistemáticos en las observaciones astronómicas mediante el uso de múltiples posiciones de observación. En la figura 2.2 se muestra un esquema del funcionamiento de este método (Wagner, 2006).

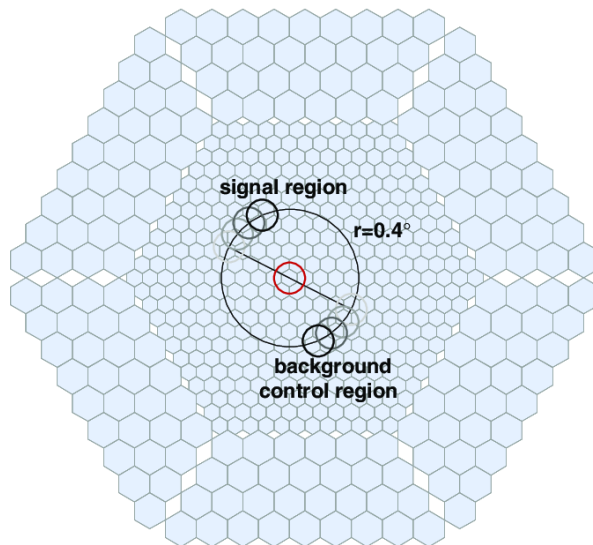


Figura 2.2: Modos de observación: durante las observaciones ON/OFF, la fuente se posiciona en el centro de la cámara (círculo rojo); durante las observaciones en modo wobble, las regiones de la fuente y de control del fondo se desplazan  $0.4^\circ$  desde el centro de la cámara y se observan simultáneamente (Wagner, 2006).

Para calcular el número de eventos provenientes de las regiones ON y OFF, primero, se crea un histograma que representa las distancias al cuadrado ( $\theta^2$ ) entre la posición reconstruida de cada evento (contenida en la región ON) y una ubicación específica en el cielo, tomada como fondo (región OFF). A continuación, se integran los eventos dentro de la región de señal, que se define utilizando un valor de corte en  $\theta^2$ . Esto permite contar los eventos que se consideran dentro de la señal y el fondo.



Además de contar los eventos, es importante tener en cuenta la proporción de tiempo de exposición entre las regiones ON y OFF. Esto es especialmente relevante si los tiempos de observación son diferentes o si se utilizan varias áreas OFF. Finalmente, con los conteos de señal ( $N_{on}$ ), de fondo ( $N_{off}$ ) y la proporción de exposición en la fuente con respecto al tiempo de observación fuera de la fuente ( $\alpha = t_{on}/t_{off}$ ), se lleva a cabo una estimación de la significancia del exceso de rayos gamma procedentes de la fuente de estudio.

Este proceso se realiza de manera estadística utilizando un enfoque basado en la razón de verosimilitudes, en el que se compara la hipótesis nula, que asume que no hay una fuente emisora de rayos gamma en esa dirección, con la hipótesis de tener una fuente que produciría un exceso de rayos gamma. Para ello, Gammapy incluye la expresión definida en Li & Ma (1983),

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_{on} \cdot \ln \left[ \frac{1 + \alpha}{\alpha} \left( \frac{N_{on}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right] + N_{off} \cdot \ln \left[ 1 + \alpha \left( \frac{N_{off}}{N_{on} + N_{off}} \right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (2.1)$$

Si se realiza una observación única y se obtiene un evento con  $N_{on}$  conteos en la región de la fuente y  $N_{off}$  en la región de control fuera de la misma, si estos conteos no son demasiado bajos, entonces se puede evaluar la significancia del evento utilizando una fórmula estadística específica, tal y como indica la ecuación (2.1). De forma que si la significancia calculada para este evento es de 5 desviaciones estándar ( $\sigma$ ), se puede afirmar que se ha observado un “evento”, es decir, el exceso de eventos en la región de la fuente con respecto a la región de control es estadísticamente significativo (Li & Ma, 1983). Es cierto que este valor ha sido revisado y discutido a lo largo de los años. Gammapy establece un umbral de  $2\sigma$  como indicador de detección. Sin embargo, dado que este valor se considera relativamente bajo, en el presente análisis se ha incrementado a  $4\sigma$ , ajustándose así a las convenciones actuales.

## 2.3 Distribución Espectral de Energía (SED) y Curvas de Luz (LC)

Uno de los principales objetivos de este Trabajo de Fin de Master, es obtener el flujo de rayos gamma en unidades físicas y calcular el espectro de las fuentes junto a sus curvas de luz. Con ello, podremos caracterizar el flujo de rayos gamma en función de su energía y su evolución temporal. Este flujo se define como la tasa de rayos gamma por unidad de área

$$\Phi = \frac{d^2 N}{dA dt}, \quad (2.2)$$

siendo  $\Phi$  el flujo de rayos gamma en unidades de  $cm^{-2}s^{-1}$ ,  $N$  el número de cuentas candidatas a eventos de rayos gamma,  $A$  el área de colección efectiva del instrumento, en nuestro caso la del LST-1, y  $t$  el tiempo de observación efectivo.

Para calcular el número de rayos gamma provenientes de una fuente, los telescopios de rayos gamma registran eventos potenciales de rayos gamma, anotando su distancia angular desde una ubicación objetivo específica.

Para ello, se emplea un método similar a la fotometría de apertura, utilizada en otras áreas de la astronomía donde se opera en distintas longitudes de onda. Este método implica comparar los eventos registrados en el área cercana a la ubicación de la fuente donde se espera detectar rayos gamma con aquellos registrados en una zona cercana donde no hay fuentes de rayos gamma.

Para este cálculo se emplean los histogramas que muestran la distribución de las distancias al cuadrado ( $\theta^2$ ) de los eventos desde la ubicación objetivo, como se discutió anteriormente. Posteriormente, los datos son divididos en intervalos de energía reconstruida, lo que permite analizar cómo varían los eventos en función de la energía.

De esta forma, la selección de eventos del exceso de rayos gamma en cada intervalo de energía se realiza aplicando un corte en los histogramas  $\theta^2$ , que determina qué eventos se consideran como provenientes de la fuente y cuáles se consideran fondo, asegurando que se retiene un porcentaje específico de rayos gamma verdaderos en la región de señal. Los cortes de eficiencia se calculan utilizando muestras de rayos gamma generadas mediante simulación Monte Carlo (MC) (Morcuende, 2023).

Además, observemos que el tiempo efectivo ( $t_{\text{eff}}$ ) para estimar la tasa de rayos gamma, se calcula a partir del tiempo total de observación  $t_{\text{elapsed}}$  corregido por cualquier periodo en el que el instrumento no estuvo recolectando datos (debido a tiempos muertos o ineficiencias del sistema,  $d$ ), asumiendo un proceso de Poisson con una tasa de llegada de eventos  $\lambda$  según

$$t_{\text{eff}} = \frac{t_{\text{elapsed}}}{1 + \lambda d}. \quad (2.3)$$

Por otro lado, el área efectiva ( $A_{\text{eff}}$ ) es la superficie del detector que está realmente contribuyendo a la detección de eventos, teniendo en cuenta factores como la eficiencia del detector y cualquier pérdida de detección en partes del área de recolección. Este valor se calcula utilizando una muestra de rayos gamma simulada por el método MC. Esta muestra es analizada de la misma manera que las observaciones, mediante numerosas simulaciones de eventos en un área  $A_{\text{MC}}$ , en las que se va variando aleatoriamente el punto de impacto dentro de esa región (Morcuende, 2023). Dado que los eventos se simulan de manera uniforme, podemos calcular el área efectiva comparando el número de eventos similares a rayos gamma que sobreviven ( $N_{\text{surviving } \gamma}$ ) a los cortes del análisis con el número total de eventos simulados ( $N_{\text{simulated } \gamma}$ ), de la siguiente manera

$$A_{\text{eff}}(E) = \frac{N_{\text{surviving } \gamma}}{N_{\text{simulated } \gamma}} \cdot A_{\text{MC}}(E). \quad (2.4)$$

Es importante resaltar que el área efectiva depende notablemente de la energía y del ángulo cenital; por lo tanto, se calcula en intervalos de estas variables, concretamente, en nuestro análisis empleamos una máscara de seguridad que filtra los datos para centrarse en las regiones donde el telescopio tiene una alta sensibilidad a rayos gamma VHE, basada en el 5-10 % del área efectiva máxima. Esto ayuda a asegurar que el análisis de los datos de rayos gamma se realice en las regiones más confiables y donde el telescopio es más efectivo en la detección. Asimismo hay que considerar que los cortes de selección aplicados para el rechazo del fondo también influyen en el cálculo del área de recolección.

El siguiente paso consiste en la obtención del Espectro Diferencial de Energía (SED), llevando a cabo una estimación del flujo de rayos gamma en función de su energía verdadera a partir de los excesos de cuentas observados en la fuente

$$\frac{d\Phi}{dE} = \frac{d^3 N}{dAdtdE} [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}]. \quad (2.5)$$

De forma alternativa, podemos calcular la SED según la expresión

$$\nu F_{\nu} = E^2 \frac{d\phi}{dE}. \quad (2.6)$$

Hasta el momento, hemos obtenido los espectros de rayos gamma en función de la energía estimada de los mismos, es decir, a partir de la energía de las observaciones. Sin embargo, nuestro objetivo es determinar estos espectros basándonos en la energía verdadera de los rayos gamma, lo cual es complicado ya que la reconstrucción de la energía de los eventos registrados contiene cierto error instrumental (la resolución en energía actual de IACT está en torno al 15 % según [Aleksić et al. \(2016a\)](#)).

Este margen de error debe considerarse a la hora de construir el espectro de energía verdadero, ya que puede hacer que algunos eventos puedan llegar a desplazarse de un bin de energía a otro, distorsionando así la forma espectral verdadera.

Para manejar este problema, se utiliza una matriz de migración, que es una tabla que relaciona la energía estimada de los rayos gamma con su energía verdadera. Esta matriz se genera a partir de simulaciones MC de rayos gamma, en las que se conocen tanto la energía verdadera como la estimada.

Para obtener el espectro de energía verdadero de la fuente, es necesario desdoblar los espectros teniendo en cuenta la resolución de energía finita del instrumento. Este proceso es complejo y representa un desafío numérico significativo (para una descripción detallada véase [Albert et al. \(2007\)](#)). También puede llevarse a cabo mediante el denominado procedimiento de ajuste directo (véase en detalle en [Piron et al. \(2001\)](#) el cual supone una función espectral cuyos parámetros se determinan mediante un ajuste de máxima verosimilitud a los rayos gamma observados según su energía. La forma espectral teórica de la fuente se ajusta utilizando el área efectiva y la matriz de dispersión de energía obtenida previamente.

Como punto final de esta sección, y una vez obtenido el espectro de energía verdadero de la fuente, podemos pasar a la determinación de la curva de luz, que representa la evolución temporal del flujo de rayos gamma. Su obtención, se lleva a cabo dividiendo las observaciones en intervalos de tiempo específicos, de forma que durante cada intervalo se asume una forma espectral constante dejando libre tan solo la normalización del flujo. Luego, el espectro obtenido en cada intervalo se integra sobre un rango de energía determinado para calcular los valores del flujo a lo largo del tiempo.



# 3 | Resultados

En esta sección se presenta el estudio realizado con datos del LST-1 proporcionados por el grupo de física extragaláctica del Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA). Mi contribución se centra en el análisis de datos de rayos gamma VHE del Seyfert NGC 1068 y los blazars PKS 0735+178 y PKS 1424+240, obteniendo los siguientes resultados de alto nivel: significancia de detección (sección 3.1), espectros de diferentes épocas de observación (sección 3.3), estimación del redshift (sección 3.4), evolución temporal del flujo o curva de luz (sección 3.5) y mecanismos de emisión (sección 3.6).

## 3.1 Significancia de detección

Para el presente análisis, se han registrado datos del Seyfert NGC 1068 y de los blazars PKS 0735+178 y PKS 1424+240 por el telescopio LST-1 de CTAO-Norte. Los parámetros relacionados con estas observaciones están detallados en la tabla 3.1.

Cuadro 3.1: Información sobre las observaciones de LST-1 de NGC 1068, PKS 0735+178 y PKS 1424+240. Se muestran las coordenadas de ascensión recta (R.A.) y declinación (DEC) en el Sistema Internacional de Referencia Celeste (ICRS), las fechas y horas en Tiempo Universal Coordinado (UTC) de inicio y finalización de las observaciones, y el tiempo efectivo total de observación ( $t_{eff}$ ).

<b>Fuentes:</b>	<b>NGC 1068</b>	<b>PKS 0735+178</b>	<b>PKS 1424+240</b>
R.A. (ICRS)	40.67°	114.53°	216.75°
DEC (ICRS)	-0.01°	17.70°	23.80°
Fecha de inicio	23-9-2023	8-11-2023	24-1-2023
Hora de inicio (UTC)	01:26:56.853	03:06:08.334	04:30:29.982
Fecha de finalización	10-2-2024	11-3-2024	11-3-2024
Hora de finalización (UTC)	21:46:03.364	23:38:40.359	00:02:10.689
$t_{eff}$	13.5 h	25.7 h	5.1 h

Para determinar la significancia de la detección, se han tomado tres posiciones de OFF para cada observación, como se ilustra en la Figura 3.1. Además, se han excluido de la estimación del fondo tres regiones con un radio de 0.25° alrededor de fuentes cercanas de rayos gamma: 4FGL J0738.4+1539 y 4FGL J0743.1+1713, ubicadas en proximidad a PKS 0735+178, así como PKS 1441+25, situada en las inmediaciones de PKS 1424+240.

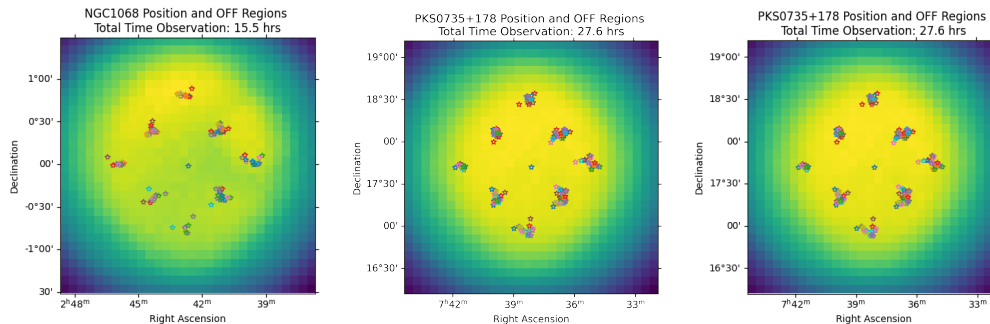
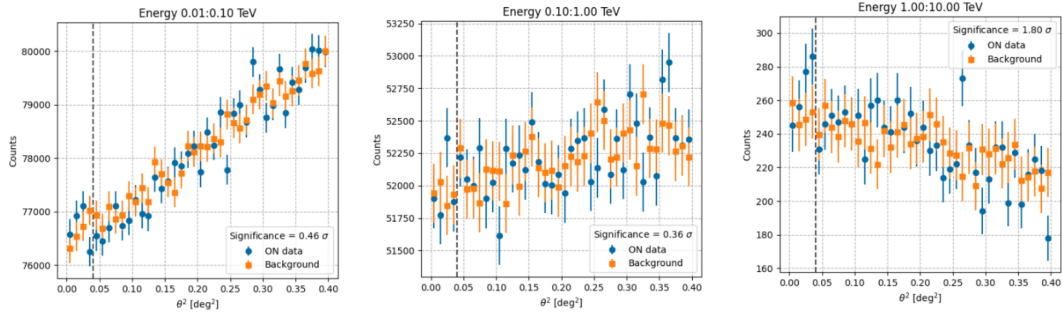
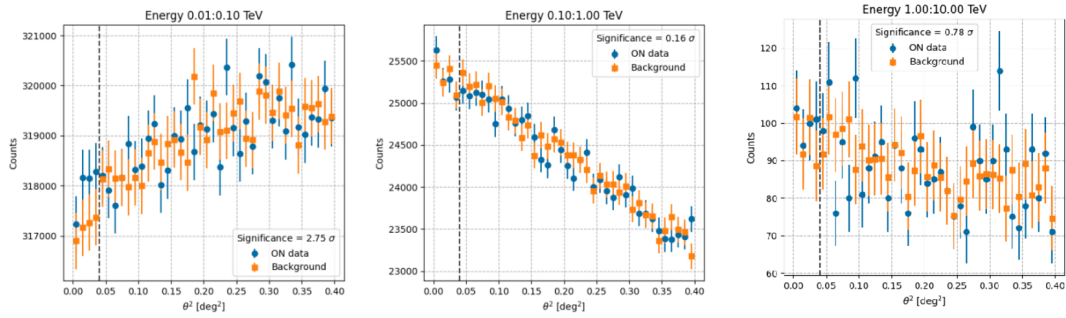


Figura 3.1: Regiones de ON/OFF de las tres fuentes analizadas. Las fuentes se posicionan en el centro de la cámara (estrella azul); durante las observaciones en modo wobble, las regiones de la fuente y de control del fondo se desplazan 0.4° desde el centro de la cámara y se observan simultáneamente.

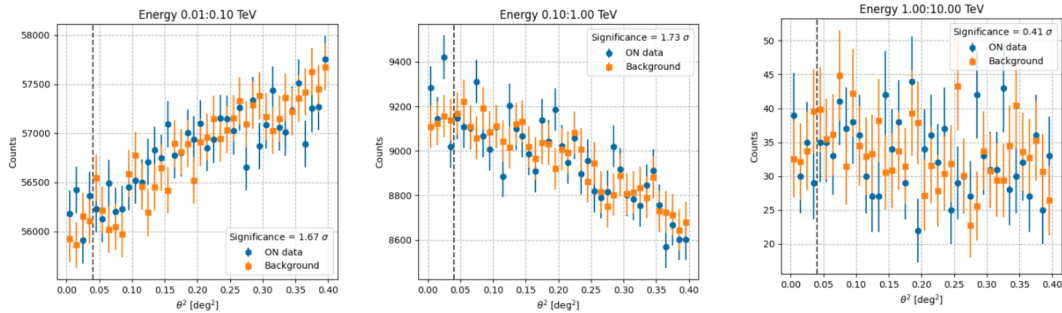
A continuación se presentan las distribuciones de distancia angular ( $\theta^2$ ) para las tres fuentes objeto de nuestro estudio, en la que se evalúa la significancia de los rayos gamma en los intervalos de energía de los rayos gamma suaves [0.01, 0.10] TeV, los rayos gamma de alta energía (HE) [0.10, 1.00] TeV, y los rayos gamma de muy alta energía (VHE) [1.00, 10.00] TeV.



(a) Significancia de NGC 1068



(b) Significancia de PKS 0735+178



(c) Significancia de PKS 1424+240

Figura 3.2: Distribución de  $\theta^2$  para a) NGC 1068, b) PKS 0735+178 y c) PKS 1424+240 entre los eventos de rayos gamma reconstruidos y la posición de la fuente para los rangos de energía [0.01, 0.10] TeV, [0.10, 1.00] TeV y [1.00, 10.00] TeV. Los marcadores azules representan los datos ON (región de señal) y los marcadores naranjas representan el fondo. La línea discontinua indica el corte de  $\theta^2$  en  $0.04 \text{ deg}^2$  utilizado para distinguir entre la señal y el fondo.

## 3.2 Modelado Espectral

Para la obtención de los puntos de flujo de nuestras fuentes de estudio se operó sobre todos los conjuntos de datos generados a partir de las observaciones del LST-1. Concretamente, para el análisis de NGC 1068 se asumió una forma de Ley de Potencias dada por la ecuación

$$\phi(E) = \phi_0 \cdot \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma}, \quad (3.1)$$

donde  $\phi(E)$  es el flujo en función de la energía,  $\phi_0$  es el parámetro de normalización,  $E$  es la energía,  $E_0$  es la energía de referencia y  $\Gamma$  es el índice espectral.

La proximidad de NGC 1068 ( $z = 0.003793 \pm 1.00 \times 10^{-5}$ , según [Huchra et al. \(1999\)](#)) implica que la emisión de rayos gamma de esta fuente no se verá significativamente afectada por la atenuación del fondo extragaláctico de luz (EBL). Utilizamos el rango de energías [0.01, 10.00] TeV para realizar el cálculo del espectro, tomando una división de dos bins por década para tener suficiente estadística en cada rango energético y que nos permita identificar tendencias generales de la fuente y poder comparar nuestros resultados con los del MAGIC en [Acciari et al. \(2019\)](#). Debido a ciertas dificultades en la convergencia del ajuste sobre el conjunto de datos, se optó por utilizar los parámetros espectrales obtenidos en estudios previos, concretamente los reportados por [Ji et al. \(2024\)](#) y [Acciari et al. \(2019\)](#), los cuales se presentan en la Tabla 3.2.

Cuadro 3.2: Parámetros espectrales para la fuente NGC 1068.

Nombre:	NGC1068
<b>Parámetros:</b>	
$\Gamma$ (fijo)	2.36 ( <a href="#">Ji et al., 2024</a> )
$\phi_0$ [ $1 / (\text{TeV s cm}^2)$ ] (fijo)	$1.00 \times 10^{-12}$ ( <a href="#">Acciari et al., 2019</a> )
$E_0$ [GeV] (fijo)	500

Con el fin de afinar los resultados, se restringió el análisis tomando como condiciones de contorno una amplitud mínima de  $\phi(E)_{\min} = 1 \times 10^{-15} \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  y una amplitud máxima de  $\phi(E)_{\max} = 1 \times 10^{-9} \text{ TeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , obteniendo de esta forma los puntos de flujo representados en la Figura 3.3.

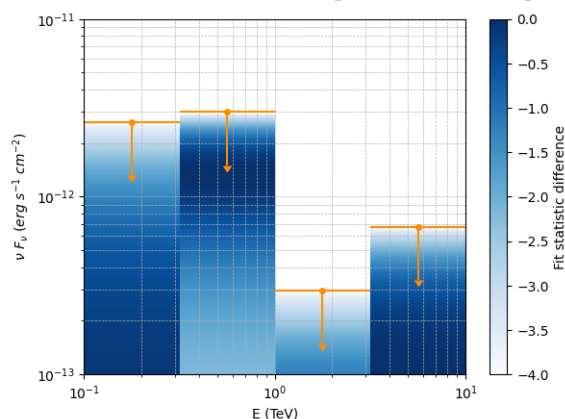


Figura 3.3: Espectro de energía diferencial ( $\nu F_\nu$ ) en función de la energía obtenido del análisis espectral 1D de la fuente NGC 1068. Los límites superiores en naranja representan los datos observacionales, mientras que el fondo sombreado en azul indica la variación en la estadística del ajuste. La barra de color a la derecha muestra la escala de diferencias estadísticas del ajuste.

Para el caso de PKS 0735+178 y PKS 1424+240, optamos por un modelo que parametriza un espectro en forma de parábola logarítmica

$$\phi(E) = \phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha - \beta \log \left( \frac{E}{E_0} \right)}, \quad (3.2)$$

donde el parámetro  $\beta$  controla la curvatura del espectro logarítmico. Un valor de  $\beta > 0$  indica que la pendiente se vuelve más pronunciada a energías más altas, mientras que  $\beta < 0$  expresa una pendiente más suave.

En este caso, la distancia de estas fuentes desempeña un papel fundamental en la atenuación del EBL de los fotones VHE emitidos, lo que distorsiona el espectro observado de rayos gamma a muy altas energías. El valor de sus redshifts sigue siendo objeto de debate, y se han realizado numerosos intentos para restringirlo. Los límites actuales sitúan a PKS 1424+240 en el rango  $z = 0.24 \pm 1.19$  (como se detalla en [Malik et al. \(2022\)](#), [Rovero et al. \(2016\)](#) y [Yang & Wang \(2010\)](#) entre otros) y a PKS 1424+240 en el rango  $z = 0.45 \pm 0.06$  (cuyo análisis de mayor relevancia es el presentado en [Nilsson et al. \(2012\)](#)). Por consiguiente, es necesario limitar nuestro análisis al intervalo de energías de rayos gamma HE [0.1, 1.00] TeV al realizar la estimación de la distribución espectral de energía, dado que los rayos gamma VHE son los más afectados por el fondo extragaláctico.

Tomando entonces este rango de energías y considerando las condiciones de contorno especificadas en la tabla 3.3 para el ajuste del modelo espectral de las fuentes PKS 0735+178 y PKS 1424+240, obtenemos los parámetros de ajuste recogidos en la tabla 3.4 y los puntos de flujo representados en la figura 3.4.

Cuadro 3.3: Condiciones de contorno para el ajuste del modelo espectral de las fuentes PKS 0735+178 y PKS 1424+240.

$\alpha_{\min}$	$\alpha_{\max}$	$\beta_{\min}$	$\beta_{\max}$	$\phi_{0,\min}$ [1 / (TeV s cm <sup>2</sup> )]	$\phi_{0,\max}$ [1 / (TeV s cm <sup>2</sup> )]
0	5	0	2	$1 \times 10^{-14}$	$1 \times 10^{-10}$

Cuadro 3.4: Parámetros espectrales de PKS 0735+178 y PKS 1424+240.

Nombre:	PKS 0735+178	PKS 1424+240
<b>Parámetros:</b>		
$\phi_0$ [1 / (TeV s cm <sup>2</sup> )]	$(2.5 \pm 1.8) \times 10^{-12}$	$(20.5 \pm 8.80) \times 10^{-12}$
$E_0$ [GeV] (fijo)	300	300
$\alpha$	$5.00 \pm 0.01$	$5.00 \pm 0.02$
$\beta$	$1.00 \pm 0.11$	$2.00 \pm 0.10$



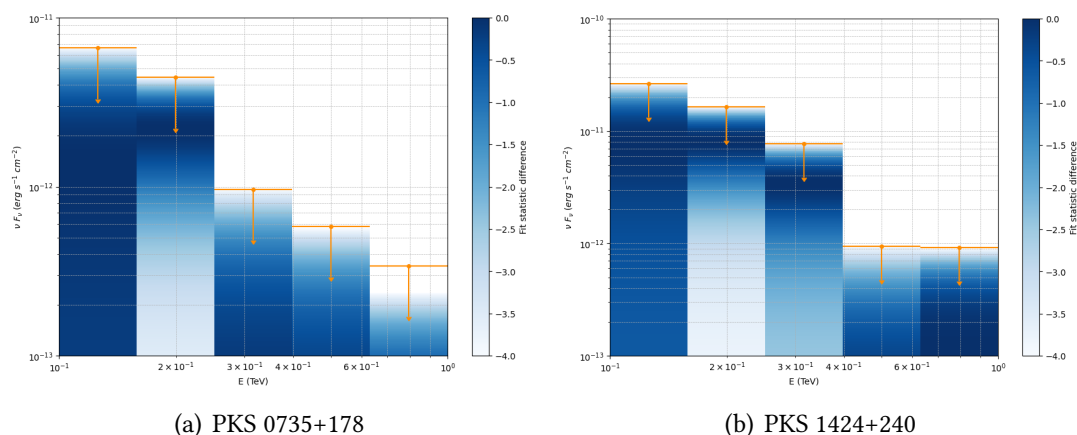


Figura 3.4: Espectro de energía diferencial ( $\nu F\nu$ ) en función de la energía (TeV) obtenido del análisis espectral 1D de las fuentes PKS 0735+178 y PKS 1424+240. Los límites superiores en naranja representan los datos observacionales, mientras que el fondo sombreado en azul indica la variación en la estadística del ajuste. La barra de color a la derecha muestra la escala de diferencias estadísticas del ajuste.

### 3.3 Emisión a Muy Altas Energías por Procesos SSC: Observaciones del LST-1

Nuestro análisis se focalizará en las regiones de alta y muy alta energía, que es el rango en el que opera el LST-1. Comenzando por NGC 1068, los límites superiores de flujo diferencial en la banda VHE obtenidos del conjunto completo de datos del LST-1 y de las observaciones realizadas por MAGIC (detalladas en [Acciari et al. \(2019\)](#)), así como el espectro de energía medido con Fermi-LAT a energías más bajas (obtenidos de [FSSC \(2024\)](#)), se muestran en la Figura 3.5. La emisión de rayos gamma fue detectada hasta 31622.78 MeV por Fermi-LAT, mientras que a energías más altas solo se determinan límites superiores en el flujo de energía.

Para el análisis del comportamiento de la componente de altas energías del espectro de NGC 1068, se adoptó una forma de parábola logarítmica (ec. 3.2) también representada en la Figura 3.5. Los parámetros de ajuste del modelo espectral obtenidos se detallan en la tabla 3.5.

Cuadro 3.5: Parámetros espectrales para el ajuste de la fuente NGC 1068 a VHE.

<b>Nombre:</b>	NGC1068
<b>Parámetros:</b>	
$\phi_0$ [ $1 / (\text{TeV s cm}^2)$ ]	$(2.91 \pm 3.00) \times 10^{-13}$
$E_0$ [GeV] (fijo)	500
$\alpha$	$2.43 \pm 0.37$
$\beta$	$0.01 \pm 0.03$

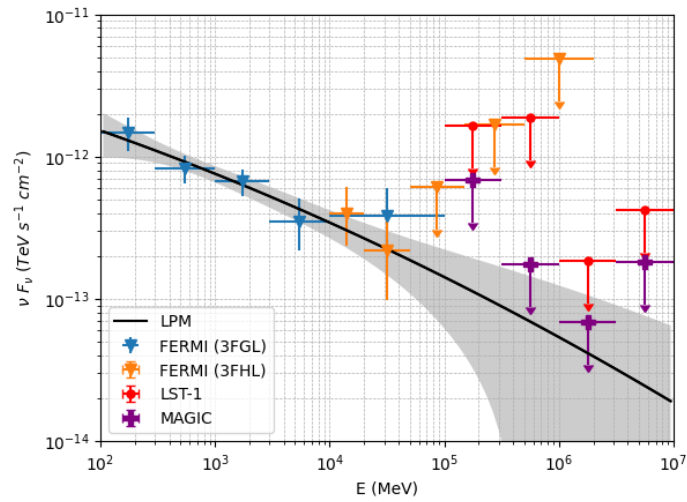


Figura 3.5: Espectro de Energía (SED) de NGC 1068 en el rango de energía de 100 MeV a 10 TeV. En el gráfico se representa el espectro de energía  $\nu F\nu$  en unidades de  $\text{TeV cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , y la energía  $E$  en unidades de MeV. Los datos observacionales pertenecen a los catálogos 3FGL (azul) y 3FHL (naranja) de Fermi-LAT (obtenidos de [FSSC \(2024\)](#)), MAGIC (verde) (extraídos del análisis de [Acciari et al. \(2019\)](#)) y LST-1 (rojo). Las barras de error verticales representan las incertidumbres estadísticas, mientras que las flechas indican límites superiores. La banda negra corresponde a un modelo de ley de potencias en forma de parábola logarítmica (LPM), y la zona sombreada indica el rango de incertidumbre del modelo teórico ajustado a los datos observacionales.

La Distribución Espectral de Energía de PKS 0735+178 y PKS 1424+240 en el rango VHE, junto con el modelo espectral ajustado se muestra en la Figura 3.6. La SED incluye datos de Fermi-LAT (catálogos 3FGL y 3FHL), VERITAS (datos obtenidos del estudio desarrollado en [Acharyya et al. \(2023\)](#)) y el LST-1.

Para estas fuentes, un aspecto a destacar de sus distribuciones de energía, es la pronunciada disminución del flujo sobre los  $\sim 100$  GeV. Es por esta característica por lo que se ha optado por un modelo que parametrize un espectro de ley de potencias con corte, de forma

$$\phi(E) = \phi_0 \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} \exp(-(\lambda E)^\alpha) \quad (3.3)$$

donde  $\lambda$  es el parámetro de corte que está relacionado con la energía en la que comienza a observarse un descenso exponencial en el flujo espectral. Los parámetros de ajuste se recogen en la tabla 3.6.

Cuadro 3.6: Parámetros espectrales que modelan el corte en flujo de PKS 0735+178 y PKS 1424+240.

Nombre:	PKS 0735+178	PKS 1424+240
<b>Parámetros:</b>		
$\Gamma$	$1.93 \pm 0.03$	$1.76 \pm 0.01$
$\phi_0 [1 / (\text{TeV s cm}^2)]$	$(9.48 \pm 1.60) \times 10^{-11}$	$(48.6 \pm 3.9) \times 10^{-11}$
$E_0 [\text{GeV}]$ (fijo)	300.00	300.00
$\lambda [1 / \text{TeV}]$	$14.0 \pm 3.2$	$10.4 \pm 1.2$
$\alpha$ (fijo)	1.00	1.00

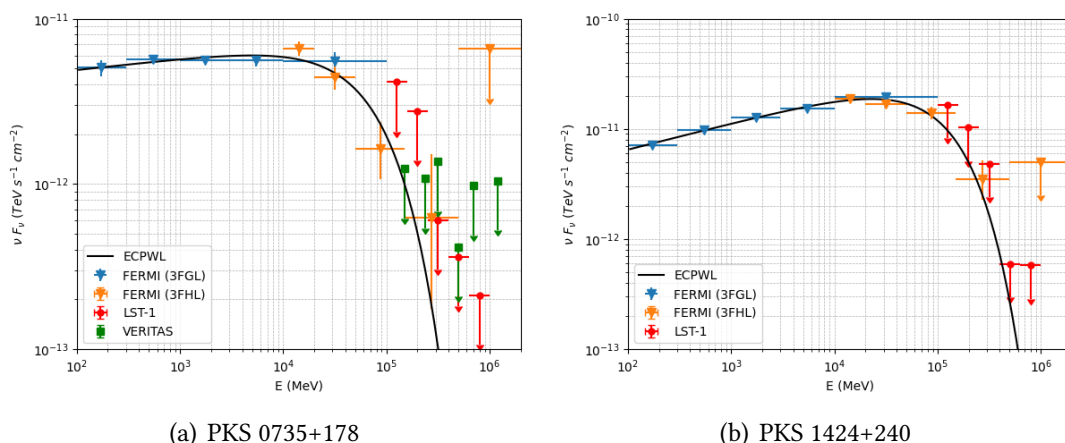


Figura 3.6: SED de a) PKS 0735+178 y b) PKS 1424+240 en el rango de energía de 100 MeV a 2 TeV. Los datos observacionales corresponden a los catálogos 3FGL (azul) y 3FHL (naranja) de Fermi-LAT (FSSC, 2024) VERITAS (verde) (extraídos del análisis de Acharyya et al. (2023)) y LST-1 (rojo). Las barras de error en los puntos espectrales representan las incertidumbres estadísticas, mientras que las flechas indican los límites superiores. La banda negra corresponde a un modelo de ley de potencias con corte exponencial (ECPWL), y la zona sombreada indica el rango de incertidumbre del modelo teórico ajustado a los datos observacionales.

### 3.4 Estimación del Redshift de PKS 0735+178 y PKS 1424+240

En la sección 3.3, hemos analizado el flujo observado  $F_{obs}$  de cada una de las fuentes extragalácticas asumiendo un modelo espectral de la forma  $dN/dE = f_0(E/E_0)^{-\alpha}$ , donde  $\alpha$  era el índice de la ley de potencias que determinaba la variación del flujo con la energía. Sin embargo, se observa una diferencia significativa entre el espectro del AGN de la galaxia Seyfert NGC 1068 y el de los blazares PKS 0735+178 y PKS 1424+240, especialmente en lo que respecta a la marcada disminución del flujo de rayos gamma a muy altas energías. Esta diferencia entre las dos distribuciones espectrales de energía observada claramente en PKS 0735+178 y PKS 1424+240, pero no en NGC 1068, se atribuye, entre otras razones, a que estos blazars se sitúan a un redshift mayor, lo que resulta en una disminución notable del espectro VHE observado debido a la interacción entre los fotones VHE emitidos por la fuente y los del EBL.

Cuantitativamente, el efecto de la interacción de los fotones VHE con el EBL es una atenuación exponencial del flujo por un factor  $\tau(E, z)$ , donde  $\tau$  es la profundidad óptica, dependiente tanto de la energía del fotón como del redshift de la fuente. Así, el espectro de energía observado está relacionado con el emitido según

$$F_{obs} = F_{em} \cdot e^{-\tau(E,z)} \quad (3.4)$$

Por lo tanto, y a partir de esta expresión, podemos inferir el espectro emitido (o intrínseco) de la fuente, de-absorbiendo el espectro observado. Y, alternativamente, si se conoce el espectro intrínseco de la fuente, dado el coeficiente de absorción  $\tau$ , podemos estimar el redshift de las fuentes de forma indirecta.

En el presente Trabajo de Fin de Máster, emplearemos el segundo enfoque empírico para estimar un límite superior seguro para el redshift de PKS 0735+178 y PKS 1424+240. En este método hacemos varias suposiciones y aproximaciones que hacen que los valores inferidos estén sesgados. En primer lugar asumimos una parábola logarítmica como forma espectral intrínseca de la fuente y la ajustamos solamente a los datos de Fermi-LAT, asumiendo que es el espectro intrínseco ( $F_{em}$ ), sin atenuación debida al EBL. Esta hipótesis no es del todo correcta, ya que el espectro de Fermi-LAT puede estar ab-

sorbido en cierta extensión a las más altas energías (aunque no tanto como la atenuación que sufriría el espectro observado por LST-1). Obtenidos los parámetros espectrales de la parábola logarítmica solamente con las observaciones de Fermi-LAT, ajustamos una segunda vez los datos de Fermi-LAT junto con los de LST-1. En este segundo ajuste asumimos un modelo de parábola logarítmica multiplicado por el término de atenuación EBL ( $F_{obs}$  en ec. 3.4), dejando solamente libre el parámetro redshift. El modelo EBL tomado para este ajuste, es el desarrollado por [Saldana-Lopez et al. \(2021\)](#), el cual nos ha proporcionado los valores del redshift recogidos en la tabla 3.7, mientras que los modelos ajustados intrínseco y observado (de-absorbido) resultantes se muestran en la Figura 3.7.

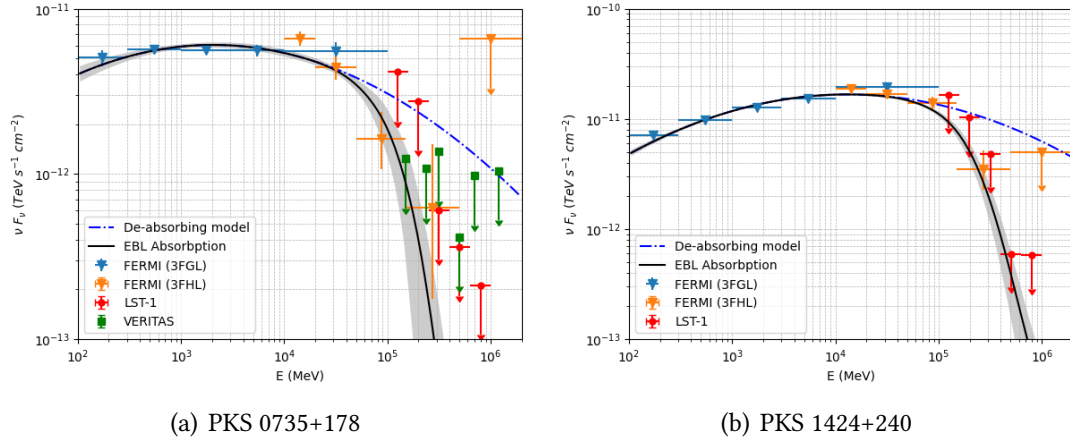


Figura 3.7: Distribución Espectral de Energía (SED) de a) PKS 0735+178 y b) PKS 1424+240. Se muestra el espectro de-absorbido (línea punteada azul) junto con el modelo de absorción EBL (banda negra) ajustado para la obtención del redshift de cada una de las fuentes. La zona sombreada indica el rango de incertidumbre estadística del modelo espectral ajustado a los datos observacionales.

Cuadro 3.7: Estimación indirecta del redshift de las fuentes PKS 0735+178 y PKS 1424+240.

Nombre:	redshift
PKS 0735+178	$0.73 \pm 0.27$
PKS 1424+240	$0.43 \pm 0.08$

### 3.5 Curvas de luz

En esta sección, evaluaremos la variabilidad de la emisión en la banda de los rayos gamma de las fuentes NGC 1068, PKS 0735+178 y PKS 1424+240. Las figuras 3.8 presentan la evolución del flujo integrado en las curvas de luz de cada una de las fuentes durante los periodos de observación expuestos en la tabla 3.1. En los tres casos analizados, se observa que el flujo de rayos gamma es bajo y la detección no es significativa durante el periodo de observación ( $S < 4\sigma$ , según [Li & Ma \(1983\)](#)). Sin embargo, se destaca una excepción en la fuente PKS 0735+178, durante la observación realizada en la noche del 10 de diciembre de 2023, entre las 04:10:33.559 y las 04:56:20.337 (UTC), donde se registró una significancia de señal de  $4.23\sigma$  en el rango de energía comprendido entre los 0.01-10.00 TeV, exhibiendo un flujo medio de  $(13.7 \pm 3.4 \times 10^{-11})$  fotones  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

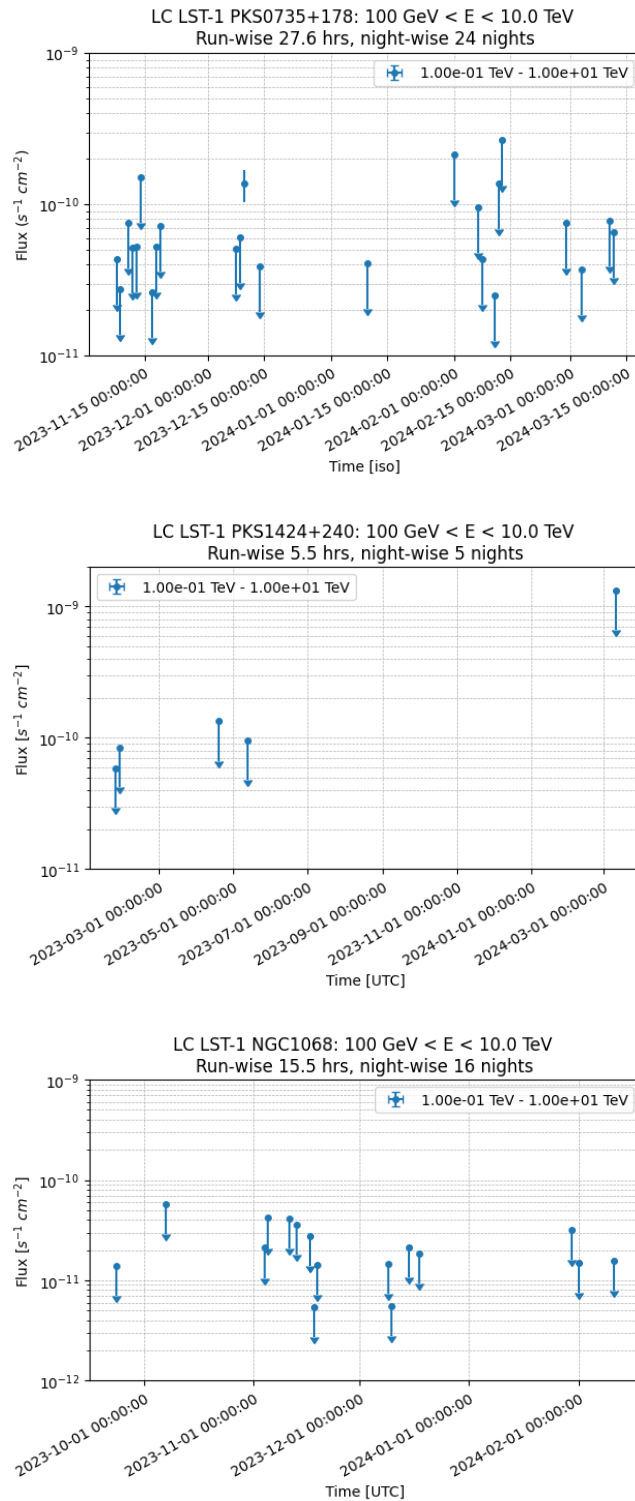


Figura 3.8: Curvas de luz (LC) del Seyfert NGC 1068 y los blazars PKS 0735+178 y PKS 1424+240 observada con LST-1 en el rango de energía entre 100 GeV y 10 TeV. La gráfica muestra el flujo en unidades de  $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  a lo largo del tiempo en UTC. Cada punto en la gráfica representa el promedio de las observaciones llevadas a cabo durante esa noche, con barras de error verticales que indican las incertidumbres estadísticas. Las flechas hacia abajo señalan límites superiores en el flujo, correspondientes a detecciones no significativas.

A continuación, en la figura 3.9, se presentan las distribuciones de distancia angular ( $\theta^2$ ) correspondientes a las observaciones realizadas durante esa noche. Estas distribuciones permiten evaluar la significancia de la detección de rayos gamma provenientes de la fuente PKS 0735+240 en diferentes rangos energéticos, observando una significancia de  $3.92\sigma$  en el rango de los rayos gamma de alta energía (HE).

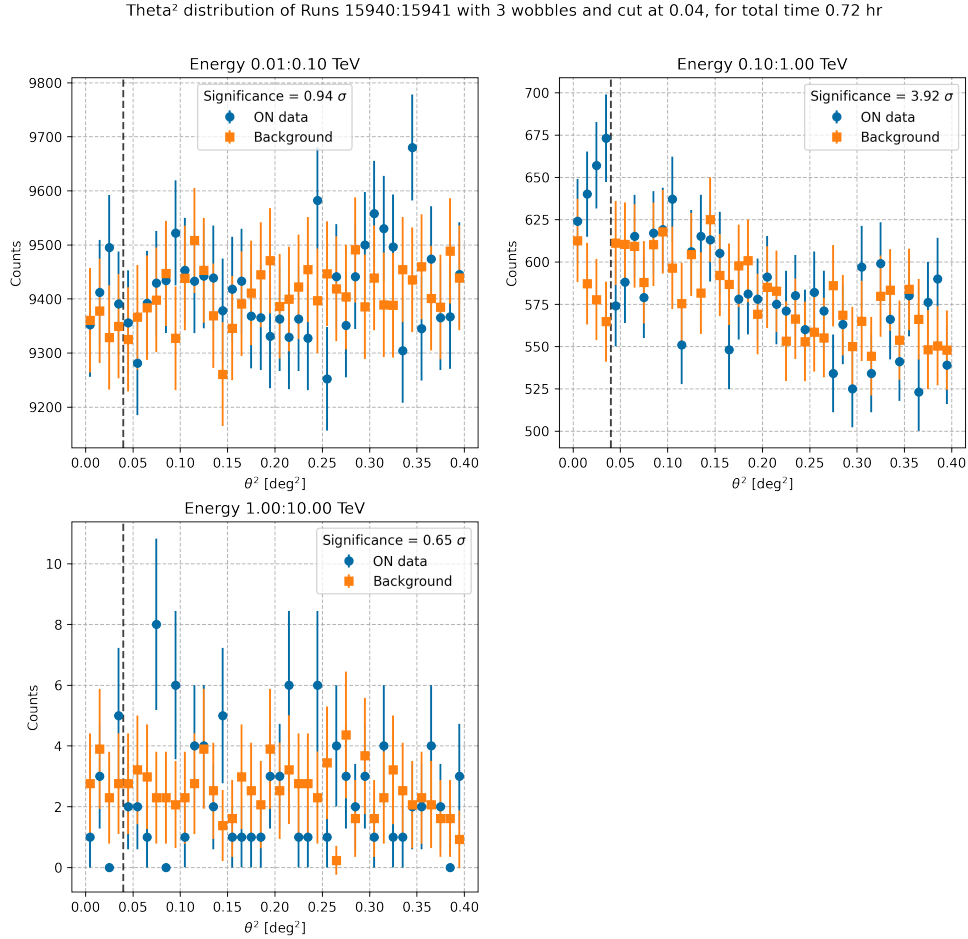


Figura 3.9: Distribución de la distancia angular al cuadrado ( $\theta^2$ ) para el blazar PKS 0735+178 entre los eventos de rayos gamma reconstruidos y la posición de la fuente para los rangos de energía [0.01, 0.10] TeV, [0.10, 1.00] TeV y [1.00, 10.00] TeV, durante las observaciones realizadas en la noche del 10 de diciembre de 2023, entre las 04:10:33.559 y las 04:56:20.337 (UTC). Los marcadores azules representan los datos ON (región de señal) y los marcadores naranjas representan el fondo. La línea vertical discontinua indica el corte de  $\theta^2$  en  $0.04 \text{ deg}^2$  utilizado para distinguir entre la señal y el fondo. Los valores de significancia para cada rango de energía se proporcionan en los gráficos, siguiendo el método desarrollado en (Li & Ma, 1983).

## 3.6 SED Multifrecuencia

El modelo de emisión de banda ancha ha sido descrito de forma exitosa mediante la aplicación de los modelos leptónicos tratados en el sección 1.2. Sin embargo, el origen del pico de la componente de alta energía de la SED de fuentes tales como las del Seyfert NGC 1068 y los blazars PKS 0735+178 y PKS 1424+240, sigue siendo objeto de debate. Para modelar esta componente se han propuesto modelos hadrónicos que han demostrado ser efectivos en investigaciones anteriores, especialmente en el ámbito de la emisión de neutrinos (ver en detalle en [Petropoulou et al. \(2020\)](#)).

Cada modelo tiene sus puntos fuertes y limitaciones, por lo que para analizar las distribuciones espectrales de energía de nuestras fuentes emplearemos un modelo SSC de una sola componente basado en el análisis llevado a cabo en [Tavecchio et al. \(1998\)](#), que considera que la emisión total proviene de una única región emisora esférica y homogénea en el jet, con un tamaño  $R$ , un factor de Lorentz  $\gamma$  y un campo magnético  $B$ .

Veremos que en el enfoque empleado se asumen modelos leptónicos para explicar las componentes de baja y alta energía de la SED. En la estructura de doble joroba que aparece en las SEDs, se le atribuye la de bajas frecuencias a la radiación sincrotrón, mientras que la de alta energía se modela a través de procesos SSC. Para el análisis realizado, se asume que la población de electrones dentro del motor central sigue una ley de potencias quebrada de la forma

$$n(\gamma) = \begin{cases} K\gamma^{-p} & \text{si } \gamma_{\min} \leq \gamma < \gamma_b \\ K\gamma_b^{p_1-p}\gamma^{-p} & \text{si } \gamma_b \leq \gamma \leq \gamma_{\max}, \end{cases} \quad (3.5)$$

donde  $K$  es una constante de normalización,  $\gamma_b$  es el valor del factor de Lorentz donde ocurre el quiebre de la distribución,  $\gamma_{\min}$  y  $\gamma_{\max}$  son los valores mínimos y máximos del factor de Lorentz en las poblaciones de electrones, y,  $p$  y  $p_1$  son los índices de la ley de potencia antes y después del quiebre respectivamente.

A continuación se muestran las SED de cada una de las fuentes de estudio, a las que se le ha ajustado un modelo de una componente haciendo uso de la librería JetSet ([Tramacere, 2024](#)), considerando una distribución de electrones descrita por la función de ley de potencias 3.5. Los parámetros de ajuste del modelo leptónico se detallan en la tabla 3.8.

Cuadro 3.8: Parámetros de ajuste del modelo leptónico de una componente para las fuentes NGC 1068, PKS 0735+178 y PKS 1424+240.

Parámetros	NGC 1068	PKS 0735+178	PKS 1424+240
$\gamma_{\min}$ ( $\times 10^3$ )	0.54	1.10	0.34
$\gamma_b$ ( $\times 10^4$ )	1.81	0.95	2.91
$\gamma_{\max}$ ( $\times 10^6$ )	2.30	101.66	0.56
$p$	1.67	2.93	2.38
$p_1$	4.06	4.07	5.32

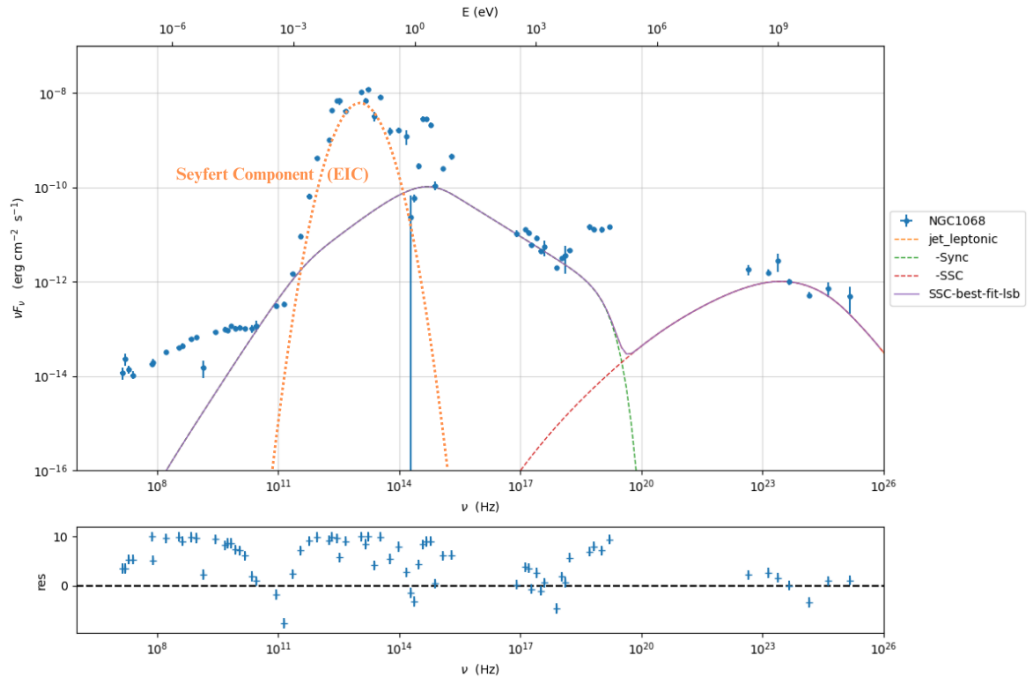


Figura 3.10: SED de banda ancha de NGC 1068 asumiendo un modelo leptónico de una componente. En la gráfica se muestran los datos observacionales correspondientes a 12 años de observación llevados a cabo por FERMI (puntos azules)(obtenidos de FERMILPSC) y los diferentes componentes del modelo ajustado: emisión sincrotrón (Sync, línea roja discontinua), sincrotrón self-Compton (SSC, línea discontinua verde) y componente EIC del disco de acreción (EIC, línea discontinua naranja). La curva sólida morada representa el ajuste global del modelo de una componente (SSCbestfitlsb) y la figura inferior muestra los residuos de los datos con respecto al modelo ajustado.

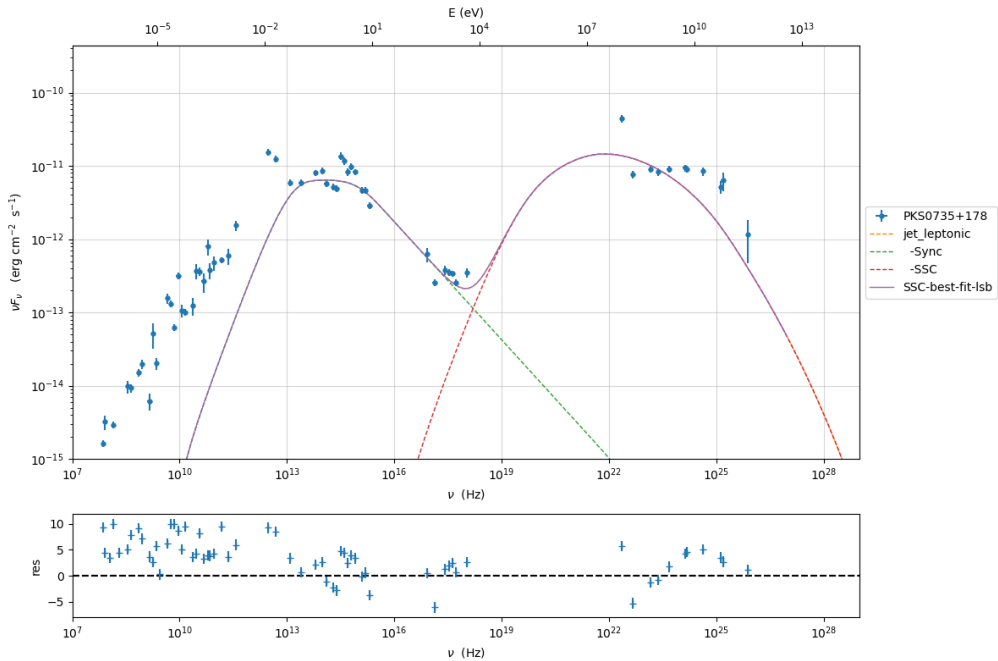


Figura 3.11: SED de banda ancha de PKS 0735+178 siguiendo la metodología descrita en la figura 3.10.



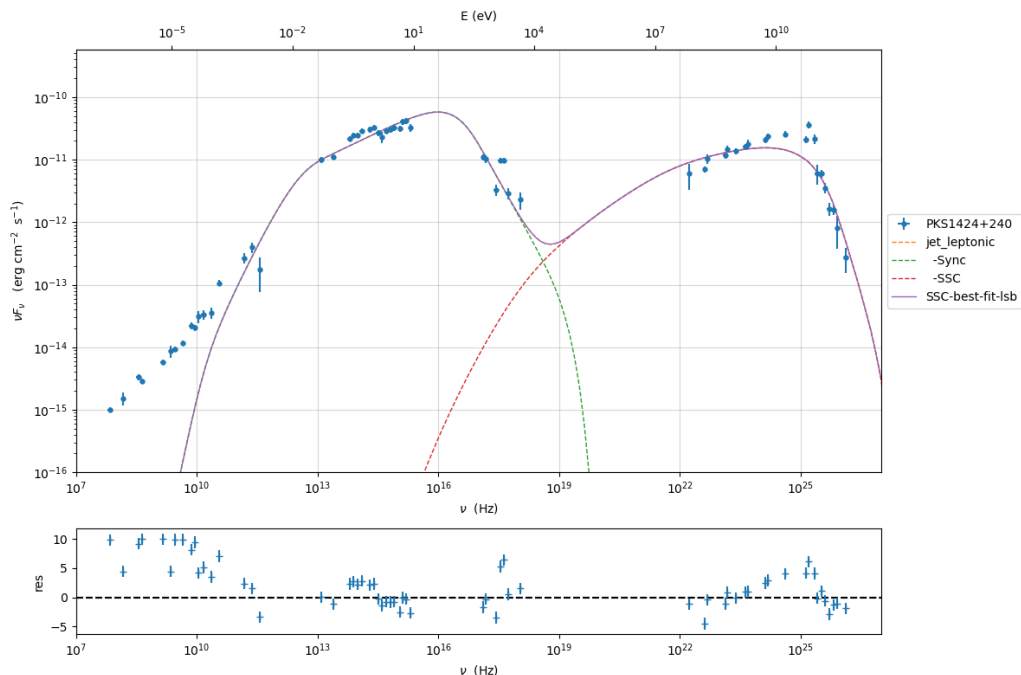


Figura 3.12: SED de banda ancha de PKS 1424+240 siguiendo la metodología descrita en la figura 3.11.

En la tabla 3.9, se presenta la caracterización de los parámetros físicos del Seyfert NGC 1068 y los blazars PKS0735+178 y PKS1424+240 obtenida a partir de los modelos leptónicos ajustados a las observaciones. Cada parámetro ha sido determinado a partir de observaciones multi-frecuencia, lo que proporciona una visión general de la estructura y dinámica de los núcleos activos.

Cuadro 3.9: Caracterización de los AGNs del Seyfert NGC 1068 y los blazars PKS 0735+178 y PKS 1424+240

Parámetros	NGC 1068	PKS 0735+178	PKS 1424+240
(1) $R$ [cm]	$1.52 \times 10^{17}$	$6.91 \times 10^{15}$	$7.75 \times 10^{15}$
(2) $B$ [G]	0.01	0.24	0.22
(3) $\delta$	8.50	43.13	40.01
(4) $z$	0.004	0.45	0.25
(5) $N$ [ $1/cm^3$ ]	$3.76 \times 10^{-3}$	$1.61 \times 10^2$	$1.67 \times 10^1$

(1) Tamaño de la región de emisión, (2) Intensidad del campo magnético, (3) Factor de Doppler, (4) redshift, (5) Densidad de electrones.



## 4 | Discusión

En el presente Trabajo de Fin de Máster se ha realizado un extenso trabajo técnico, basado en la utilización de la librería de código abierto Gammapy, con el objetivo de simular y reconstruir los datos obtenidos por el telescopio LST-1. Este desarrollo ha sido clave para llevar a cabo un análisis de nivel DL3, indispensable en la evaluación y caracterización de fuentes emisoras de rayos gamma. Entre los objetos de estudio analizados mediante esta metodología se encuentran los AGNs de NGC 1068, PKS 0735+178 y PKS 1424+240.

El análisis comenzó con el estudio de las distribuciones de distancia angular ( $\theta^2$ ) de estos objetos. Los resultados indicaron que no se observó ningún exceso significativo (obteniendo una significancia estadística  $<5\sigma$ , límite estándar que se asume para la detección) de rayos gamma proveniente de estas fuentes en el rango de energía del LST-1. Debido a la no detección, solamente se puede acotar la emisión de rayos gamma de estas fuentes. Esto precisamente, es lo que se contempla en la sección 3.2, pues tras ajustar los distintos modelos teóricos al conjunto de datos total obtenido en cada una de las fuentes, se obtuvieron límites superiores en el flujo de rayos gamma, que indican el máximo flujo proveniente de estas fuentes, sin que la señal haya sido detectada de manera significativa por el LST-1, y que expresan con un 95 % de nivel de confianza que la verdadera intensidad de la señal no supera ese límite en caso de no haber detectado señal alguna (Abdalla et al., 2019).

Partiendo de los límites superiores obtenidos en el análisis de NGC 1068 (ver figura 3.3), es importante destacar que nuestro estudio se focalizó en el rango de los rayos gamma de entre 0.1 y 1.0 TeV, con el objetivo de comparar nuestros resultados directamente con los reportados en Acciari et al. (2019). En la figura 3.5, los límites superiores obtenidos por el LST-1 se exponen junto a las observaciones realizadas por Fermi-LAT y MAGIC. Los puntos espectrales obtenidos por Fermi-LAT dominan el espectro de energía en el rango de los rayos gamma de baja energía, mientras que los resultados del LST-1 y MAGIC aportan información especialmente relevante a más altas energías, por encima de los 100 GeV. Es notable que los resultados del LST-1 son cruciales para cubrir el vacío dejado por las mediciones de Fermi-LAT en las regiones más energéticas del espectro, siendo más restrictivos que los límites superiores reportados en el catálogo 3FHL. Además, se observa que nuestros resultados son compatibles con los del MAGIC. Se puede apreciar, que a pesar de que los límites superiores obtenidos por MAGIC son más restrictivos que los nuestros, es importante señalar que sus observaciones se realizaron durante aproximadamente 125 horas de tiempo efectivo de observación, en contraste con las 13.5 horas del LST-1. Esto sugiere que, con un mayor tiempo de observación, los resultados del LST-1 podrían restringir aún más el espectro de rayos gamma de la fuente en el rango de altas energías.

En lo referente a los blazars PKS 0735+178 y PKS 1424+240, se centró el análisis en el rango de energía  $<1.0$  TeV, pues los rayos gamma se ven significativamente afectados por la absorción del EBL a energías mayores. Ya a energías de  $\sim 200$ -500 GeV, la absorción se vuelve notable incluso para fuentes a redshifts  $z = [0.1, 0.5]$ , que es donde los análisis realizados por Nilsson et al. (2012), Acharyya et al. (2023), Acharyya et al. (2023) y Padovani et al. (2022), entre otros, sitúan a estas fuentes. Estos blazars presentan, como característica común, un corte espectral en la SED en la región de los rayos gamma VHE. Esta abrupta disminución en el flujo se produce por encima del pico de emisión de la componente de altas energías de la SED, que se sitúa en torno a los 50 GeV en el caso de PKS 0735+178 y cerca de los 100 GeV en PKS 1424+240. Estos hallazgos son consistentes con los reportados por Tavecchio et al. (2010), donde, tras analizar una amplia muestra de BL Lacs (incluyendo nuestras fuentes), se observa que el pico de la componente IC se encuentra alrededor de los 100 GeV. La tan marcada diferencia entre las distribuciones seguidas por los rayos gamma suaves y HE con los VHE se puede atribuir en primera instancia a una ruptura intrínseca del espectro emitido por la fuente. Y, un segundo efecto que influye en la distribución de las pendientes de TeV, es la interacción de los fotones VHE emitidos por la fuente con el EBL (interacción  $\gamma_{VHE} - \gamma_{EBL}$ ). Por lo que una de las hipótesis más discutidas, es que el redshift al que se sitúan las fuentes este subestimado.

Veamos, que a pesar de que el valor más utilizado es el reportado en Nilsson et al. (2012), que sitúa a PKS 0735+240 en un redshift de  $z = 0.45 \pm 0.06$ , este valor podría ser mayor, alrededor de  $z \approx 0.8$ , como se propone cuantitativamente en Acharyya et al. (2023). Esta suposición concuerda con nuestros resultados, ya que en la sección 3.4 estimamos como límite superior seguro un redshift de  $z = 0.73 \pm 0.27$ . En cuanto a PKS 1424+240, mientras que algunos de los estudios más recientes lo sitúan en  $z = 0.24 \pm 0.11$  (Malik et al., 2022), otros como el de Padovani et al. (2022) lo ubican en  $z = 0.604$ . En nuestro caso, proponemos un valor más restrictivo de  $z = 0.43 \pm 0.08$ .

Como se menciona en Morcuende (2023), aunque el método que hemos empleado para la estimación del redshift ha producido resultados satisfactorios en otros análisis, como los realizados para MAGIC J2001+435 (Aleksić et al., 2014) o S5 0716+714 (Ahnen et al., 2018), también existen estudios en los que se obtienen valores inconsistentes. Un ejemplo de ello es PKS 0447-439, con una estimación inicial de  $z = 0.20$  por Prandini et al. (2012), que posteriormente fue revisada y ajustada a un valor de  $z = 0.343$  Muriel et al. (2015). Las diversas limitaciones y suposiciones al estimar el redshift de una fuente mediante este método se detallan en Prandini et al. (2010), donde también se recogen numerosas estimaciones correctas del redshift de varios blazars emisores de rayos gamma.

Otra hipótesis que debe considerarse es la posible absorción de los rayos gamma emitidos por la fuente en una región de líneas anchas o estrechas, ubicada en las inmediaciones del motor central de la emisión. Este fenómeno podría influir significativamente en la cantidad de radiación gamma observada desde la Tierra (Böttcher & Els, 2016).

Una de las conclusiones que podemos extraer de las observaciones del LST-1 es que, en cualquier caso, la caída del flujo de la componente de altas energías de la SED se produce a energías ligeramente más bajas en PKS 0735+178 ( $\sim 50$  GeV) que en PKS 1424+240 ( $\sim 100$  GeV), lo que sugiere que, si la atenuación debida al EBL fuera el único factor en juego, PKS 0735+178 debería estar ubicado a un redshift mayor que PKS 1424+240. Esto también se evidencia en los puntos espectrales obtenidos por Fermi-LAT en torno a energías de  $87^{+70}_{-37}$  GeV y  $274^{+226}_{-124}$  GeV, que se encuentran en el rango donde la atenuación por el EBL comienza a ser significativa a redshifts moderados. Al comparar la disminución del flujo entre los rayos gamma suaves (representados en la Figura 3.6 por el catálogo 3FGL de Fermi-LAT), se observa una diferencia más pronunciada en el caso de PKS 0735+240. Esto implica que a mayor distancia recorrida por los fotones HE emitidos por la fuente, aumenta la probabilidad de absorción, resultando en una caída más notable en el flujo observado.

En relación con la comparación de los resultados obtenidos por LST-1 con los catálogos de Fermi-LAT, se puede afirmar que el LST-1 contribuye significativamente al modelado del corte espectral en las regiones más energéticas de la SED. Además, cuando se contrastan nuestros resultados con las observaciones de VERITAS para PKS 0735+178, se observa que nuestros datos son más restrictivos, sugiriendo una caída más abrupta en el flujo. Esto podría indicar, tal como se menciona en el artículo de Acharyya et al. (2023), que la fuente podría estar a un redshift mayor al estimado anteriormente por Nilsson et al. (2012).

El análisis de las curvas de luz de las fuentes NGC 1068, PKS 0735+178 y PKS 1424+240, para energías  $> 100$  GeV, presentado en la sección 3.5, reveló que las detecciones no resultaron significativas en el espectro de los rayos gamma, obteniendo una significancia estadística de señal por debajo de los  $5\sigma$ , lo que es compatible con la no detección según los criterios de Li & Ma (1983). Por tanto, solo se obtuvieron límites superiores al flujo integrado durante los meses en que se realizaron las observaciones, con la excepción de la evidencia de detección en la curva de luz de PKS 0735+178, mostrada en la figura 3.8(a). En esta fuente, se calcula un flujo de  $(14 \pm 3) \times 10^{-11}$  fotones  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  durante la noche del 10 de diciembre de 2023, con una significancia promedio de  $\approx 4\sigma$  durante las dos observaciones realizadas esa misma noche (tiempo efectivo 0.7 h).

Esta observación es categorizada como “evidencia de detección” debido a que presenta un valor de significancia inferior a  $5\sigma$ . No obstante, este resultado no debe ser ignorado, por lo que procederemos a analizar las posibles causas subyacentes.

Tras analizar las distribuciones de  $\theta^2$  (ver figura 3.9) correspondientes a las observaciones realizadas entre las 04:10 y las 04:56 (UTC), parece que esta evidencia significativa se da en el rango de los rayos gamma HE, con una significancia estadística de  $3.9\sigma$ . La forma de la distribución  $\theta^2$  para esa noche es algo extraña, ya que una clara detección implicaría que el valor de  $\theta^2$  picara a valores  $\theta^2 \rightarrow 0$ . Por tanto, parece que este valor de significancia habría que considerarlo cuidadosamente, pudiendo ser resultado de un artefacto estadístico proveniente de una mala reconstrucción de la señal (a causa, por ejemplo, de unas condiciones de observación poco óptimas).

Alternativamente este exceso podría explicarse como un *flare*, un episodio transitorio de emisión súbita y significativa de radiación, pudiendo ocurrir en diversas longitudes de onda, desde el espectro de radio hasta los rayos gamma. Concretamente, en el caso los flares originados en AGNs, suelen darse en el rango de los rayos gamma, los rayos X, o incluso en el rango óptico. Estos se deben a procesos altamente energéticos en el núcleo galáctico, como la aceleración de partículas relativistas en el jet del agujero negro supermasivo. Se caracterizan por tener una duración corta, que puede variar desde minutos hasta días y dan lugar a un aumento del brillo del objeto en cuestión. La duración de estos flares está relacionada con el tamaño de la región en la que se produce la emisión, siendo necesarias regiones relativamente pequeñas para explicar las variabilidades temporales cortas que se observan en algunos AGNs.

Los flares suelen estar seguidos por una fase de decaimiento en la que la luminosidad disminuye de manera gradual. Esto es evidente en las dos observaciones realizadas durante la noche, donde se observa un flujo de  $(17.5 \pm 4.7) \times 10^{-11}$  fotones  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , exhibiendo una significancia de  $3.6\sigma$  en la primera observación, que tuvo lugar entre las 04:10 y 04:32 (UTC), seguida de una disminución de la significancia a  $1.6\sigma$  con un flujo observado de  $(9.7 \pm 4.7) \times 10^{-11}$  fotones  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  en la segunda observación, realizada entre las 04:32 y 04:56 (UTC). Mostrando una caída en flujo de  $(7.8 \pm 4.7) \times 10^{-11}$  fotones  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  en aproximadamente una hora de observación.

Como punto final en este manuscrito se presenta un estudio de la emisión de banda ancha de las fuentes NGC 1068, PKS 0735+178 y PKS 1424+240. Tal y como se describe en la sección 3.6. Para su caracterización se ha optado por el modelo leptónico SSC más sencillo, que considera una sola región de emisión, lo que permite tener una visión más general de las fuentes objeto.

Es importante señalar que el análisis se basa en observaciones del archivo [FSSC \(2024\)](#) acumuladas durante una década sin restricciones a un periodo temporal corto y concreto. Por lo que, dado que estas fuentes son variables, es de esperar que la SED multifrecuencia varíe con el tiempo, lo que dificulta interpretar las observaciones asumiendo un modelo estático.

En el caso de NGC 1068, el modelado es más complejo debido a su naturaleza como galaxia Seyfert, donde la contribución del jet no domina sobre las demás componentes de emisión, a diferencia de lo que ocurre en los blazares. Es por ello, que para explicar el *bump* que aparece en el rango óptico, y que queda por encima de la curva del modelo SSC empleado, se requiere de un modelo leptónico sofisticado que asuma más de una zona (ver detalles de este modelo en ([Tavecchio et al., 2011](#))). Concretamente, este *bump* se le atribuye a la emisión del disco de acreción ([Lenain et al., 2011](#)).

En cuanto a PKS 0735+178, parece que el modelo de una sola zona no reproduce adecuadamente las observaciones, especialmente en las frecuencias de radio y en la banda de rayos gamma. Esto sugiere, como en el caso anterior, la necesidad de emplear modelos leptónicos más complejos o incluso modelos hadrónicos, que parecen ayudar a describir más adecuadamente la parte más energética del espectro, como el que se propone en el análisis de [Acharyya et al. \(2023\)](#).

En contraste, la SED de PKS 1424+240 parece describirse de manera correcta mediante el modelo de zona única, describiendo en rasgos generales las observaciones multifrecuencia. No obstante, presenta dificultades para explicar correctamente el pico de emisión de la componente IC y la emisión de radio.

Un punto en común en el ajuste de los modelos de las tres fuentes, es que parece que el modelo de una zona no parece ajustar bien los datos de la región de las radio frecuencias. Este hecho, se debe a que los fotones de radio están fuertemente auto-absorbidos, por lo que se asume que la emisión en longitudes de onda de radio proviene de una región diferente (Tavecchio et al., 1998).

Como cierre del estudio llevado a cabo en esta sección, el presente Trabajo de Fin de Máster contribuye a los esfuerzos para el avance en el estudio de la astrofísica de rayos gamma VHE. En particular, se han alcanzado dos objetivos principales durante su realización: por un lado, **se ha caracterizado la emisión de rayos gamma de AGNs candidatos a emisión de neutrinos** de la galaxia Seyfert NGC 1068 y los blazars PKS 0735+178 y PKS 1424+240, y en el proceso, **se ha realizado un seguimiento de la puesta en marcha del LST-1**.

# 5 | Conclusiones

Del análisis de los datos obtenidos por el LST-1 en el rango energético de los rayos gamma, se obtuvieron los siguientes resultados:

- **La no detección significativa en ninguno de los rangos energéticos del espectro de los rayos gamma:** este resultado es un indicativo de que la fluencia de fotones gamma de las fuentes analizadas se encuentra por debajo de la curva de sensibilidad del LST-1 ilustrada en la Figura 1.7, por lo que se requeriría de más tiempo de observación efectiva para conseguir detecciones significativas.
- **La obtención de límites superiores en flujo diferencial:** tras la aplicación de distintos modelos espectrales basados en estudios anteriores realizados por otros instrumentos, se consiguió obtener límites superiores a la emisión de rayos gamma en el rango [0.10, 10.00] TeV en el caso de NGC 1068 y [0.10, 1.00] TeV para las PKS 0735+178 y PKS 1424+240, donde ya vislumbramos la atenuación por EBL de los fotones VHE emitidos por estos blazars debido a su lejana situación, en comparación con la de NGC 1068.
- **Restricción del modelo de emisión:** gracias a los límites superiores obtenidos por LST-1 pudimos inferir el comportamiento espectral de las fuentes objeto en la región más energética que no cubre Fermi-LAT, lo que nos permitió caracterizar el corte espectral que se produce en el rango VHE de los blazars PKS 0735+178 y PKS 1424+240.
- **Estimación del redshift:** guiados por la observación del corte espectral y aplicando un enfoque empírico, se realizó una estimación de un límite superior seguro para el redshift de estos blazars. Como resultado obtuvimos como límite superior seguro para PKS 0735+178 un valor de  $z_+ = 0.73 \pm 0.27$  y de  $z_+ = 0.43 \pm 0.08$  para PKS 1424+240. Pese a ser una estimación basada en que el espectro de rayos gamma VHE no puede ser más duro que el de HE, obtenemos resultados coherentes, pues a que los valores más aceptados sitúan a estas fuentes a  $z = 0.45$  [Nilsson et al. \(2012\)](#) y  $z = 0.24$  [Malik et al. \(2022\)](#), otros como [Acharyya et al. \(2023\)](#) y [Padovani et al. \(2022\)](#), respectivamente las sitúan a una mayor distancia, quedando incluso dentro de los límites propuestos.
- **Obtención de las curvas de luz:** resultó en una reafirmación de la no detección de emisión gamma, exhibiendo únicamente límites superiores durante todas las noches de observación y destacando únicamente una evidencia de emisión durante una de las noches de observación de la fuente PKS 0735+178, donde se registró una significancia de  $\approx 4\sigma$ . Tras un estudio más detallado del proceso de extracción de la señal, tal evidencia no parece apuntar a un exceso real de emisión si no a una posible fluctuación. Es necesario acumular más tiempo de observación en estas fuentes para alcanzar su detección con LST-1.

Para cerrar el análisis de la emisión de estas fuentes, realizamos un estudio de la SED multifrecuencia de nuestras fuentes mediante el empleo de un método leptónico sencillo que considera una única zona de emisión, que nos permitió tener una visión simplificada de los mecanismos de emisión que tienen lugar en este tipo de fuentes. De su ajuste sacamos en claro los siguientes puntos:

- La necesidad de emplear modelos leptónicos más sofisticados y/o modelos hadrónicos que completaran la información y terminaran de explicar el pico de emisión en la componente de altas energías.
- Los fotones de radio están fuertemente auto-absorbidos, por lo que convendría emplear un modelo leptónico que considere que la emisión en longitudes de onda de radio proviene de una región diferente (el modelo de dos zonas desarrollado en [Tavecchio et al. \(1998\)](#)).

- La reafirmación de las diferencias entre las fuentes objeto, pues en los blazars se observa que un modelo simple podría ser suficiente para un análisis superficial. Sin embargo, para los Seyfert, el jet no opaca al resto de componentes, apareciendo en la SED las contribuciones de la corona, el disco de acreción, y la intrínseca de la propia galaxia, entre otras.

Finalmente, y abordando la otra parte del proyecto, el análisis realizado ha permitido confirmar el correcto funcionamiento del LST-1 ya durante su fase de puesta a punto. Pues de su comparación con los instrumentos de detección de rayos gamma (Fermi-LAT, MAGIC, VERITAS) podemos sacar las siguientes conclusiones:

- La comparación de los límites superiores de NGC 1068 obtenidos por el LST-1 con los reportados en [Acciari et al. \(2019\)](#), parecen corroborar la tendencia observada por MAGIC.
- Por otro lado, los límites superiores de PKS 0735+178 obtenidos por el LST-1, son más restrictivos que los observados por el VERITAS, señalando una sensibilidad comparable a la de este instrumento.
- Las observaciones de LST-1 cubren las regiones de altas y muy altas energías, a las que el LAT tiene un acceso limitado debido a su reducida área de captación y a la baja fluencia de fotones en este rango energético. Lo que ha permitido, en el caso de fuentes situadas a redshift moderados como las PKS 0735+178 y PKS 1424+240, observar de forma más detallada el corte exponencial que se produce en la región de muy altas energías.

Como conclusión final, este Trabajo de Fin de Máster ha demostrado el potencial del telescopio Cherenkov LST-1, el primer telescopio que formará parte del futuro observatorio CTAO, que será una potente herramienta para la astronomía de rayos gamma VHE. Mediante el desarrollo y la aplicación de técnicas avanzadas de reconstrucción de datos, este trabajo no solo ha validado el correcto funcionamiento del LST-1, si no que hace gala del enorme potencial que tendrá el futuro CTAO una vez completada su construcción. La significativa mejora en sensibilidad con respecto al resto de instrumentos de la antigua generación (ver en [CTA Consortium \(2018\)](#)) abrirá nuevas posibilidades para la exploración del universo en longitudes de onda VHE y en las teorizadas UHE.

Además, ha asentado las bases para futuros estudios de estas fuentes, abriendo varios líneas de investigación a seguir para optimizar su caracterización, tales como:

1. Realizar observaciones con LST-1 de estas fuentes durante episodios de emisión de neutrinos detectados por el telescopio de neutrinos IceCube (ambos instrumentos junto con muchos otros, colaboran en un sistema de alertas inmediatas ante posibles aumentos de actividad de las fuentes en rayos gamma y neutrinos), que nos permitan buscar una relación espacial y temporal con la producción de rayos gamma VHE (como por ejemplo, [IceCube Collaboration et al., 2018, 2022](#)). Esta relación sería una prueba de la necesidad de considerar modelos hadrónicos para explicar las SED multifrecuencia de estos objetos.
2. Considerar las observaciones de un periodo más específico y corto de tiempo, que permita evitar la posible variabilidad de las fuente y facilite interpretar las observaciones multi-longitud de onda asumiendo un modelo de emisión estático.
3. Dedicar más tiempo de observación con LST-1, y en el futuro con CTAO-Norte a estas fuentes, para intentar alcanzar su detección y obtener puntos espectrales que permitan caracterizar el espectro de las fuentes en el rango VHE.
4. Usar modelos de emisión más complejos que los empleados en este trabajo combinando modelos leptónicos de dos zonas con modelos hadrónicos para realizar una mejor caracterización de la SED multi-longitud de onda de estas fuentes.



# Bibliografía

- Abdalla H., et al., 2019, [Astronomy & Astrophysics](#), 626, A57
- Abe, S. et al., 2023, [A&A](#), 673, A75
- Abe H., et al., 2023, [Astrophysical Journal](#), 956
- Acciari V. A., et al., 2019, [The Astrophysical Journal](#), 883, 135
- Acharyya A., et al., 2023, [Astrophysical Journal](#), 954, 70
- Aharonian F., et al., 2006, [Astronomy & Astrophysics](#), 457, 899–915
- Ahnen M. L., et al., 2018, [Astronomy & Astrophysics](#), 619, A45
- Albert J., et al., 2007, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment](#), 583, 494
- Aleksić J., et al., 2014, [Astronomy & Astrophysics](#), 572, A121
- Aleksić J., et al., 2016a, [Astroparticle Physics](#), 72, 76
- Aleksić J., et al., 2016b, [Astroparticle Physics](#), 72, 76–94
- Anchordoqui L. A., et al., 2004, [Annals of Physics](#), 314, 145
- Atwood W. B., et al., 2009, [The Astrophysical Journal](#), 697, 1071–1102
- Böttcher M., Els P., 2016, [The Astrophysical Journal](#), 821, 102
- Böttcher M., Reimer A., Sweeney K., Prakash A., 2013, [The Astrophysical Journal](#), 768, 54
- CTA Consortium 2018, Science with the Cherenkov Telescope Array. WORLD SCIENTIFIC, [doi:10.1142/10986](https://doi.org/10.1142/10986), <http://dx.doi.org/10.1142/10986>
- Carreto Fidalgo D., 2019, Revealing the Most Energetic Light from Pulsars and Their Nebulae, 1 edn. Springer Theses, Springer, [doi:10.1007/978-3-030-24194-0](https://doi.org/10.1007/978-3-030-24194-0)
- Donath, Axel et al., 2023, [A&A](#), 678, A157
- FSSC 2024, LAT 12-year Source Catalog (4FGL-DR3) [Accessed: September 5, 2024], [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/12yr\\_catalog/](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/12yr_catalog/), [https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/12yr\\_catalog/](https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/12yr_catalog/)
- Fomin V. P., Stepanian A. A., Lamb R. C., Lewis D. A., Punch M., Weekes T. C., 1994, [Astroparticle Physics](#), 2, 137
- Hinton J., Hofmann W., 2009, [Annual Review of Astronomy and Astrophysics](#), 47, 523
- Huchra J. P., Vogeley M. S., Geller M. J., 1999, [The Astrophysical Journal Supplement Series](#), 121, 287
- IceCube Collaboration et al., 2018, [Science](#), 361, 147
- IceCube Collaboration et al., 2022, [Science](#), 378, 538
- Jansky K. G., 1933, [Nature](#), 132, 66

- Ji S., Wang Z., Xing Y., Yan D., Zheng J., 2024, *Astrophysical Journal*, 961, 147
- Kafexhiu E., Aharonian F., Taylor A. M., Vila G. S., 2014, *Physical Review D*, 90
- Kraushaar W. L., Clark G. W., 1962, *Scientific American*, 206, 52
- Lenain J.-P., Ricci C., Türler M., Dorner D., Walter R., 2011, Seyfert 2 galaxies in the GeV band: jets and starburst ([arXiv:1102.5231](https://arxiv.org/abs/1102.5231)), <https://arxiv.org/abs/1102.5231>
- Li T. P., Ma Y. Q., 1983, *The Astrophysical Journal*, 272, 317
- López Coto R., 2015, PhD thesis, Universidad Autónoma de Barcelona, Spain, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015PhDT.....229L/abstract>
- Malik Z., Sahayanathan S., Shah Z., Iqbal N., Manzoor A., Bhatt N., 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 511, 994–1003
- Mirzoyan R., 2023, in , *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*. pringer Nature Singapore, p. 153, doi:10.1007/978-981-16-4544-0\_62-1, <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2023hxga.book..153M>
- Morcuende D., 2023, PhD thesis, Universidad Complutense de Madrid, Spain, doi:10.5281/zenodo.10683340, <https://doi.org/10.5281/zenodo.10683340>
- Muriel H., Donzelli C., Rovero A. C., Pichel A., 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 574, A101
- Netzer H., 2013, *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*. Cambridge University Press, New York, NY, USA, <https://www.cambridge.org/core/books/physics-and-evolution-of-active-galactic-nuclei/2A36453A413D67311D59A8A5CEA7117C>
- Nilsson K., Pursimo T., Villforth C., Lindfors E., Takalo L. O., Sillanpää A., 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 547, A1
- Nobel Prize Organization 1936, Nobel Prize in Physics 1936 – Presentation Speech, Nobelprize.org, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1936/presentation-speech/>
- Padovani P., et al., 2017, *Astronomy and Astrophysics Review*, 25, 2
- Padovani P., Boccardi B., Falomo R., Giommi P., 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 511, 4697–4701
- Park N., 2015, Performance of the VERITAS experiment ([arXiv:1508.07070](https://arxiv.org/abs/1508.07070)), <https://arxiv.org/abs/1508.07070>
- Petropoulou M., Oikonomou F., Mastichiadis A., Murase K., Padovani P., Vasilopoulos G., Giommi P., 2020, *The Astrophysical Journal*, 899, 113
- Piron F., et al., 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 374, 895
- Prandini E., Bonnoli G., Maraschi L., Mariotti M., Tavecchio F., 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 405, L76–L80
- Prandini E., Bonnoli G., Tavecchio F., 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 543, A111
- Project C.-L., et al., 2024, A detailed study of the very-high-energy Crab pulsar emission with the LST-1 ([arXiv:2407.02343](https://arxiv.org/abs/2407.02343)), <https://arxiv.org/abs/2407.02343>

- Rovero A. C., Muriel H., Donzelli C., Pichel A., 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 589, A92
- Saldana-Lopez A., Domínguez A., Pérez-González P. G., Finke J., Ajello M., Primack J. R., Paliya V. S., Desai A., 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 507, 5144–5160
- Schellart P., 2015, PhD thesis, Radboud University, <https://repository.ubn.ru.nl/handle/2066/138600>
- Schneider P., 2015, *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*, 2nd edn. Springer, Heidelberg, doi:10.1007/978-3-642-54083-7, <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-642-54083-7>
- Simpson J., 1983, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 33, 323
- Tavecchio F., Maraschi L., Ghisellini G., 1998, *The Astrophysical Journal*, 509, 608–619
- Tavecchio F., Ghisellini G., Ghirlanda G., Foschini L., Maraschi L., 2010, , 401, 1570
- Tavecchio F., Becerra-Gonzalez J., Ghisellini G., Stamerra A., Bonoli G., Foschini L., Maraschi L., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 534, A86
- Thorne J. E., et al., 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 509, 4940–4961
- Tramacere A., 2024, JeT Set modeler and fitting Tool [Accessed: September 5, 2024], <https://jetset.readthedocs.io/en/1.3.0/>
- Wagner R. M., 2006, Ph.d. thesis, Technical University, Munich, <https://inspirehep.net/literature/741038>
- Weekes T. C., et al., 1989, *Astrophysical Journal*, 342, 379
- Yang J., Wang J., 2010, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 62, L23–L26
- de Naurois M., Mazin D., 2015, *Comptes Rendus Physique*, 16, 610